

fizikai szemle

2014/11

MAGYAR TUDÓSOK ÉS MŰVÉSZEK SZÜLŐHÁZA

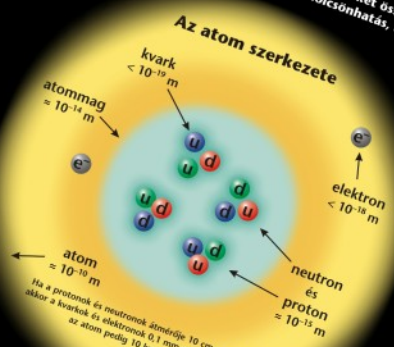
- akik Nyugaton alakították a 20. század történelmét és kultúráját

Z ELEMELI RÉSZECSKÉK ÉS ALAPVETŐ KÖLCSÖNHATÁSOK

Standard Modellje

Az elemi részecskékre és alapvető kölcsönhatásokra vonatkozó jelenlegi legpontosabb ismereteinket összegzi a Standard modell, amely az erős és egyesített elektromgennyel, spinjük: 1/2, 3/2, 5/2 ...

leptonok (spin = 1/2)	jel/iz	tömeg GeV/c ²	elektromgennyel töltés
elektron	e	< 10 ⁻⁶	0
muon	μ	0,000511	-1
tauon	τ	< 0,0002	0
neutrínó	ν	0,106	-1
...	...	< 0,02	0
...	...	1,7771	-1



Bozonok - a kölcsönhatások közvetítői, spinjük: 0, 1, 2...

erős - a kölcsönhatások közvetítői, spinjük: 0, 1, 2...	jel/név	tömeg GeV/c ²	elektromgennyel töltés
gluon	g	0	0

elektromgennyel (spin = 1)

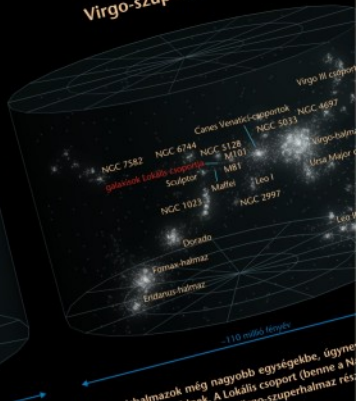
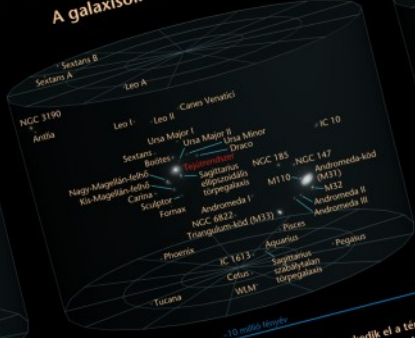
jel/név	tömeg GeV/c ²	elektromgennyel töltés
photon	0	0
W boson	80,4	±1
Z boson	91,2	0

A kölcsönhatások tulajdonságai

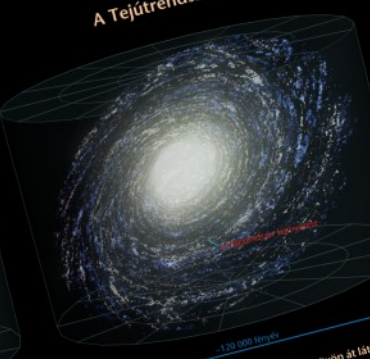
kölcsönhatás	erős	elektromgennyel	gravitációs	gyenge
erős	szintöltés	lásd magyarázat		
elektromgennyel	kvarkok, gluonok	hadronok		
gravitációs	gluonok	mezók		
gyenge	25	60		

HELYÜNK A VILÁGEGYETEMEN

A galaxisok Lokális csoportja



A Naprendszer környezete



A szabad szemmel látható csillagok - a Tejútrendszerben látható lárszálakkal együtt - galaxisunk, a Tejútrendszer tagjai. A Tejút derengő sávja valójában hatvány csillagok összehasonló fényű. A Tejútrendszer spirális galaxis: a csillagok zöme a csillagközi anyag nagy részével együtt spirális csillagok mentén tömörül. Becslések szerint a Tejútrendszer 200 milliárd csillag alkotja.

A galaxisok túlnyomó többsége nem elszórtan helyezkedik el a térben, hanem csoportosulva. Néhány tucat tagból állnak a galaxiscsoportok, és több száz vagy akár ezer tagja is van a galaxisok csoportoknak. A Tejútrendszer a Lokális csoportba tartozik körülbelül 60 ismert galaxisal együtt. E csoport meghatározó tagjai a Tejútrendszer spirális csillagok mentén (M31) és a Triangulum-kód (M33) - mindhárom spirális galaxis. Mellette számos szabálytalan és ellipszoidális törpegalaxis alkotja a Lokális csoportot.

A galaxisok csoportok még nagyobb egységekbe, úgynevezett szuperhalmazokba szerveződnek. A Lokális csoport (bentem a Tejútrendszerrel) a Virgo-szuperhalmaz részét képezi.

ENERGIA-HÁZTARTÁSA

A Föld energia-háztartása bolygónk súlyában lévő rendszerét írja le, egyensúlyban van a légkör erő, valamint az onnan származó hőenergia. Ezek lehetnek szubsztitúciók (fény és hő) - értékeit a CERES műhold méri fel. A Föld felszínéről és a légkörből a Föld felé irányuló hőenergia a hosszú hullámú infravörös sugárzás formájában távozik. A légkör erő és hőenergia a Föld felé irányuló infravörös sugárzásból származik, mint az infravörös sugárzásból származik.

POSZTEREINKET KERESD A FIZIKAISZEMLE.HU MELLÉKLETEK MENÜPONTJÁBAN!

a légkör által elnyelt 77 W/m²

a felület által kibocsátott 170 W/m²

a felszín által visszavert 23 W/m²

infravörös kisugárzás 239,7 W/m²

légköri ablak 40 W/m²

a légkör által elnyelt 358 W/m²

felhők által kibocsátott 100 W/m²

A poszterek szabadon letölthetők, kinyomtathatók és oktatási célra, nonprofit felhasználhatók. Kereskedelmi forgalomba nem hozhatók, változtatás csak a Fizikai Szemle engedélyével lehetséges. A kirakott poszterekről fényképet kérünk a szerkesztok@fizikaiszemle.hu címre.



látni (halm változ)

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Matematikai és Fizikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

**Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat
havonta megjelenő folyóirata.**

**Támogatók: a Magyar Tudományos
Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya,
az Emberi Erőforrások Minisztériuma,
a Magyar Biofizikai Társaság,
a Magyar Nukleáris Társaság
és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete**

Főszerkesztő:

Szatmáry Zoltán

Szerkesztőbizottság:

**Bencze Gyula, Czitrovszky Aladár, Faigel
Gyula, Gyulai József, Horváth Gábor,
Horváth Dezső, Iglói Ferenc, Kiss Ádám,
Lendvai János, Németh Judit, Ormos Pál,
Papp Katalin, Simon Péter, Sükösd Csaba,
Szabados László, Szabó Gábor,
Trócsányi Zoltán, Turiné Frank Zsuzsa,
Ujvári Sándor**

Szerkesztő:

Füstöss László

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A folyóirat e-mail címe:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

http://www.fizikaiszemle.hu



A címlapon:

**Doménszerkezet a rendezetlen kvantum
Ising-modellben.**

TARTALOM

<i>Iglói Ferenc, Kovács István:</i> Végtelenül rendezetlen kritikus viselkedés	366
<i>Benkő József:</i> A Kepler-űrtávcső egy százéves rejtély nyomában	372
<i>Gazda István:</i> A kémiai elemek magyar neveinek változásai a periódusos rendszer megalkotásáig, 1745–1869 – 1. rész	379

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Bokor Nándor:</i> Lucky Luke – az ember, aki gyorsabban lő, mint az árnyéka	382
<i>Beke Tamás:</i> Az óráátállítás hatásainak vizsgálata	388
<i>Sükösd Csaba:</i> XVII. Szilárd Leó Nukleáris Tanulmányi Verseny – beszámoló 2. rész	392

KÖNYVESPOLC

HÍREK – ESEMÉNYEK

<i>F. Iglói, I. Kovács:</i> Critical behaviour of infinitely random systems	397
<i>J. Benkő:</i> The “Kepler” space telescope offers a solution for an enigma of a century ago	
<i>I. Gazda:</i> Hungarian names of the chemical elements in use 1745–1869 – part I	398

TEACHING PHYSICS

<i>N. Bokor:</i> Lucky Luke – the man who shoots faster than his shadow	
<i>T. Beke:</i> The effects of the daylight saving time shifts	
<i>Cs. Sükösd:</i> Report on the XVII. Leo Szilárd Contest in nuclear physics – part II	

BOOKS

EVENTS

<i>F. Iglói, I. Kovács:</i> Kritische Verhaltensweisen völlig ungeordneter Systeme	
<i>J. Benkő:</i> Das Weltraum-Fernrohr „Kepler“ spürt einem hundertjährigen Rätsel nach	
<i>I. Gazda:</i> Ungarische Namen der chemischen Elemente aus den Jahren 1745–1869 – Teil I.	

PHYSIKUNTERRICHT

<i>N. Bokor:</i> Lucky Luke – der Mann, der schneller schießt wie sein Schatten	
<i>T. Beke:</i> Die Auswirkungen der Umstellungen Sommerzeit – Winterzeit	
<i>Cs. Sükösd:</i> Bericht über den XVII. Leo-Szilárd-Wettbewerb in Kernphysik – Teil II.	

BÜCHER

EREIGNISSE

<i>Ф. Излои, И. Ковач:</i> Критическое поведение систем являющихся в абсолютном беспорядке	
<i>Й. Бенкő:</i> Телескоп-спутник «Кеплер» предлагает разгадку столетней проблемы	
<i>И. Газда:</i> Венгерские названия химических элементов 1745–1869 г. – часть первая	

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

<i>Н. Бокор:</i> Лаки Люк – человек, чей выстрел быстрее тени	
<i>Т. Беке:</i> Последствия перестановки зимних и летних времен	
<i>Ч. Шюкőнд:</i> Отчет о XVII. студенческом конкурсе им. Л. Силарда по ядерной физике – часть вторая	

КНИГИ

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



VÉGTELENÜL RENDEZETLEN KRITIKUS VISELKEDÉS

Iglói Ferenc, Kovács István
MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

Előzmények

A fázisátalakulások és kritikus jelenségek a mindennapi életben is gyakran előforduló folyamatok, amelyek során a makroszkopikus testek tulajdonságai egy adott ponton hirtelen drasztikusan megváltoznak. Itt elegendő a víz megfagyásával kapcsolatos folyamatokra és azok gyakorlati következményeire utalnunk. A természetben megfigyelhető fázisátalakulások, miként a fagyás-olvadás, többnyire elsődrendűek, amelyeket a termodinamikai potenciálok (például a szabadenergia) első deriváltjainak (például a belső energia) szakadásos viselkedése kísér. Kritikus viselkedést a termodinamikai potenciálok magasabb (általában a második) deriváltjainak (például az izotermikus kompresszibilitás) szakadása és/vagy divergenciája jelez. A kritikus viselkedés első kísérleti megfigyelése *Charles Cagniard de la Tour* nevéhez fűződik, aki 1822-ben ágyúcsőbe zárt etanollal kísérletezett. *Thomas Andrews* a szén-dioxid (CO₂) részletes kísérleti analizisét végezte el 1869-ben és azt találta hogy a kritikus pont felett (T_c és p_c), az úgynevezett szuperkritikus tartományban, nem lehet cseppfolyósítani (*I. ábra*). A szuperkritikus szén-dioxid az iparban is előszeretettel használt oldószer például koffeinmentes kávé és nikotinmentes dohány előállításánál.

A folyadék-gőz fázisátalakulás és az azzal kapcsolatos kritikus pont első elméleti leírását 1873-ban *Johannes Diderik van der Waals* végezte el az általa felírt állapotegyenlet analizisével. Ugyancsak régóta ismert, hogy egy mágneses anyag magas hőmérsékleten, a T_c Curie-hőmérséklet felett elveszíti ferromágneses tulajdonságait. A jelenség elméleti modellezése lokalizált momentumokat feltételezve az Ising-modell keretén belül lehetséges, amelynek energiája (Hamilton-függvénye)

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} s_i s_j - b \sum_i s_i \quad (1)$$

alakú, ahol $s_i = \pm 1$ az elemi momentum az i -edik rácshelyen, J a kicserélődési (kölsönhatási) energia és b a külső mágneses tér értéke, továbbá az összegzésben $\langle i,j \rangle$ az első szomszédokat jelöli. A probléma tárgyalásánál 1907-ben *Pierre-Ernest Weiss* az átlagtér (vagy molekuláris tér) közelítést alkalmazta. Amennyiben a lokális momentum termikus átlagértéke (a pozíciótól

függetlenül) $m = \langle s_i \rangle$, úgy az i -edik helyen lévő spin $b_{eff} = b + mJz$ átlagos teret érez, ahol z a rác koordinációs száma. Az önkonzisztencia feltételéből az

$$m = \text{th} \frac{b_{eff}}{k_B T}$$

egyenletre jutunk (k_B a Boltzmann-állandó), amelynek külső tér nélküli megoldása $T < T_c = Jz/k_B$ esetén $m > 0$, ami a ferromágneses fázist jelenti, míg $T > T_c$ -re a triviális $m = 0$ megoldást kapjuk, ami a paramágneses fázist jellemzi.

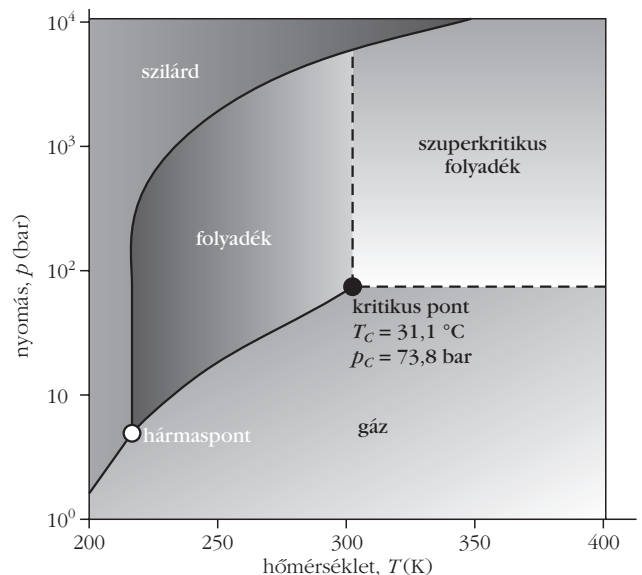
A fázisátalakulások átlagtér-elméletének konzisztens megalkotása, amely magában foglalja a van der Waals- és a Weiss-féle elméleteket is, *Lev Davidovics Landau* nevéhez fűződik. Bevezette a Ψ rendparaméter fogalmát – $\Psi = 0$ a rendezetlen fázisban és $\Psi > 0$ a rendezett fázisban –, és feltette, hogy az F szabadenergia a kritikus pont környékén Ψ szerint hatványosorba fejthető. Ez például az Ising-modell esetén

$$F = a + r\Psi^2 + s\Psi^4 + b\Psi + \dots \quad (2)$$

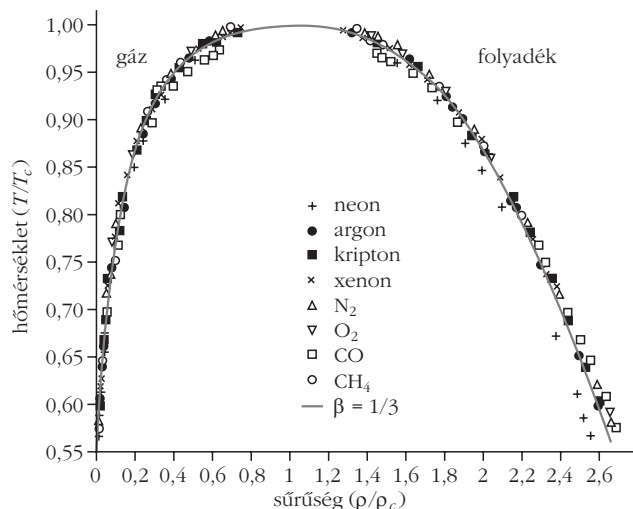
alakú, ahol $\Psi = m$, $r = r_0(T - T_c)$ és $s > 0$. Az átlagtér-elméletek fontos eredménye, hogy leírják a fázisátalakulás tényét és általában megadják az átalakulás rendjét, viszont a kritikus pontban fellépő szingularitásokat jellemző kritikus exponensek értékét nem adják meg helyesen.

Példaként a 2. ábrán a folyadék-gőz kritikus pont közelében a kísérletileg mért redukált sűrűséget (ρ/ρ_c) a redukált hőmérséklet (T/T_c) függvényében ábrázoljuk különböző anyagok esetén. Láthatóan anyagi minőség-

1. ábra. A CO₂-rendszer fázisdiagramja.



Az írás a 2014. évi Fizikai Fődíjhoz kapcsolódó előadás szerkesztett változata. A kutatás az OTKA K75324, K77629 és K109577 pályázatok támogatásával valósult meg. K. I. publikációt megalapozó kutatása a TÁMOP-4.2.4.A/2-11/1-2012-0001 azonosító számú Nemzeti Kiválóság Program – Hazai hallgatói, illetve kutatói személyi támogatást biztosító rendszer kidolgozása és működtetése konvergencia-program című kiemelt projekt keretében zajlott. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.



2. ábra. A redukált sűrűség a redukált hőmérséklet függvényében különböző anyagok kritikus pontjának közelében.

től függetlenül, univerzálisan, a $\rho - \rho_c \sim (T - T_c)^\beta$ aszimptotikus összefüggés teljesül azonos $\beta = 0,33$ exponenssel, ugyanakkor az átlagtérérték ettől eltérő $\beta_{MF} = 0,5$.

A múlt század hatvanas éveiben összegyűlt kísérleti eredmények további mennyiségek (izotermikus kompresszibilitás, szuszceptibilitás, fajhő, kritikus izoterma, korrelációs hossz stb.) hatványfüggvényszerű szingularitásait jelezték, és az azokat jellemző kritikus exponensek jelölésére szinte a teljes görög ábécét felhasználták. Termodinamikai elvek alapján az ábécé betűi között egyenlőségeket állítottak fel, amelyeket azután egyenlőségek alakjában is megfogalmaztak az úgynevezett skálázási hipotézis felhasználásával. Így a teljes ábécé helyett elég volt csak néhány kritikus exponens a rendszer jellemzésére. Az előbb említett skálázási invariancia azon a felismerésen alapul, hogy a kritikus pontban a rendszer kooperatív viselkedését leíró korrelációs hossz divergál és így a fizikai mennyiségek a hosszúságskála megválasztásától függetlenek. A Michael E. Fisher, Leo P. Kadanoff és mások által bevezetett skálázási elv magyarázata és a kritikus viselkedés kvantitatív meghatározása a Kenneth G. Wilson által 1971-ben bevezetett renormálási csoport (RCS) segítségével vált lehetségessé. Az RCS-transzformáció során a rendszer szabadsági fokainak számát fokozatosan csökkentjük, úgy, hogy a fluktuációk – a kritikus viselkedés szempontjából lényegtelen – rövid hullámhosszú komponenseit elhagyjuk. Az RCS-transzformáció nem-triviális fixpontja írja le a rendszer kritikus viselkedését, és a fixponti transzformáció releváns sajátértékei határozzák meg a rendszer kritikus exponenseit. Az RCS-transzformáció magyarázattal szolgál a kritikus rendszerekben megfigyelhető önhasonlóságra, a geometriai objektumok fraktálszerkezetére, a fizikai mennyiségek hatványfüggvényszerű szingularitásaira és az azokat jellemző kritikus exponensek értékeire. Ugyancsak természetesen értelmezi az univerzalitás elvét, mivel a kritikus jelenségeket csak néhány releváns jellemző határozza meg: a rendszer dimenziója, a rendparaméter szimmetriája és a kölcsönhatás hatótávolsága.

Az RCS-transzformációval kapcsolatos vizsgálatokba hamar bekapcsolódtak magyar kutatók is, a teljesség igénye nélkül Szépfalussy Péter, Zawadowski Alfréd, Sólyom Jenő, Menyhárd Nóra, Kondor Imre, Rácz Zoltán, Vicsek Tamás és Kertész János nevét említjük.

A rendezetlenség hatása a kritikus viselkedésre

A kritikus viselkedésre kidolgozott RCS-elmélet alapvetően tökéletes, szabályos rendszerek tulajdonságaira vonatkozik. Ugyanakkor kísérleti tény, hogy a reális fizikai rendszerek mindig tartalmaznak valamennyi rendezetlenséget a rácshibák, szennyező atomok, diszlokációk stb. jelenléte miatt. Az is ismert, hogy a kondenzált rendszerekben a rendezetlenség dinamikája általában lassú, így jó közelítéssel időfüggetlen, a mintába befagyott rendezetlenséggel számolhatunk. Ebben az esetben a termodinamikai mennyiségek várható értékeit kétféle átlagolás során kapjuk meg: először adott rendezetlen minta esetén kiszámítjuk a termikus átlagértéket, majd ezt a különböző mintákra, azaz a rendezetlenségre is átlagoljuk. A rendezetlen rendszerek vizsgálatának kezdetén több elvi kérdés is felmerült. Értelmezhető-e termodinamikai szempontból stabil fázis ilyen rendszerekben, vagy az csak inhomogén, különböző lokális tulajdonságú részek összessége? Továbbá létezik-e éles fázisátalakulás, vagy a rendszerben a különböző inhomogén részek eltérő hőmérsékleten rendeződnek? Mindkét kérdés első felére a válasz igenlő lett, ezek után a rendezetlen rendszerek fázisátalakulása tulajdonságainak vizsgálatára fordult az elméleti és kísérleti kutatók figyelmé.

A rendezetlen rendszerek RCS-analízise során először is arra a kérdésre keresünk választ, hogy miként viselkedik a rendezetlenség erőssége az RCS-transzformáció során, azaz egyre nagyobb skálán. Ebből a szempontból a rendezetlen rendszerek három csoportba oszthatók.

Az első csoport esetén a rendezetlenség erőssége a skála növekedésével csökken és nullához tart. Ekkor a rendezetlenség irreleváns perturbációt képvisel és a rendezetlen rendszer is ugyanazon kritikus exponensekkel rendelkezik, mint a tiszta rendszer. Ez a helyzet, például a háromdimenziós Ising-modell és a folyadék-gőz kritikus pont esetén. Ez a tulajdonság magyarázza meg, hogy miért lehet reális, fizikai mintákon is megfigyelni a tiszta rendszerekre vonatkozó kritikus viselkedést a kísérletekben.

A rendezetlen rendszerek második csoportja esetén a rendezetlenség erőssége a skála növekedése során egy véges értékhez tart, azaz ebben az esetben a rendezetlenség releváns perturbáció. Ebbe a csoportba tartozik, többek között a háromdimenziós Heisenberg-modell, amely a folytonos szimmetriájú rendparaméterrel rendelkező rendszerek prototípusa. De ide tartoznak a szerkezeti rendezetlenségű üvegek, a mágneses tulajdonságú spinüvegek és a véletlen terű modellek is. Ezen rendszerek elméleti vizsgálata nagyon nehéz és alapjaiban nem megoldott, mivel a rendszerekben

megfigyelhető kooperatív viselkedés több, azonos nagyságrendű hatás (rendezetlenség, frusztráció, termikus fluktuációk) eredményeként jön létre.

Végül, a rendezetlen rendszerek *harmadik csoportja* esetén a rendezetlenség erőssége a skála növekedése során minden határon túl növekszik, tehát a rendezetlenség nemcsak releváns perturbáció, hanem teljes mértékig domináns a kooperatív viselkedés, így a fázisátalakulás tulajdonságainak meghatározásánál. Ezen rendszerek esetén végtelenül rendezetlen kritikus viselkedésről beszélünk és az utóbbi időben számos rendszer és folyamat esetén ismerték fel a végtelen rendezetlenség jelenlétét [1]. Ezek egy része sztochasztikus folyamat, mint az egydimenziós bolyongás véletlen közegben (Sinai-féle bolyongás), az aszimmetrikus kizárási folyamat, felületnövekedési modellek és reakció-diffúzió rendszerek, mint a betegségterjedést modellező úgynevezett kontakt folyamat. A végtelenül rendezetlen rendszerek másik része kvantum rendszer, amelyben $T=0$ hőmérsékleten kvantum fázisátalakulás zajlik le. Ilyenek egy dimenzióban a kvantum spinláncok, vagy a rendezetlen Hubbard-modell; két dimenzióban a Mott-típusú fém-szigetelő átalakulás; három dimenzióban a különböző kvantum mágnesek, amelyeket a kvantum Ising-moddal szokás leírni. A következőkben ezen rendszer tulajdonságairól, kritikus viselkedéséről és a vizsgálati módszerekről szólnunk részletesebben.

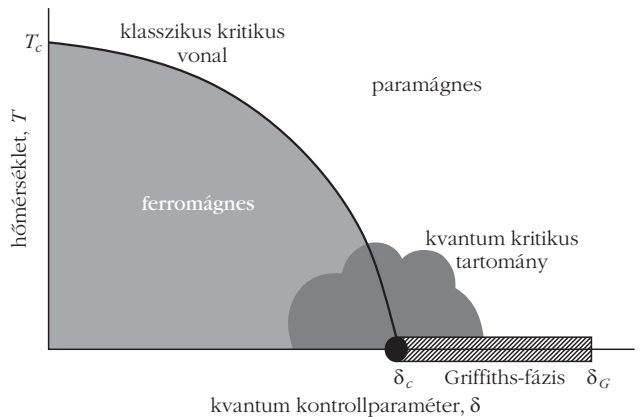
A rendezetlen kvantum Ising-modell

A rendezetlen kvantum Ising-modellt a

$$H = -\sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \sigma_i^x \sigma_j^x - \sum_i b_i \sigma_i^z \quad (3)$$

Hamilton-operátorral definiáljuk, ahol σ_i^x és σ_i^z a Pauli-mátrixokat (feles spinek operátorait) jelöli az i -edik rácshelyen. A J_{ij} csatolások és a b_i merőleges (transzverzális) terek véletlen változók. Ismert, hogy a különböző irányú Pauli-mátrixok egy adott rácshelyen nem cserélhetők fel ($\sigma_i^x \sigma_i^z \neq \sigma_i^z \sigma_i^x$), ezért a fenti rendszer kvantumtulajdonságokat mutat. A kvantum fluktuációk erőssége a b_i merőleges terek növekedésével nagyobbá válik, és az ezzel kapcsolatos δ kvantum kontrollparamétert az átlagolt log-terek és az átlagolt log-csatolások különbségével fejezzük ki: $\delta = \overline{\ln b} - \overline{\ln J}$. A rendszer sematikus fázisdiagramja $d \geq 2$ dimenzió esetén a T és a δ függvényében a 3. ábrán látható: a rendszer ferromágneses és paramágneses fázisait a $T_c(\delta)$ kritikus vonal választja el.

Merőleges tér nélkül ($\delta \rightarrow -\infty$) a rendszerben klaszikus fázisátalakulás történik. A merőleges tér bekapcsolásakor a kritikus hőmérséklet növekvő δ -val csökken, végül a $\delta = \delta_c$ kvantum kritikus pontban a kritikus hőmérséklet nullává válik. Megmutatható, hogy $\delta < \delta_c$ esetén a véges hőmérsékleti fázisátalakulás azonos univerzalitási osztályba tartozik, mint a klasszikus rendszeré. A $T = 0$ -án és $\delta = \delta_c$ -nél bekövetkező kvantum fázisátalakulás azonban gyökeresen



3. ábra. A rendezetlen kvantum Ising-modell sematikus fázisdiagramja $d \geq 2$ dimenzióban.

más tulajdonságú. Habár ez az átalakulás szigorúan zérus hőmérsékleten következik be, az úgynevezett kvantum kritikus tartományban erős hatással van a rendszer alacsony hőmérsékleti viselkedésére is. Az egydimenziós modell esetén nincs véges hőmérsékleten rendezett fázis, de a fázisdiagram $T=0$ szelete ott is érvényes.

Kísérletileg a (3) Hamilton-operátorral leírt rendszert a $\text{LiHo}_x\text{Y}_{1-x}\text{F}_4$ – illetve a hasonló tulajdonságú $\text{Rd}_{1-x}(\text{NH}_4)_x\text{H}_2\text{PO}_4$ és $\text{K}(\text{H}_x\text{D}_{1-x})_2\text{PO}_4$ – ötvözettel szokás azonosítani. Ezen ötvözetekben dipól-dipól kölcsönhatás van jelen, ezért J_{ij} hosszú hatótávolságú. A modell rövid hatótávolságú változatát optikai rácsokra helyezett ultrahideg atomokkal (például Rb) lehet kísérletileg megvalósítani. A következőkben ezen modellre szorítkozunk, ahol az $\langle i,j \rangle$ jelölés elsősorban szomszédpozíciókra vonatkozik.

Fenomenológia – skálázási tulajdonságok

Tekintsünk egy nagy, de véges rendszert, amelynek lineáris mérete $L \gg 1$. A *statikus* (időtől független) tulajdonságok jellemzésére rendparaméterként az átlagos mágnesezettséget használjuk, amelyet az

$$m = L^{-d} \sum_i \langle 0 | \sigma_i^x | 0 \rangle$$

módon definiálunk, ahol $|0\rangle$ a rendszer, azaz a (3) szerinti Hamilton-operátor alapállapota. A ferromágneses fázisban a mágnesezettség véges (határ)értékű: $m(\delta < \delta_c) = \mathcal{O}(1)$, amely a kritikus pont közelében a $m(\delta) \sim (\delta_c - \delta)^\beta$ összefüggés szerint tűnik el. A paramágneses fázisban a mágnesezettség a mérettel exponenciálisan tart 0-hoz: $m(\delta > \delta_c) \sim \exp(-L/\xi)$, ahol $\xi = \xi(\delta)$ a rendszer korrelációs hossza. A kritikus ponthoz közelítve a korrelációs hossz divergál: $\xi(\delta) \sim |\delta|^{-\nu}$ és magában a kritikus pontban a lecsengés hatványfüggvényt vesz fel: $m(\delta = \delta_c) \sim L^{-x}$, ahol x a mágnesezettség skálázási dimenziója. Megjegyezzük, hogy az itt felírt kritikus exponensek között a $\beta = \nu x$ skála-összefüggés áll fenn.

A dinamikai (időtől függő) tulajdonságok jellemzésére kvantum rendszer esetén az ϵ legkisebb gerjesz-

tési energia, azaz energiarés, szolgál. A rendezett fázisban az energiarés exponenciálisan tűnik el, $\epsilon(\delta < \delta_c) \sim \exp(-aL^d)$, mivel a rendszer alapállapota aszimptotikusan ($L \rightarrow \infty$ esetén) degenerált. *Homogén rendszer* paramágneses fázisában az energiarés véges. Rendezetlen rendszer esetén azonban a helyzet jóval összetettebb: véges energiarés csak elegendően nagy $\delta > \delta_G > \delta_c$ esetén van, és ebben a tartományban a $\max(J_{ij}) < \min(b_i)$ feltétel teljesül. Azaz a rendezetlen minta minden elemi tartományára átlagolt lokális kontrollparaméter, δ_{loc} teljesíti a $\delta_{loc} > \delta_c$ feltételt. *Robert Griffiths* ismerte fel, hogy a $\delta_c < \delta < \delta_G$ tartományon (lásd a 3. ábrán a sávozott szakaszt), az úgynevezett Griffiths-féle fázisban a rendezetlen rendszer dinamikája speciális. Itt az energiarés a rendszer lineáris méretével az $\epsilon \sim L^{-z(\delta)}$ összefüggést követi, ahol a $z(\delta)$ dinamikai exponens a δ kontrollparaméter folytonos függvénye. A Griffiths-féle fázis értelmezését a következő alfejezetben tárgyaljuk. Érdekes módon a kritikus ponthoz közelítve $z(\delta)$ divergál és magában a kritikus pontban a gerjesztési energia skálafüggésére az $\epsilon \sim \exp(-AL^w)$ összefüggés teljesül. Azaz a végtelenül rendezetlen kritikus pontban a dinamika extrém módon anizotróp térben és időben.

A Griffiths-féle fázis

A Griffiths-féle fázis értelmezéséhez tekintsük a rendezetlenség azon speciális esetét, amikor a kölcsönhatás bimodális eloszlást követ: $1-p$ valószínűséggel $J_{ij} = J_0$ és p valószínűséggel $J_{ij} = J_1 > J_0$, továbbá a transzverzális tér homogén: $b_i = b$. Adott hígítás mellett a rendszer $b_c(p)$ kritikus pontja a p monoton növekvő függvénye és így teljesül a $b_c(0) < b_c(p) < b_c(1)$ feltétel, ahol $b_c(0)$ és $b_c(1)$ a homogén, J_0 , illetve J_1 csatolású rendszer kritikus pontját jelöli. Tekintsük most a rendszert olyan b transzverzális térben, amely teljesíti a $b_c(p) < b < b_c(1)$ feltételt, azaz a rendszer, mint egész, paramágneses fázisban van. Ugyanakkor vannak benne olyan ritka régiók, amelyek csak J_1 erős csatolásokból állnak, és így lokálisan a ferromágneses fázishoz tartoznak. Egy V_R térfogatú ritka tartomány nagyon kicsi $\mathcal{P}(V_R) \sim p^{V_R} \sim \exp(-bV_R)$ valószínűséggel van jelen, ugyanakkor a hozzá tartozó energiarés is exponenciálisan kicsi: $\epsilon(V_R) \sim \exp(-cV_R)$. Ezen összefüggésből $V_R \sim -\ln\epsilon/c$, amelyet a $\mathcal{P}(V_R)$ összefüggésbe helyettesítve kapjuk a gerjesztési energia állapotsűrűségére a $\rho(\epsilon) \sim \epsilon^{\lambda-1}$ összefüggést ($\lambda = b/c$). Kiszámolva az időtől függő autokorrelációs függvényt:

$$G(t) \sim \int d\epsilon \rho(\epsilon) \exp(-t\epsilon) \sim t^{-\lambda},$$

az hatványfüggvényszerűen cseng le, amelynek λ kitevője a b transzverzális tér függvénye. Azaz dinamikai szempontból a rendszer a teljes Griffiths-féle fázisban kritikusnak tekinthető. Ennek következményeként bizonyos dinamikai jellemzők szingulárisak, például alacsony hőmérsékleten a fájhő $C \sim T^\lambda$, a szusz-

ceptibilitás $\chi \sim T^{\lambda-1}$ és az entrópia $S \sim T^\lambda$. Megmutatható, hogy λ az előzőekben bevezetett dinamikai exponenssel a $\lambda = d/z$ kapcsolatban van.

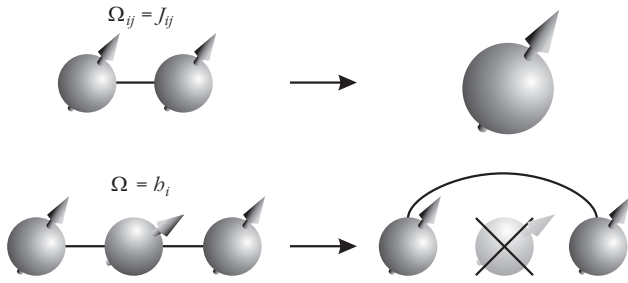
Elméleti vizsgálat: az erős rendezetlenségi RCS

Az erős rendezetlenségi RCS-módszert *Shang-Keng Ma* és munkatársai [2] vezették be 1979-ben a rendezetlen Heisenberg-spinlánc kritikus viselkedésének tanulmányozására. A módszer széles körű alkalmazására azután került sor, hogy *Daniel Fisher* 1992-ben megmutatta: az RCS-módszer a rendezetlen kvantum Ising-lánc esetén aszimptotikusan egzakt eredményeket szolgáltat. A későbbiekben az erős rendezetlenségi RCS-t különböző rendezetlen spinláncokra és magasabb dimenziós kvantum modellekre is sikerrel alkalmazták, de megfelelő variánsai a Sinai-bolyongásra, reakció-diffúzió modellekre és az aszimmetrikus kizárási folyamatra is egzakt eredményekre vezettek. A módszerről és alkalmazásairól írt összefoglaló munka az [1] referenciában található. A módszer lényegét a rendezetlen kvantum Ising-modellre történő alkalmazásával illusztráljuk.

Alkalmazás a rendezetlen kvantum Ising-modellre

Az erős rendezetlenségi RCS-módszert lokálisan használjuk, azaz a renormálási lépéseket nem uniform módon alkalmazzuk, miként például a blokk RCS-módszernél. Általában a Hamilton-operátor (lásd a rendezetlen kvantum Ising-modellre a (3) egyenletet) paramétereit (a J_{ij} csatolásokat és a b_i transzverzális tereket) nagyság szerint rendezzük és ezek közül a legnagyobbat, amely az Ω energiaskálát definiálja, eltüntetjük, kidecimáljuk. Mivel $1/\Omega$ a legkisebb karakterisztikus időt adja, a leggyorsabb relaxációhoz tartozó szabadsági fokot tüntetjük így el, amely a kritikus relaxációt (ahol az időskála divergál) nem befolyásolja. A renormálás során megmaradó szabadsági fokok között új, renormált paraméterek jelennek meg, amelyeket perturbációszámítással határozzunk meg. A decimálási transzformációt szukcesszíven tovább folytatjuk, így Ω fokozatosan csökken, egészen az $\Omega^* = 0$ fixpontig, ahol a fixponti skálázásból a modell kritikus viselkedését meg tudjuk határozni. A rendezetlen kvantum Ising-modell esetén az elemi decimálási szabályok a 4. ábrán láthatók.

Amennyiben a legnagyobb paraméter egy csatolás, például $\Omega = J_{ij}$, úgy a két összekapcsolt momentum koherensen mozog, σ_i^x és σ_j^x jó közelítéssel párhuzamos, azaz azonos állapotban van. A perturbációszámítás nyelvén ez azt jelenti, hogy az ij spinekből álló klaszter négy lehetséges állapota közül a magasabban fekvő kettőt, amelyek $2J_{ij}$ -vel az alsó két nívó felett fekszenek, elhagyjuk és a megmaradó két nívót egy effektív spinmomentum két állapotával azonosítjuk. A két megmaradó nívó felhasadásából az effektív merő-



4. ábra. Decimálási lépések a rendezetlen kvantum Ising-moddal.

leges tér, a $b'_i = b_i b_j / J_{ij}$ értékűnek adódik. Az új spin-klaszter momentuma a $\mu'_i = \mu_i + \mu_j$ additív szabályt követi, ahol a kezdeti állapotban $\mu_i = 1, \forall i$. Ez az aggregációs lépés a renormálásnál.

Amennyiben a legnagyobb paraméter egy transzverzális tér, például $\Omega = b_i$, úgy az adott momentum a longitudinális szuszceptibilitáshoz elhanyagolható járulékot szolgáltat, így kidecimálható. A kidecimálás követően az i -vel elsőszomszéd spinnek, például j és k , között effektív kölcsönhatás ébred, amelynek értéke másodrendű perturbációs számítás szerint: $J'_{ij} = J_{ij} J_{ik} / b_i$. Ez az eliminációs lépés a renormálásnál.

A kontrollparaméter különböző tartományokban az aggregációs és az eliminációs lépések különböző gyakoriságúak. A ferromágneses fázisban az aggregációs lépések dominálnak és a minta teljes mágneses momentuma a spinnek számával arányos. Ugyanakkor a paramágneses fázisban az eliminációs lépések a dominánsak, így a rendszer különálló, véges klaszterekre bomlik: az összekapcsolt klaszterek lineáris mérete a ξ korrelációs hosszát adja. A kontrollparaméter kritikus értékénél az aggregációs és eliminációs folyamatok egyensúlyt tartanak: a legnagyobb klaszter egy nem összefüggő fraktál lesz, amelynek μ momentuma a lineáris mérettel a $\mu \sim L^{d_f}$ összefüggést követi. Itt d_f a fraktáldimenzió, amely a mágnesség x skálázási dimenziójával az $x = d - d_f$ kapcsolatban áll.

Egy dimenzióban, ahol a lánc topológiája a transzformáció során változatlan marad, az RCS-egyenleteket a fixpontban Fisher analitikusan megoldotta és végtelenül rendezetlen kritikus viselkedést tapasztalt, amelyet a következő tulajdonságok jellemeznek. A renormálás során a log-csatolások (és log-terek) eloszlása minden határon túl szélesedik, így a szomszédos helyzetű terek és csatolások aránya végtelenhez (vagy nullához) tart és a renormálási lépések egzakttvá válnak. A rendszer nagy skálán is inhomogén módon viselkedik. Az átlagértékeket jellemzően a ritka régiók járuléka dominálják és ezért a tipikus és az átlagos viselkedés általában eltérő. A dinamika extrém lassú, a τ időskála és az L hosszúságskála között az $\ln \tau \sim L^\psi$ összefüggés teljesül.

Magasabb dimenzióban az RCS-transzformáció alkalmazásakor a rács topológiája megváltozik, amely különösen a transzverzális terek decimálá-

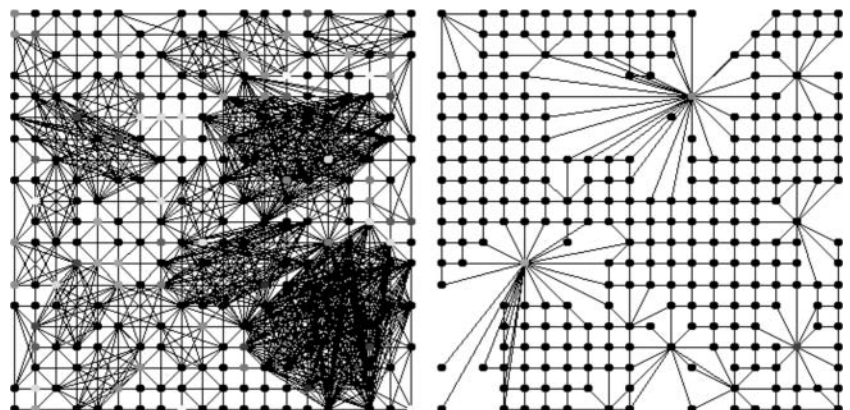
sa során vezet látványos különbségekre: ugyan minden lépésben eggyel csökken a spinek száma, mégis az effektív kötések száma erősen megnövekszik és a rendszer egy teljesen összekapcsolt gráfra emlékeztető alakzatba transzformálódik. A problémát valamelyest enyhíti az úgynevezett maximumszabály alkalmazása: ha két rácshely között az RCS adott lépésénél két csatolás is jelen van, akkor ezek közül a nagyobbát választjuk (és nem az összeget). A végtelenül rendezetlen fixpont közelében a maximumszabály nyilvánvalóan érvényes.

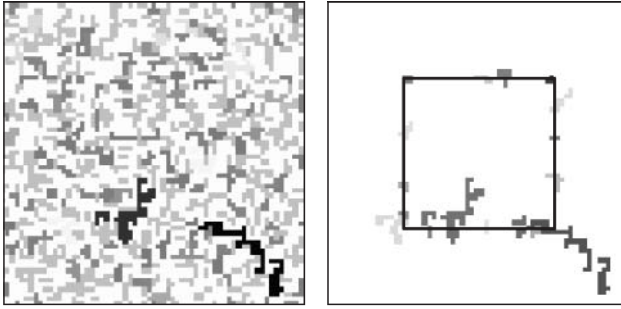
Amennyiben az RCS-módszer direkt numerikus alkalmazásával végezzük el a renormálást, akkor a kialakult összekapcsolt gráfon viszonylag sok számítógépes műveletet kell elvégezni és egy N spinből álló alakzat esetén $t \sim N^3$ időre van szükségünk annak teljes renormálásához. Magasabb dimenzióban ez a vizsgálható rendszerek méretét erősen korlátozza. A maximumszabály alkalmazása esetén azonban a számolás időigénye jelentősen csökkenthető. Megmutatható, hogy a generált új csatolások többsége nem játszik szerepet a renormálásnál és ezért az algoritmusnál elegendő csak azokra koncentrálni, amelyek a továbbiakban valóban decimálásra kerülnek. Az általunk kifejlesztett hatékony algoritmus [3] jóval gyorsabb, időigénye a $t \sim \text{Mlog}N$ összefüggést követi. Segítségével néhány millió spint tartalmazó rendszerek is hatékonyan vizsgálhatók, ami lehetővé tette két- és háromdimenziós rendezetlen kvantum Ising-modellek kritikus viselkedésének numerikus tanulmányozását is. A tradicionális és az optimalizált RCS-algoritmust az 5. ábrán illusztráljuk.

Numerikus vizsgálatok magasabb dimenzióban

A vizsgálatok első lépése a rendszerek kritikus pontjának meghatározása, amelyhez az úgynevezett dupláziási eljárást használjuk. Ennek során egy adott rendezetlen mintát két azonos példányban elkészítünk, ezeket felületi kötésekkel összekapcsoljuk, majd a kontrollparaméter adott értéke mellett elvégezzük a teljes RCS-transzformációt. Ha a rendszer lokálisan a ferromágneses fázisban van, a két példány összekapcsolt módon, korreláltan renormálódik, míg a para-

5. ábra. A tradicionális (balra) és az optimalizált (jobbra) RCS-algoritmus illusztrálása.





6. ábra. Klaszterszerkezet a 64×64 -es rácson (balra), valamint az összefonódási entrópiába számító klaszterek egy négyzetes alrendszer esetén (jobbra).

mágneses fázisban a renormálás függetlenül zajlik le a két példányban. A két renormálási viselkedést (fázist) elválasztó kontrollparaméter-értéket a mintához tartozó pszeudo-kritikus pontként értelmezzük. Ezek eloszlása értékes információt szolgáltat a kritikus viselkedésre; például a nagy méretre extrapolált átlagértéke a rendezetlen rendszer kritikus pontját adja.

A kritikus pont ismeretében a rendezetlen kvantum Ising-modell kritikus paramétereit a klaszterstatistika segítségével tudjuk meghatározni, a feladat ezen része analóg a perkolációnál megszokottal. (Egy tipikus klaszterszerkezetet a 6. ábrán mutatunk be.) Az összekapcsolt klaszterek mérete a korrelációs hosszát adja, a kritikus klaszter fraktáldimenziója a mágneszettségi kritikus exponenst, míg a klaszterek energiája az energiárést definiálja. Véges kiterjedésű rendszerek esetén további lokális kritikus jellemzőket lehet meghatározni, például felületek, élek vagy sarkok mentén. A kritikus klaszter megfelelő (felületi, él vagy sarok) fraktális dimenziójából az egyes lokális kritikus exponensek kiszámíthatók [4].

A fenti kérdéseken túl a kvantum fázisátalakulások elméletének egyik legnagyobb kihívása azon vonások megértése, amelyek a klasszikus elméletekben nincsenek jelen. A részrendszerek *összefonódása* egy ilyen alapvető jellemző. A klasszikus fizikával ellentétben egy részrendszer – például egy spin – több állapotban lehet akkor is, ha az egész rendszer egy jól definiált kvantumállapotban van. Egy egyértelmű hullámfüggvénnyel leírható „tisztá” állapotban – mint amilyen egy degenerálatlan alapállapot – az S összefonódási entrópia egy közismerten jó mérték, amely egy \mathcal{A} alrendszer és a \mathcal{B} környezete között van definiálva. Neumann János szerint $S = -\text{Tr}(\rho_{\mathcal{A}} \log_2 \rho_{\mathcal{A}})$, ahol $\rho_{\mathcal{A}} = \text{Tr}_{\mathcal{B}} |\Psi\rangle\langle\Psi|$ az alrendszer redukált sűrűségoperátora és $|\Psi\rangle$ a teljes rendszer alapállapota. Megmutatható, hogy a rendezetlen kvantum Ising-modell esetén S azon klaszterek száma, amelyeknek mind \mathcal{A} -ban, mind \mathcal{B} -ben van pontja, lásd a 6. ábrát. S követi az úgynevezett felületi törvényt: $S(\ell) \sim \ell^{d-1}$, ahol ℓ az \mathcal{A} alrendszer lineáris mérete. A kritikus pontban a felületi taghoz logaritmikusan divergens korrekció járul: $\Delta S(\ell) = b \ln \ell$. Megmutatható, hogy ez a szinguláris tag az \mathcal{A} -n lévő sarkok következménye és a b előfaktor univerzális, nem függ a rendezetlenség alakjától [5].

1. táblázat

Az univerzális kritikus exponensek a magasabb dimenziós rendezetlen kvantum Ising-modellben az egydimenzióban egzaktul ismert értékek tükrében

	1D	2D	3D
ν	2	1,24(2)	0,99(2)
x	$(3-5^{1/2})/4$	0,98(2)	1,84(2)
Ψ	0,5	0,48(2)	0,46(2)

Összefoglalás

A fázisátalakulások során fellépő kollektív viselkedés mind klasszikus, mind kvantum rendszerek esetén érzékeny lehet a rendszer inhomogenitásaira, rendezetlenségére. Abban az esetben, amikor a rendezetlenség döntő szerepet játszik, az erős rendezetlenségi RCS-technika egy rendkívül hatékony és széleskörűen alkalmazható vizsgálati eszközt jelent. Eredményeink szerint a rendezetlen kvantum Ising-modell kritikus viselkedése egy, kettő, három és négy dimenzióban is végtelenül rendezetlennek adódott. A formálisan végtelen dimenziós rendszert képviselő Erdős–Rényi-féle gráf esetén is megmarad ez a tulajdonság, így a problémához kapcsolható felső kritikus dimenzió minden valószínűség szerint végtelen. Ennek következtében az erősen rendezetlenségi RCS minden esetben aszimptotikusan (azaz elegendően nagy rendszer esetén) egzakt kritikus exponenseket szolgáltat, amelyek közül a legfontosabak értékeit az 1. táblázatban foglaltuk össze.

Az itt feltüntetett kritikus exponensek minden olyan végtelenül rendezetlen fixponttal rendelkező rendszer esetén érvényesek, amelyeknél a rendparaméter diszkrét szimmetriájú. Érdekes speciális esetként megemlítjük a járványok és betegségek terjedését modellező kontakt folyamatot. Itt a szomszédok közötti fertőzést leíró λ_{ij} ráták, illetve a megbetegedett egyének gyógyulására vonatkozó μ_i ráták véletlenszerűek. (A rendezetlen kvantum Ising-moddal a $J_{ij} \rightarrow \lambda_{ij}$ és $h_i \rightarrow \mu_i$ analógia tehető.) A rendezetlen kontakt folyamatban lezajló nem-egyensúlyi fázisátalakulás végtelenül rendezetlen és a rendezetlen kvantum Ising-modell univerzalitási osztályába tartozik [6].

Az itt leírt vizsgálatok több irányban is kiterjeszthetők. Itt megemlítjük a rendezetlenség erősségével változó kritikus viselkedést, a nem-egyensúlyi dinamika kérdését, valamint a hosszú hatótávolságú kölcsönhatások esetét.

Irodalom

1. F. Iglói, C. Monthus, *Phys. Rep.* 412 (2005) 277.
2. S. K. Ma, C. Dasgupta, C.-K. Hu, *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 1434.
3. I. A. Kovács, F. Iglói, *Phys. Rev. B* 83 (2011) 174207, *J. Phys. Condens. Matter* 23 (2011) 404204.
4. I. A. Kovács, F. Iglói, *Phys. Rev. B* 87 (2013) 024204.
5. I. A. Kovács, F. Iglói, *EPL* 97 (2012) 67009.
6. J. Hooyberghs, F. Iglói, C. Vanderzande, *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 100601.

A KEPLER-ÚRTÁVCSŐ EGY SZÁZÉVES REJTÉLY NYOMÁBAN

Benkő József
MTA CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

A címben szereplő rejtély az RR Lyrae csillagok Blazskó-effektusa. A Kepler-úrtávcsőről már hallottam, az RR Lyrae-k is rémlenek mint a csillagászatban távolságmérésre használt „standard gyertyák”, de mi az a Blazskó-effektus? – mondhatja most sok olvasó. Ahhoz, hogy a kérdésre választ adjunk, és legfőképpen, hogy az RR Lyrae típusú változócsillagokkal kapcsolatos új felfedezések jelentőségét lássuk, szükségünk van némi háttérismeretre. Melyek ezek a csillagok, mi a jelentőségük, mit tudunk róluk néhány évvel ezelőttig?

Amit a földi észlelésekből megtudtunk

Az RR Lyrae típusú változócsillagok nagyon különböznek Napunktól: kisebb tömegük ellenére (átlagos tömegük 0,6 naptömeg), jóval fényesebbek a Napnál (körülbelül 40-50 napluminozitás). Ez úgy lehetséges, hogy magjukban már a hélium fúziója zajlik. A csillagfejlődési modellek szerint a magban a hélium fúziója csak akkor kezdődik meg, ha az addigi „üzemanyag”, a hidrogén már kifogyott. Más szavakkal, igen öreg csillagokról van szó. Ezt több megfigyelési tény is alátámasztja: például eloszlásuk a Tejútrendszeren belül közel gömbszimmetrikus, nem tömörülnek galaxisunk fő-síkja mentén, mint a fiatalabb csillagok. Ezzel függ össze, hogy nagyon sok RR Lyrae található gömbhalmazokban, amelyek a Tejútrendszer nagyon régi képződményei. Az RR Lyrae csillagok felszínén a héliumnál nehezebb elemek gyakorisága 1-2 nagyságrenddel kisebb, mint a Nap felszínén. Ennek oka az, hogy amikor keletkeztek (mintegy 10 milliárd évvel ezelőtt), akkor a nehezebb elemekből még jóval kevesebb volt. Ezek ugyanis a csillagok belsejében jönnek létre, és szupernóva-robbanások szórják szét környezetükben.

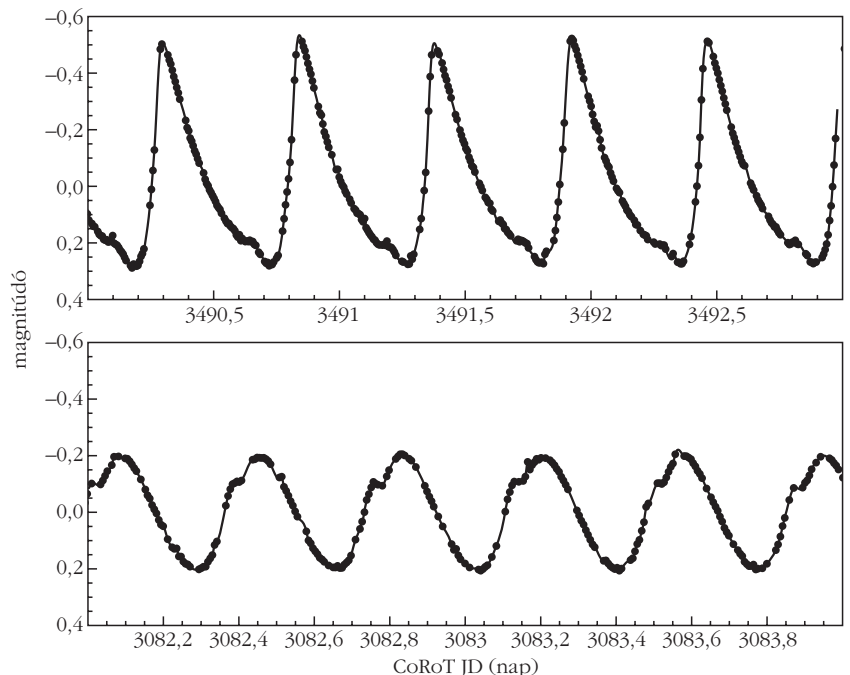
Az RR Lyrae csillagok fényességváltozási amplitúdója igen nagy (0,1–0,7 magnitúdó). A szélső értékek két alcsoporthoz tartoznak. A hosszabb periódusú (0,3–0,8 nap) és nagyobb amplitúdójú (0,4–0,7 magnitúdó) úgynevezett RRab, illetve a rövidebb periódusú (0,25–0,45 nap) és kisebb amplitúdójú (< 0,3 magnitúdó) RRC típusú még a 20. század legelején különítették el, amikor a fotográfia csil-

lagászati elterjedése után tömegével fedezték fel a változócsillagokat. Akkortájt a fotometriai idősorok, az úgynevezett *fénygörbék* segítségével – ezek fenomenológikus leírása alapján – próbáltak rendet tenni a sokféle változócsillag között. A RR Lyrae csillagok fénygörbéje igen jellegzetes (1. ábra). Az RRab altípus fénygörbéje aszimmetrikus, inkább a fűrészfogrezgéshez hasonlít, míg az RRC típusú sokkal szinuszosabb, bár általában itt is meredekebb a fényesedési (felszálló ág), mint a halványodási (leszálló ág) szakasz.

Az RR Lyrae csillagok fényességváltozásának fizikai oka a radiális pulzáció. Ezt megfigyelési oldalról spektroszkópiai idősorokkal lehetett igazolni. A légkörükben található abszorpciós vonalak periodikus vörös-, illetve kékeltolódást mutatnak a Doppler-effektusnak megfelelően. A fénygörbe felszálló ágában a légkör tőlünk távolodik (összehúzódik), míg a leszálló ágban közeledik (felfúvódik). Az RRab és RRC csillagok különbségét pedig az okozza, hogy első esetben a csillag radiális alapl módusban, míg a másodikban első felhangban pulzál. Bár néhány cikk megjelent az irodalomban második felhangban pulzáló RR Lyrae-kről (RRe csillagok), ezek egyikéről sem sikerült ezt minden kétséget kizárólag bebizonyítani. Tény viszont, hogy egyes RR Lyrae-k egyszerre pulzálnak az alapl módusban és az első felhangban (RRd csillagok).

Az RR Lyrae-k tudományos vizsgálata során már igen korán felfigyeltek egy érdekes jelenségre. *Szergej Blazskó* orosz csillagász 1907-ben egy rövid közle-

1. ábra. Egy alapl módusban (RRab, fent), illetve egy első felhangban (RRC, lent) pulzáló RR Lyrae csillag jellegzetes fénygörbéjének részlete (a CoRoT-úrtávcső mérései).



A kutatások finanszírozásához jelenleg az OTKA K83790 és az ESA PECS No 4000103541/11/NL/KML számú pályázatai járulnak hozzá, amit ezúton is köszönök.

ményben publikálta azt a megfigyelését, hogy a később RW Draconis nevet kapott RR Lyrae típusú változócsillag maximális fényességének fázisa nem állandó az időben. Egy állandó periódusú jelhez képest hol siet, hol pedig késik. *Harlow Shapley* 1916-ban pedig kimutatta, hogy magának a névadó RR Lyrae-nek a mintegy félnapos pulzációs perióduson túl van egy második, 40 nap körüli periódusa is, amellyel a fénygörbe amplitúdója (és ezzel az alakja is) változik. Mivel sok esetben a két effektus egy csillagnál egyszerre van jelen, nyilvánvalónak tűnt kapcsolatuk, így a későbbiekben mindkét jelenséget Blazskó-effektusnak nevezték. A Blazskó-effektus tipikus periódusa néhány hét, de akár néhány napos, vagy több éves is lehet.

Az 1980-as évekig az RR Lyrae-k vizsgálatában a legjellemzőbb módszer a fotografikus, majd pedig a fotoelektromos fotometria volt. Az optikai csillagászat másik fő vizsgálati módszere, a spektroszkópia kissé háttérbe szorult. Ennek elsősorban gyakorlati okai voltak. A viszonylag rövid periódus és a csillag légkörében rövid idő alatt lezajló heves folyamatok (lökéshullámok) miatt a spektrumok rögzítésére rövid idő (jellemzően néhány perc) áll rendelkezésre. Ilyen rövid idő alatt megfelelő minőségű színeképeket – még a legfényesebb RR Lyrae-k esetében is – csak meglehetősen nagy távcsövekkel lehet rögzíteni. A nagy távcsövekhez való hozzáférés pedig mindig erősen korlátozott. A Blazskó-effektus spektroszkópiai vizsgálatát a jelenség hosszú, hetes-hónapos időskálája is tovább nehezíti. Nem véletlen hát, hogy egy teljes Blazskó-ciklus spektroszkópiai végigkövetésére egy-két példa akadt csak az elmúlt száz évben.

A fotometriai idősorok készítésének elsődleges célja hosszú időn keresztül a periódusváltozások kimutatása volt. A csillagfejlődési modellek ugyanis meglehetősen gyors fejlődést jósolnak ezekre a csillagokra, és ez periódusuk változásával jár, amely akár néhány évtized alatt is kimutathatóvá válik. Az ilyen mérések tehát alkalmasak lennének a csillagfejlődési (és részben a pulzációs) modellek közvetlen ellenőrzésére. Ehhez mindössze arra van szükség, hogy a fénygörbe valamely jól meghatározott fázisának (például fényességmaximum, felszálló ág közepe) időpontját időről időre mérjük meg, és a mért időpontot vessük össze az állandó periódussal kiszámolt időponttal. A zseniálisan egyszerű módszer a mért és számított különbsége (angolul *observed minus calculated*), azaz O-C módszer néven ismeretes. A módszer kumulatív jellege miatt még az egyedi időmérés pontossága sem számít túl sokat, hiszen mondjuk tucatnyi egy éven belül eloszló 1 másodperces pontosságú mérésből kimutatható egy évenként 1 ezred másodperces periódusváltozás. (Megjegyzendő, hogy ugyanezt a módszert használta *Joseph Taylor* és *Russell Hulse* Nobel-díjas felfedezésükben – a PSR B1913+16 kettős pulzár keringési periódusa változásának kimutatására.) Mindezek után már érthető, hogy az RR Lyrae-k észlelése nem folyamatos mérésekkel, még csak nem is teljes (az összes fázist lefedő) fénygörbék felvételével történt, hanem

jobbára fényességmaximumok észlelésével. A több évtizedes kitartó munka azonban meglehetősen felmás eredményt hozott. Az RR Lyrae csillagoknak csak egy része mutatott csillagfejlődéssel magyarázható periódusváltozásokat. Sokuk periódusa nagyságrendekkel gyorsabban, ráadásul sokszor szabálytalanul változik. A Blazskó-effektust mutató RR Lyrae-k is általában ebbe a gyors és szabálytalan periódusváltozású csoportba tartoznak.

A számítástechnika csillagászati megjelenése és ezzel a különböző idősor-analizáló programok (például diszkrét Fourier-analízis, fázisdiagram-, fűzérhosszmódszer) elterjedése új lendületet adtak a változócsillagok kutatásának. Nyilvánvalóvá vált az is, hogy a korábbi észlelési stratégia helyett a minél jobb időbeli lefedettségre kell törekedni. A részletes idősor-analízisekhez azonban kevés és nem megfelelő minőségű volt az addig felhalmozott észlelési anyag. Jellemző, hogy Blazskó-effektusos RR Lyrae-ről az első részletes Fourier-analízist csak 1995-ben publikálták. Az 1990-es évek végén a szilárdtest-detektorok (CCD-kamerák) elterjedésével több, nagy égtérületet monitorozó program is indult. Bár ezek a nagy látószögű kamerákkal felszerelt, kis automata távcsöveket használó tudományos kísérletek, mint például a ROTSE, a MACHO vagy az OGLE eredetileg nem változócsillagászati célúak voltak, de idősor-adatbázisai a változócsillagokra, köztük az RR Lyrae-kre is óriási mennyiségű adattal szolgáltak. Ráadásul ezek a hosszú (több éves) homogén adatsorok frekvenciaanalízisre is kiválóan alkalmasak. Vannak azonban komoly hiányosságaik is. Az észlelésekhez használt kis távcsövek miatt a fotometriai pontosságuk korlátozott, jellemzően színűző nélkül, vagy legfeljebb egy széles sávú szűrővel készültek az észlelések, valamint az észlelési pontok időbeli eloszlása (1-2 pont éjszakánként) sem igazán kedvező. Mindezen hátrányok együttes kiküszöbölésére indult 2003-ban intézetünkben a Konkoly Blazhko Survey *Jurcsik Jobanna* vezetésével.

Az említett felmérések néhány fontosabb eredményére térjünk ki röviden! Az RR Lyrae csillagok Fourier-spektrumát a fő pulzációs frekvencia és ezek felharmonikusai (egész számú többszörösei) uralják. A felharmonikusok megjelenésének egyszerű matematikai oka az, hogy a fénygörbék nagyon nemszinuszosak. Az ezekkel a frekvenciákkal (és a hozzájuk tartozó amplitúdókkal és fázisokkal) jellemzett szinuszfüggvényeket levonva a fénygörbékéből és a különbséggörbék Fourier-transzformáltját megvizsgálva a Blazskó-effektust nem mutató RRab és RRc csillagokban nem találunk további szignifikáns frekvenciákat. A két módusban pulzáló (RRd) csillagokban a két pulzációs frekvencián és azok harmonikusain kívül a két frekvencia (ν_1, ν_2) különböző lineáris kombinációi (például $\nu_1 + \nu_2, \nu_2 - \nu_1, 2\nu_1 + \nu_2$ stb.) is megjelennek, ami a módusok nemlineáris csatolódását jelzi. A Blazskó-csillagok spektrumában a fő frekvencia és harmonikusai jellegzetes triplettet alkotnak. A jelenség jól ismert a rádiótechnikából: ilyen az amplitúdómodulált jelek Fourier-spektruma. A moduláció oka maga a

Blazskó-effektus. A megfelelően pontos adatsorokból a Blazskó-frekvencia is mindig kimutatható volt. Az amplitúdó- és frekvenciamoduláció egymáshoz való viszonya továbbra is ellentmondásosnak tűnt. Az egyedileg vizsgált csillagokban ugyan mindkét modulációt mindig meg lehetett találni, a nagy égboltfelmérések adataiból viszont úgy tűnt, mintha lennének csak amplitúdó-, illetve csak frekvenciamodulált csillagok is. Utóbbi adatokban azonosítottak olyan csillagokat is, amelyek Fourier-spektrumában a szokásos tripletszerkezet helyett dublettek, másoknál pedig nem egyenkénti triplettek jelentek meg. Az egyedi csillagokat vizsgáló Konkoly Blazhko Survey egyre kisebb amplitúdójú modulációkat mutatott ki, így komolyan felvetődött, hogy kellően nagy pontosságnál minden RR Lyrae csillagnál fellép a Blazskó-effektus.

Elméletek a Blazskó-effektus magyarázatára

Noha az elmúlt száz évben féltucatnyi különböző fizikai magyarázattal és ezek változataival próbálták a Blazskó-effektust értelmezni, ezek sorra-rendre „elvérezték” az észlelési tényekkel vívott csatákban. A három legtöbbet hivatkozottra röviden itt is térjünk ki! (i) A ferderotátor-modell azt feltételezi, hogy a csillagnak mágneses dipóltere van. Az egyszerűsített számítások azt adták, hogy globális mágneses tér hatására a radiális módusok $l = 2$ horizontális kvantumszámhoz tartozó nemradiális módusokká torzulnak. Ekkor a forgó csillagra való különböző rálátás okozná az amplitúdómodulációt. Az egyik komoly gond ezzel a magyarázattal, hogy a működéséhez szükséges 1 kG nagyságrendű mágneses teret nem sikerült kimutatni még egyetlen RR Lyrae színekében sem. Ráadásul – mivel a magyarázat tisztán geometriai – nem tud számot adni arról, ha a Blazskó-ciklusok nem tökéletesen egyformák, ilyen esetek pedig már a földi észlelésekből is sejthetők voltak. (ii) A radiális és nemradiális módusok rezonancia-modelljei azt feltételezik, hogy a radiális módussal együtt gerjesztődik egy nemradiális módus is. Ez akkor fordulhat elő, ha a nemradiális módusok sűrű spektrumában van olyan frekvenciájú módus, amely a radiális módus frekvenciájával rezonanciában van, például 1:1 rezonancia esetén a két frekvencia majdnem egybeesik. Itt a nemradiális módusok az $l = 1$ -hez tartoznak. A modell a modulációra a megfigyeltnél jóval kisebb (0,02 magnitúdó) amplitúdót ad, ráadásul a ciklusról ciklusra való változás magyarázata itt is hiányzik. (iii) Talán ezért is vált hamar népszerűvé az észlelőcsillagászok körében *Richard Stothers* 2006-ban felvetett ötlete, amelyben a moduláció okát a turbulens konvekció és a pulzáció kölcsönhatásában kereste. Napunk példájából ugyanis jól tudjuk, hogy a mágneses dinamo egyáltalán nem szigorúan periodikus. Amikor azonban elkezdtek a modellt mélyebben is kidolgozni, kiderült, hogy csak a nagyon hosszú periódusú és kis amplitúdójú modulációkat képes leírni. Nagyjából itt tartottunk egy évtizede, amikor először a CoRoT-, majd pedig a Kepler-űrtávcső elindult felfedezőútjára.

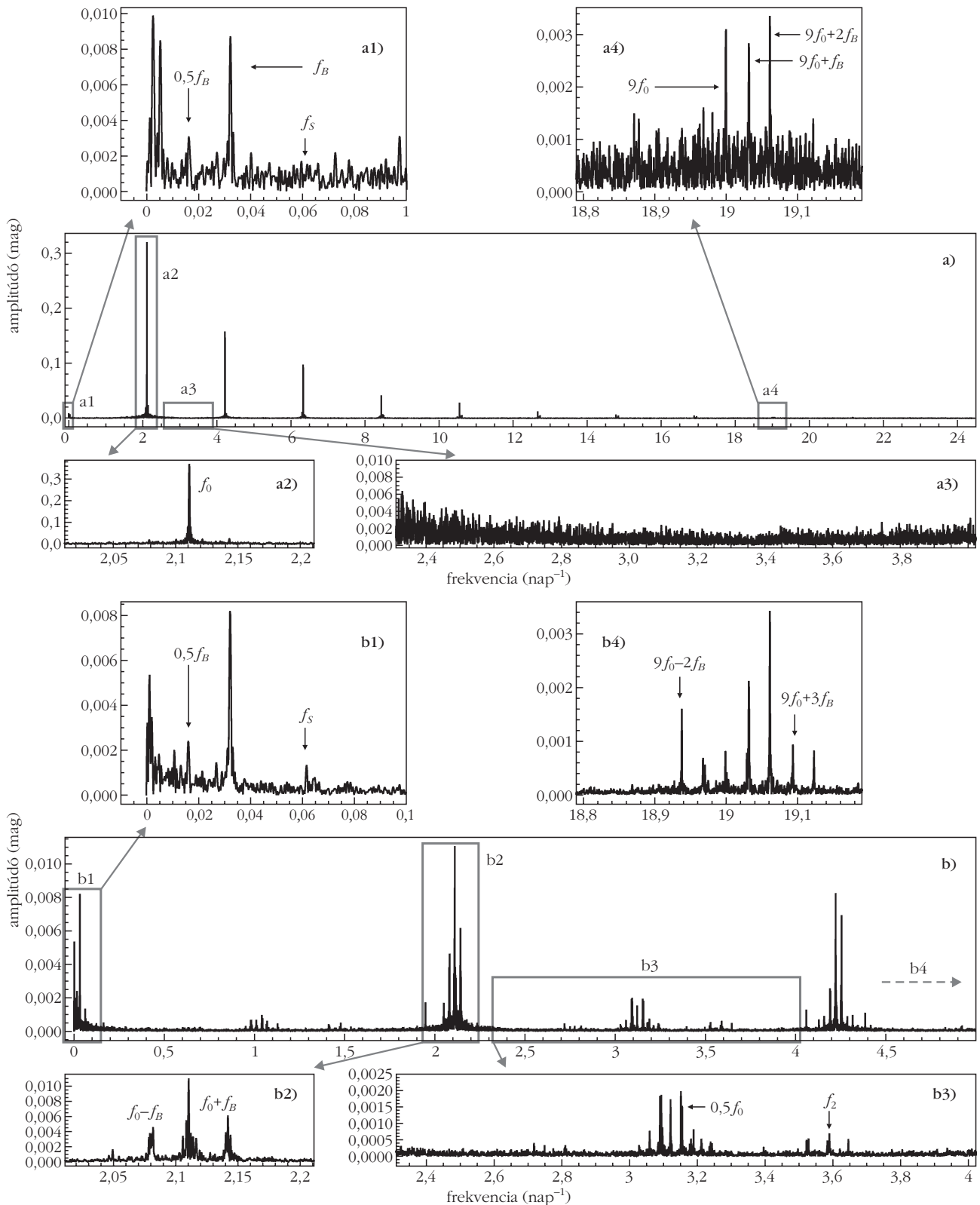
A Kepler-űrtávcső

A NASA Kepler-űrtávcsővéről felbocsátásakor, 2009-ben már megjelent egy ismertető [1], ezért csak röviden megemlítem, hogy az űrtávcső egy 1,5 m-es főtükrű Schmidt-teleszkóp, amelynek fókuszában egy 42 elem-ből álló (összesen 95 megapixel) mozaik-CCD helyezkedik el. A teljes leképezett terület mintegy 105 négyzetfok. Az űrtávcső a Nap körül kering, és négy éven keresztül egy kiválasztott területen mintegy 150 000 csillagot figyelt meg folyamatosan, alapesetben 30 percenként egy észlelési pontot készítve. A távcső elsődleges célja a Naphoz hasonló csillagok bolygóinak felfedezése volt. Kedvező látóirányú elhelyezkedés esetén ugyanis a csillaguk körül keringő bolygók időnként átvonulnak csillagjuk korongja előtt, ezzel egy kicsi, de jól mérhető periodikus fényességcsökkenést okoznak. A Kepler-űrtávcsövet ilyen periodikus jelek vadászatára optimalizálták. Bolygóátvonulásokat úgy találhatunk nagy eséllyel, ha egyszerre sok csillagot figyelünk meg (ezt szolgálja a nagy látómező), kellően sokáig (4 év) és nagy pontossággal (a látómezőben a medián relatív pontosság 29 ppm volt). Az elsődleges misszió 2013. augusztus 15-én lezárult, miután a pontos iránytartásért felelős négy lendkerékből a második is felmondta a szolgálatot. Új koncepcióval és új célpontokkal 2014-ben folytatódott a küldetés, most már K2 néven [2].

A korlátozott telemetriai kapacitás miatt a teljes 95 megapixel képet nem töltik le folyamatosan (csak körülbelül havonta egyszer), hanem csak az előre kiválasztott csillagok egyenként néhány tucat pixeles képecskéit. Ezért volt nagy jelentősége a misszió előkészítésekor annak, hogy *Szabó Róbert* kollégámmal a katalógusokat bújtuk a Kepler-mezőben ismert klasszikus pulzáló változókat (cefeidákat, RR Lyraeket) keresve, majd a talált jelöltek észlelését hivatalos formában javasoltuk. Ha ezt nem tesszük (vagy az észlelési pályázatainkat nem fogadják el), akkor most nem számolhatnánk be arról, hogy a klasszikus pulzáló változócsillagok – és kiemelten az RR Lyrae-k – vizsgálatában milyen átütő eredményeket hozott az űrfotometriai forradalom. Az, hogy egyáltalán érdemes ilyen csillagokat űrfotometriával vizsgálni, egyáltalán nem volt magától értetődő. Voltak, akik egyenesen megkérdőjelezték az ilyen vizsgálatok létjogosultságát, mondván ezektől semmi új eredmény nem várható. Nos, nem a szkeptikusoknak lett igazuk.

Észlelési újdonságok

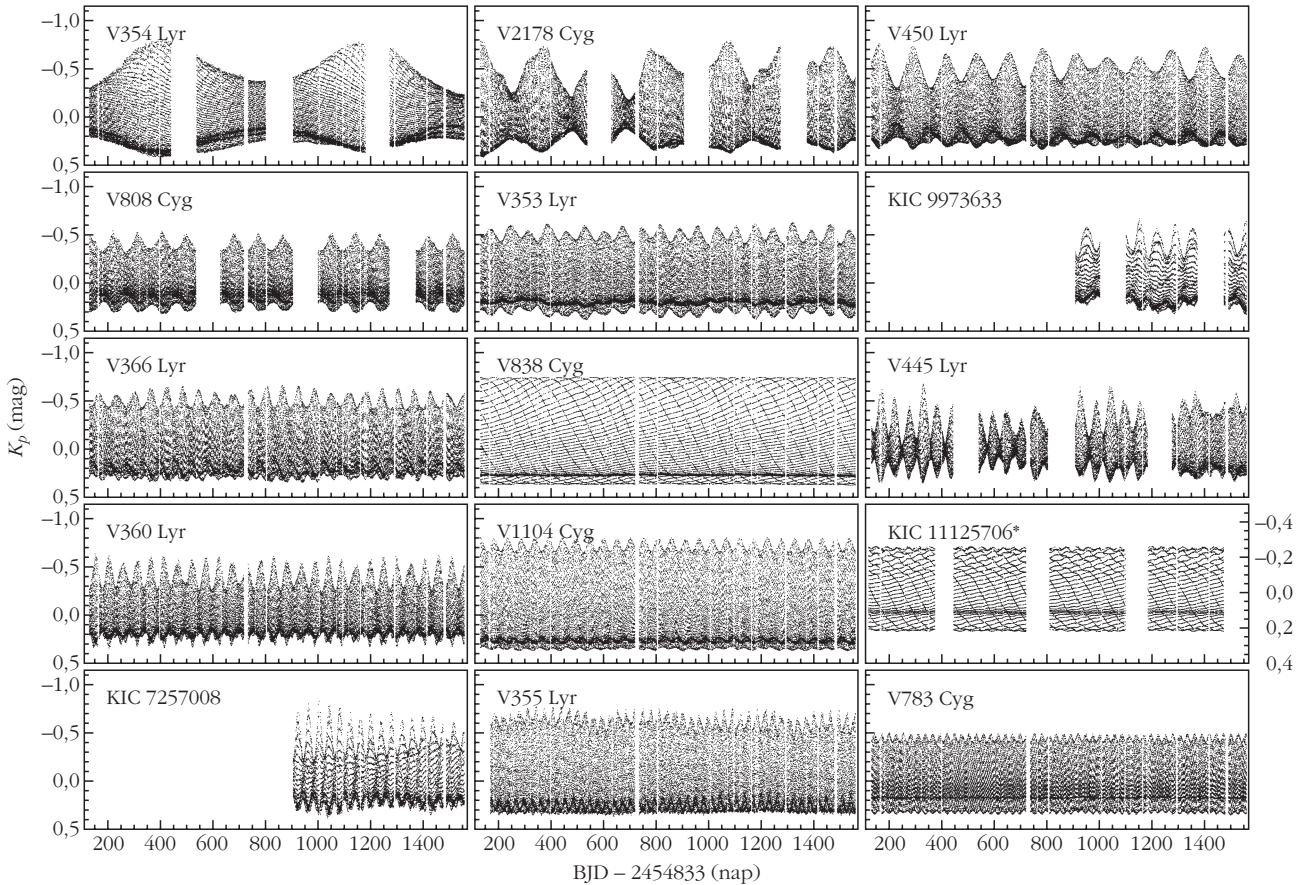
Amikor 2008-ban a CoRoT-űrtávcső RR Lyrae csillagokról készült űrfotometriai idősorait kollégáimmal elkezdtek elemezni, kiderült, hogy ezek meglepően sokfélék. A rendelkezésre álló kis minta – 1-3 csillag észlelési területenként – megnehezítette, hogy szétválasszuk az egyedi különlegességeket az általános jellemzőktől. Az mindenesetre kitűnt, hogy a Blazskó-effektust mutató csillagok Fourier-spektruma meglehetősen gazdag. Több száz szignifikáns frekvenciát



2. ábra. A Kepler-minta egy tipikus Blazskó-effektusos RR Lyrae-csillag Fourier-analízisének sematikus lépései. A középső felső panel maga az eredeti spektrum, a kisebb panelek annak részeit mutatják nagyítva. Az alsó panelek szerkezete a fentiekhez hasonló, de itt a legnagyobb amplitúdójú frekvenciák (a fő pulzációé és harmonikusaié) már le vannak vonva [3].

sikerült azonosítani bennük (2. ábra). A földi mérések Fourier-spektrumát uraló triplettek helyett ekvidisztáns multiplettek tűntek fel, sokszor egészen magas rendig. Ezt még tisztán matematikai úton sikerült megmagya-

rázunk, hiszen a frekvenciamodulált jelek Fourier-spektruma ilyen (elvben végtelen rendű) multipletteket tartalmaz. Nem mellékesen az egyszerre amplitúdó- és frekvenciamodulált jelek matematikai vizsgálá-

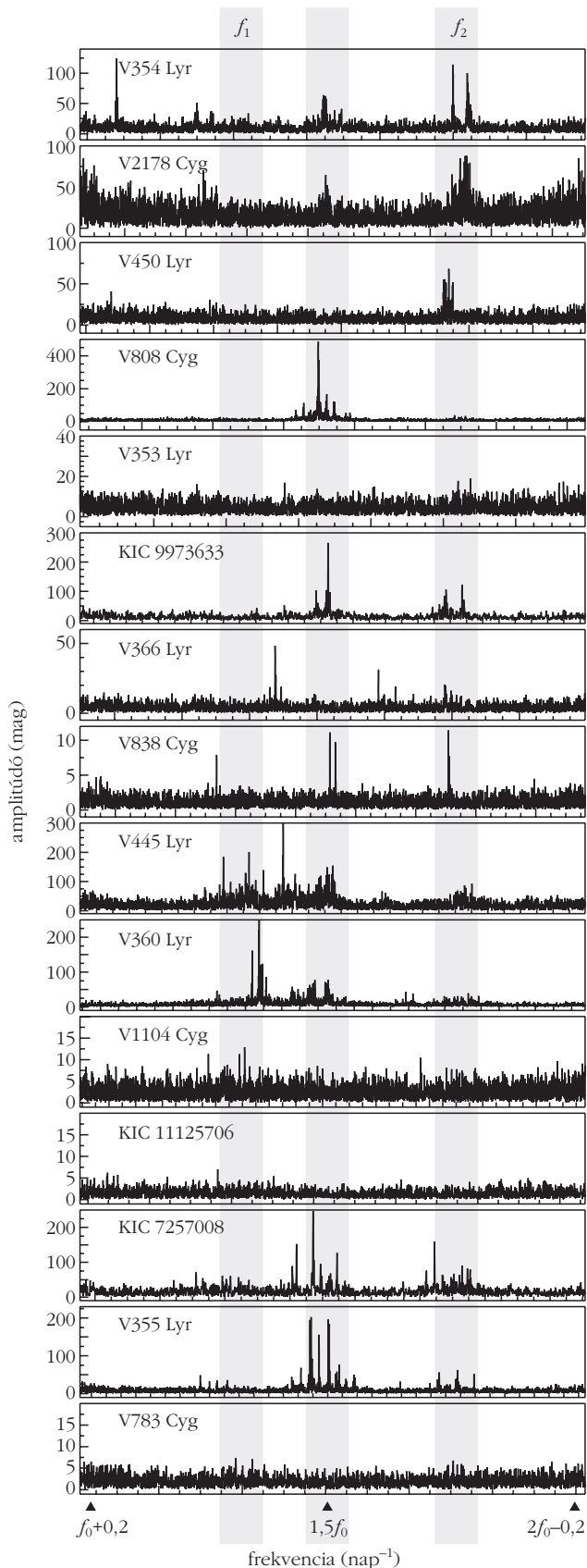


3. ábra. A Kepler-űrtávcső négyéves mérési sorozatai Blazskó-effektust mutató RR Lyrae csillagokról. A pulzáció maga itt nem látszik, csak az amplitúdómoduláció [3].

tával természetes magyarázatot kaptunk arra a korábban sokat vitatott jelenségre is, hogy az oldalcsúcsok amplitúdói miért nem azonosak, és ezen keresztül sikerült megmagyaráznunk például a dubletteket (mint nagyon aszimmetrikus tripletteket, ahol az egyik oldalcsúcs a zajszint alatt van), vagy a nem egyenközű tripletteket (két moduláció aszimmetrikus triplett szerkezete). Csak hogy a multiplettek túl, a harmonikusok között is rengeteg szignifikáns frekvenciát találtunk. Bár ezek formálisan néhány független frekvencia lineáris kombinációból „kikeverhetők”, a fizikai magyarázatuk meglehetősen bizonytalan volt. A CoRoT 101128793 jelű csillagnál például a legerősebb ilyen extra frekvencia a második radiális felhang frekvenciájának tűnt. Mint fentebb írtam, korábban egyetlen olyan csillag sem volt ismert, amelyik bizonyosan második felhangjában pulzál, itt pedig egyből egy kétmódusú (alaplómódusban és második felhangban egyszerre pulzáló) esetben botlottunk. Egy másik csillag – a CoRoT 105288363 – pedig egészen elképesztő erősen modulált volt, ráadásul oly módon, hogy minden egyes Blazskó-ciklusa egymástól teljesen különbözött. A földi észlelésekből már sejtett irregularitás mindenestre itt feketén-fehéren be is bizonyosodott.

A Kepler-űrtávcső mintegy 40 RR Lyrae csillaga már eléggé nagy mintának bizonyult általános következtetések levonására (3. ábra). Ezek fényében a CoRoT-csillagok viselkedése is sok szempontból értelmet

nyert. Először is, a Kepler-mérések pontosságával a Blazskó-csillagok aránya 50% körülnek adódott, ami megegyezik a legmagasabb gyakorisággal, amelyet földi mérések alapján becsültek. Ugyanakkor az RR Lyrae-k másik 50%-a semmilyen modulációt nem mutat, vagyis nem igazolódott az a várákozás, hogy egyre nagyobb pontossággal egyre nagyobb lesz a Blazskó-csillagok aránya. Bebizonyosodott az is, hogy az amplitúdó- és frekvenciamoduláció mindig együtt jár. Nem találtunk egyetlen olyan csillagot sem, ahol csak az egyik látszik. A kétfajta moduláció frekvenciája minden esetben azonos volt, tehát jogosnak bizonyult az a korábbi feltevés, hogy az amplitúdó- és a frekvenciamoduláció ugyanazon jelenség két különböző, észlelhető megnyilvánulása. A négy évet átfogó teljes anyagot elemezve kitűnt, hogy a többszörös moduláció nagyon gyakori (körülbelül 80%), holott a földi mérések alapján a többszörösen modulált csillagokat különlegességnek gondolhattuk [3]. Még a legnagyobb publikált arányuk (12%) is sokkal kisebb, mint a Kepler-mintáé. Meglepő eredmény, hogy a megfigyelt többszörös modulációk frekvenciaarányai nagyon sokszor közel vannak két kis egész szám hányadosához, azaz rezonanciában vannak. Az ok egyelőre teljesen ismeretlen. Szintén a teljes anyag áttekintése mutatta meg azt is, hogy a Blazskó-moduláció ciklusról ciklusra történő változása egyáltalán nem ritka, sőt több-kevesebb irregularitás szinte mindig kimutatható.



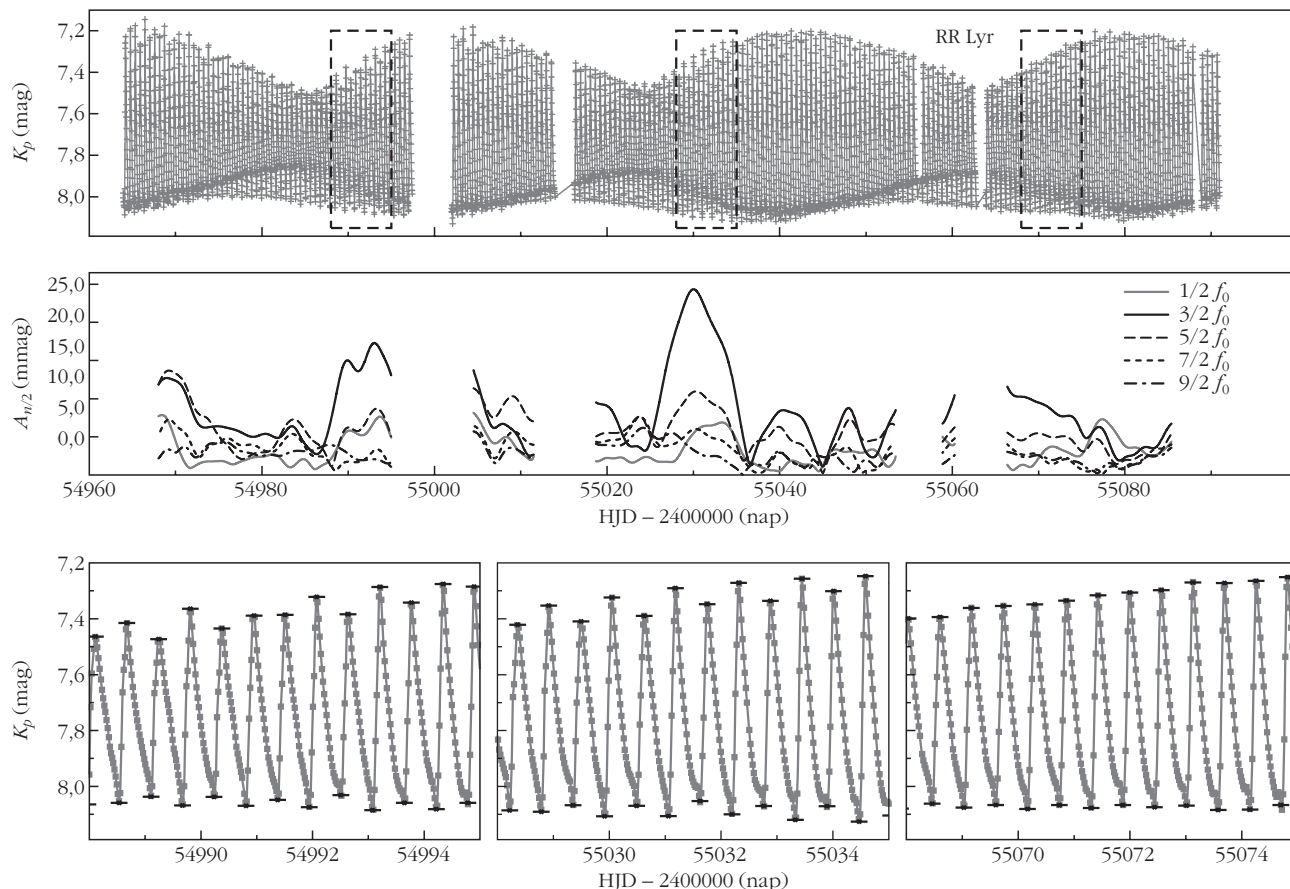
4. ábra. Részletek a Kepler-minta Blazhko-effektusos csillagainak Fourier-spektrumából. A spektrumokon a fő pulzációs frekvencia és az első felharmonikus közötti rész látható. A különböző csillagok spektrumai egymáshoz vannak skálázva [3].

A Fourier-harmonikusok között mutatkozó extra frekvenciák között (4. ábra) is sikerült rendet tenni. A Kepler-úrtávcsővel észlelt RR Lyrae típusú csillagoknál talán a legmeglepőbb felfedezés egyes Blazhko-csillagok perióduskettőződése (period doubling, PD) (5. ábra). Ez abban nyilvánul meg, hogy az egymást követő pulzációs ciklusok maximális és minimális fényességei felváltva kisebbek, illetve nagyobbak. Egy nagy amplitúdójú ciklust követ egy kisebb, majd újra egy nagyobb és így tovább. Ez a jelenség okozza a harmonikusok között „félúton” ($1/2v_1$, $3/2v_1$, ...) levő csúcsokat. Bár a perióduskettőződés jól ismert a kaotikussá fejlődő dinamikai rendszerekben, a gyengén nemadiabatikus RR Lyrae csillagok esetében senki nem várt kaotikus viselkedést. A PD-jelenség erőssége (a PD-re utaló frekvenciák amplitúdója) egyébként erősen és meglehetősen szabálytalanul változik az időben. Ezzel magyarázható az, hogy nem különálló frekvenciákat látunk a Fourier-spektrumokban, hanem egy-egy feles frekvencia körül egész csúcscsökkentő. A harmonikusok közötti két másik csúcscsökkentő az első és a második radiális felhanghoz tartozó frekvenciákkal azonosítható. Ezek a csillagok ugyanakkor nem tekinthetők a hagyományos értelemben vett kétmódusú pulzálóknak, mivel a felhangokhoz tartozó frekvenciák amplitúdói nagyságrendekkel kisebbek az alpmódusénál, és a PD-frekvenciákhoz hasonlóan időben erősen változnak. Sőt még az sem teljesen bizonyos, hogy ezek a frekvenciák ténylegesen radiális módusokhoz tartoznak, mivel *Wojtech Dziembowski* már 1977-ben elméleti úton kimutatta, hogy az RR Lyrae-kben gerjesztődhetnek nemradiális módusok a radiális módusokkal 1:1 rezonanciában, vagyis azonos frekvencián. Fotometriai mérések alapján a kérdést nem lehet eldönteni. Itt csak a nagy felbontású spektroszkópia segíthet.

Az RRC és RRd csillagokkal kapcsolatos legérdekesebb új megfigyelés, hogy minden ilyen felhangban (is) pulzáló változó Fourier-spektruma tartalmaz egy frekvenciát, amely a domináns pulzációs frekvenciájával 0,61-os arányban áll. A frekvencia semmilyen radiális módussal nem magyarázható, így nemradiális módust tételeznek fel a magyarázatára. Nem világos, hogy ez a nemradiális módus miért nem gerjesztődik egyetlen alpmódusban pulzáló változóban sem, csak felhangban pulzálóknak. Érdekes adalék, hogy ilyen frekvenciákat korábbi földi mérésekből is kimutattak, mégpedig felhangban pulzáló(!) cefeidáknál. A nemradiális módus elmélet igazolása vagy cáfolata ma még nem lehetséges, mert ahhoz nemlineáris, nemradiális pulzációs kód kellene, ilyen viszont jelenleg nem létezik.

Elméleti újdonságok

Az új felfedezések közül elsőnek a perióduskettőződést sikerült elméletileg is modellezni az egyik legjobb ma létező radiális 1D hidrokód – a Florida–Budapest hidrokód (*Robert Buchler, Kolláth Zoltán* és



5. ábra. A perióduskettőződés jelensége magánál az RR Lyrae-nél. A felső ábrán az RR Lyr két negyedéves Kepler-fénygörbéje, középen a PD-frekvencia amplitúdójának időfüggése. Az alsó ábrán az alternáló ciklusok kinagyítva a fénygörbe felső ábrán bejelölt részein [4].

munkatársaik) – segítségével. A számítások kimutatták, hogy az RR Lyrae-k külső rétegeiben magas rendű radiális felhangok, úgynevezett strange módusok is képesek gerjesztődni, ha az adott felhang az alpmódussal rezonanciában van. A PD-t létrehozó kilencedik felhang 9:2-es periódusarányban áll az alpmódussal. Az ilyen magas rendű rezonanciákról korábban azt gondolták, hogy túlságosan gyengék ahhoz, hogy bármilyen mérhető effektust létrehozzanak, és ezért nem is vizsgálták őket. Most a vizsgálatok azt sejtetik, hogy további, még magasabb rendű rezonanciák (14:19, 20:27) is szerephez juthatnak. Sikeresült olyan hidrodinamikai modelleket is találni, amelyekben egyszerre van jelen az alpmódus, a PD-ért felelős strange módus és az első felhang is. Ilyen hármas rezonanciák lehetnek a felelősök azon megfigyelésekkért, ahol a PD és az első felhang volt kimutatható (például magánál az RR Lyrae-nél). Az észlelésekben gyakrabban megjelenő második felhangot tartalmazó elméleti megoldásokat egyelőre még nem sikerült megtalálni.

Az észlelések alapján úgy tűnik, hogy a Blazskó-effektus és a perióduskettőződés között szoros kapcsolat van. Csak Blazskó-csillagokban van PD (illetve más extra módusok), és a Blazskó-csillagok majdnem mindegyikében vannak is ilyenek. Ezek után különösen elgondolkodtató az a 2011-ben publikált elméleti vizsgálat, amelyben a szerzők megmutatták, hogy a

9:2-es radiális rezonancia a fizikai paraméterek elég tág körében természetes módon modulációt okoz [5]. A moduláció lehet egyszeresen vagy többszörösen periodikus, vagy kaotikus is. Ez a felvetés a Blazskó-effektus korábban tárgyalt észlelt tulajdonságait (többszörös modulációk, ciklusról ciklusra történő változások) is megmagyarázza, nemcsak magát a modulációt. Az egyetlen ok, ami miatt még nem mondjuk azt, hogy megtaláltuk a Blazskó-rejtély megoldását, az az, hogy a hivatkozott munka egy egyszerűsített számoláson alapul, és a hidrokóddal még nem sikerült igazolni. Biztató ugyanakkor, hogy a közeli „rokon” BL Herculis típusú csillagok esetén ez már sikerült.

Remélem, sikerült érzékeltetnem, hogy az „űrfotometriai forradalom”, ahogyan sokszor a CoRoT- és Kepler-űrtávcső eredményeire hivatkoznak, nemcsak exobolygók felfedezését, vagy a csillagszeizmológia észlelési megalapozását jelenti, hanem számos más kérdésre is választ adott, vagy legalábbis komoly előrelépést hozott. Ugyanakkor bőven maradtak nyitott kérdések, sőt újabbak is keletkeztek.

Irodalom

1. Szabó R., *Fiz. Szemle* 59/4 (2009) 121.
2. Molnár L., *Fiz. Szemle* 64/6 (2014) 182.
3. J. M. Benkő et al., *ApJS* 213 (2014) 31.
4. R. Szabó et al., *MNRAS* 409 (2010) 1244.
5. J. R. Buchler, Z. Kolláth, *Apl* 731 (2011) 24.

A KÉMIAI ELEMÉK MAGYAR NEVEINEK VÁLTOZÁSAI A PERIÓDUSOS RENDSZER MEGALKOTÁSÁIG, 1745–1869

1. rész

Gazda István

Magyar Tudománytörténeti Intézet, Piliscsaba

1869-ben *Dmitrij Mengyelejev* és *Julius Lothar Meyer* elkészítette a periódusos rendszert, elhelyezvén benne mintegy 60 elemet. Ezt követően nálunk a fizikai és kémiai szakkönyvek és tankönyvek folyamatosan áttértek az elemek latin nevének használatára. Ezt megelőzően azonban egyedi megnevezéseket használtak, amelyeket a nagy nyelvújítási igyekezetek hatására megpróbáltak egységesíteni, s az „arany” mintájára alkotni többnyire -any, -eny végződéssel elemneveket. A 19. század közepéig a kémia az iskolai tankönyvek többségében a fizikával együtt szerepelt, így ezeket az elemelnevezéseket fizikatankönyveinkben érdemes nyomon követni.

Az általunk vizsgált korszakot *Torkos Justus János* 1745-ös pozsonyi gyógyszerészeti taxája nyitja, s a *Czuczor Gergely* és *Fogarasi János* akadémikusok által összeállított hatkötetes szótár zárja. Utóbbiban a kémiai elemekre vonatkozó szócikkeket *Török József* akadémikus írta.

Az alábbiakban abc-rendben közölt elemsor nyelv-történeti-tudománytörténeti feldolgozásához alapul vettük *Batta István*¹ sárospataki fizikaprofesszornak az 1920-as évek elején egy akadémiai pályázatra készített, de kéziratban maradt nyelv-történeti összeállítását. (E hatalmas gyűjtés egy részét nyomtatásban már sikerült megjelentetnünk.)² Ugyancsak haszonnal forgattuk *Szökefalvi-Nagy Zoltán*³ és *Paczolay Gyula*⁴ e témakörbe vágó tudománytörténeti tanulmányait is. Az akadémiai kutatók által évekkal ezelőtt közreadott történeti-etimológiai szótár⁵ csak egy-két adalékkal szolgált összeállításunkhoz.

A rövidítésjegyzéket a 2. rész végén adjuk közre.

ALUMÍNIUM (Al) tiszta állapotban csak 1825-ben állították elő, a korábbi szakirodalomban tehát az alu-

míniumon valamelyik vegyületét értették (tudjuk, hogy a timföld alapvető összetevője), s nyilván a timföldet nevezték (alumíniumnak gondolva) *agyagos földnek* vagy *timsós földnek*. Érdekes módon Pethe az 1815-ös fordításában már használja az *aluminium* kifejezést (Pethe: Kémia), bár az még nem a tiszta alumíniumra vonatkozott. A kémiai nyelvújítás idején már ismert elem volt, ezért lett – a timföldre utalva – *timany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), s ez maradt Czuczor–Fogarasinál is. Utóbbiban még ez olvasható: „A természetben élennyel egyesülve találhatók s azon testet alkotja, melyet agyagföld-nek hívunk ... Nevét onnét nyerte, hogy a timsónak (alumen) alkatrészét teszi.”

ANTIMON (Sb) a nyelvújítást megelőző időszakban *piskoltz* 1777 (Molnár: A természetiekről), *pisgolta* 1784 (Benkő–Werner), 1791 (Zay: Mineralógia), *piskolta* 1805 (Wolny: Természetrajz), *dárdafény* 1807 (Kováts: Kémia), *pisgoltz* 1811 (Geley: Ásványok), *piskoltz* 1805 (Pethe: Pallérozott. 1. köt.), *szorító* 1822 (Kováts: Ásványnévtár); a nyelvújítás idején: *dárdany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), ugyanezt fogadja el Irinyi és Schirhuber is: 1842 (Irinyi: Vegyelemek), 1844 (Schirhuber: Természetan. 1. kiad.). Czuczor–Fogarasinál: *dárdany*, mert „hegyes vagy sugáralakú, mintegy dárdához hasonló szálakból álló szövedékkel. Köz és régebbi néven: *piskolcz*.”

ARANY (Au) finnugor eredetű szó, a nyelvújítás idején példaképpül szolgált a kémiai elemek magyarításához.

ARZÉN (As) már a középkorban is ismerték, mérgeként, egérintőként, elsősorban az utóbbihoz kapcsolódik régi magyar megnevezése: Torkosnál *értz méreg* 1745 (Torkos: Taxa), s az utóbbiból következik, hogy patikusok is forgalmazták, Molnár Jánosnál a fentin túlmenően *egérgő*, *féregkő*, *rosnika* 1777 (Molnár: A természetiekről) és további munkái; a későbbi szakirodalomban elsősorban *egérgő* és *rosnika*. Kovátsnál 1807-ben *maszlag* (Kováts: Kémia), 1818-ban *arsenik* (Kováts: Állati mágn.), 1822-ben *bimi*, *féjui* (Kováts: Ásványnévtár); utóbbiakból készültek a nyelvújított kifejezések: *férjeny* vagy *bimany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Irinyi helyette a *mirenyt* javasolta 1842 (Irinyi: Vegyelemek), Schirhubernél *férjeny* 1844 (Schirhuber: Természetan. 1. kiad.), Kovátsnál *ércmaszlag* 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű). Czuczor–Fogarasinál *bimany*, *mireny* és *egérgő*, de megjegyzik, hogy régebben *férjanynak* nevezték. A magyarázat szerint a mireny a méreg szóból származik.

¹ Battáról lásd bővebben: Kántor Sándorné: Tudós matematikánarok Hajdú, Szabolcs és Szolnok megye középiskoláiban 1850–1948. (2. bővített kiadás Debrecen, 2009.) című kötetében.

² Batta István: A magyar fizikai szaknyelv fejlődése. Az eredeti kéziratot sajtó alá rendezte: Gazda István. Piliscsaba, 1999. Magyar Tudománytörténeti Intézet. 115 oldal.

³ Szökefalvi-Nagy Zoltán: A kémiai elemek és néhány fontos vegyület elnevezései. (1745–1872). Budapest, 1968. Magyar Vegyészeti Múzeum. 48 oldal. (A Magyar Vegyészeti Múzeum közleményei 3.); A magyar kémiai szaknyelv kialakulása. = Magyar Kémikusok Lapja 24 (1969) 3. szám. 116–122. oldal. Róla: Fejezetek a kémiatörténeti kutatásokról. Szökefalvi-Nagy Zoltánra emlékezve. Budapest – Várpalota, 2011. MATI – MMKM Vegyészeti Múzeuma. 194 oldal.

⁴ Paczolay Gyula: A magyar kémiai szaknyelv történetéből. [Batta István gyűjtésének felhasználásával]. Közreműködött: Gazda István. Piliscsaba, 2006. Magyar Tudománytörténeti Intézet. 292 oldal.

⁵ A magyar nyelv történeti-etimológiai szótára. 1–4. Főszerkesztő: Benkő Loránd. 1. kiadás, Budapest, 1984. Akadémiai Kiadó (DVD: 2004).

BÁRIUM (Ba) elemi állapotban 1808-ban állították elő, a régi magyar megnevezések oxidjára vonatkoztak: *nehézföld, sulyag, barit, nehézkő*, Pethénél *barium* 1805 (Pethe: Pallérozott. 1. köt.), Kovátsnál *sulyos föld* 1822 (Kováts: Ásványnévtár); a nyelvújításban *sulany* vagy *sulyany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres) és 1842 (Irinyi: Vegyelemek). Czuczor–Fogarasinál utóbbi kettő szerepel, magyarázatául pedig ez áll: „sulyanynak neveztetett, minthogy vegyületeinek mind tetemes fajsúlyuk van”.

BERILLIUM (Be) 1798-ban fedezték fel ásványban, fém állapotban 1828-ban állították elő, és máris magyarították; *édany* lett a neve 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Irinyinél és Schirckhubernél pedig *édeny* 1842 (Irinyi: Vegyelemek), 1844 (Schirckhuber: Természettan. 1. kiad.); Kováts *édesföldnek* nevezte 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű). Czuczor–Fogarasinál *édeny*, az elnevezés magyarázatául pedig ez áll: „latin neve beryllium a beryll nevű drágakőtől, vagy glycium, görög (édes) szótól.” Az édes szóból lett az édeny.

BIZMUT (Bi) régóta ismert kémiai elem, a klasszikus szakmunkákban többnyire *vismuth*, illetve *vizmuth*, azután *biszmüt*; Kovátsnál *zavar* 1822 (Kováts: Ásványnévtár), majd az 1845/47-es kötetében *kevert* (Kováts: Háromnyelvű); a nyelvújításnál a *bátrany* megnevezést kapta 1829 (Schuster: Gyógyszeres), ezt használta Schirckhuber is 1844 (Schirckhuber: Természettan. 1. kiad.), Irinyi azonban nem fogadta el, s *kenenynek* nevezte el 1842 (Irinyi: Vegyelemek). Czuczor–Fogarasinál mindkét nyelvújított elnevezés szerepel: *bátrany, keneny*. Utóbbival kapcsolatban ez áll a szótárban: „keneny nevezetét azon sajátágánál fogva nyerte, miszerint egy nevezetes készítményét, az úgynevezett keneny-remeklet-et (Magisterium Bismuthi) kenő, kendőző, bőrt fehéřítő szerül használják.”

BÓR (B) a kifejezésen egykoron részben ennek valamelyik oxidját értették, és ebben az értelemben szerepel Nyulasnál 1800 (Nyulas: Vizek) *porisként*, Pethénél *poréřtzként* 1815 (Pethe: Kémia), Kováts Mihály 1835/36-os Magyar patikájában *mosóként* (Kováts: Patika). Mint kémiai elemet (elemi állapotban) csak 1818-ban állították elő. A Schuster által irányított gyógyszerészeti szakdolgozatokban: *póró* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Irinyi cikkében *bórány* 1842 (Irinyi: Vegyelemek), Schirckhuber fizikatankönyvében *éteny* 1844 (Schirckhuber: Természettan. 1. kiad.), Kováts Mihálynál *mosó* 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű), Jánosi fordításában *boron* 1853 (Schoedler: Term. könyve). Czuczor–Fogarasi csak a bóroxot tárgyalja, *póřisként*.

BRÓM (Br) 1826-ban fedezték fel, így a magyar kémiai nomenklatúrában gyorsan ellátták magyar elnevezéssel is: *büzlő* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), *büzeny* 1842 (Irinyi: Vegyelemek), *büzan* 1844 (Schirckhuber: Természettan. 1. kiad.), Kerekes megmaradt a

nemzetközi megnevezésnél: *bromium* 1833 (Kerekes: Chémia). Czuczor–Fogarasinál továbbra is *büzeny*, amely „nevét kellemetlen büzétől vette”.

CÉRIUM (Ce) 1803-ban ismerték fel, tiszta állapotban viszont csak 1875-ben állították elő, így régi kémiai elnevezései inkább a cériumot tartalmazó ásványra utal; Kováts *visszdednek* 1822 (Kováts: Ásványnévtár), Schuster *gabnanynak* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Irinyi *czerenynek* 1842 (Irinyi: Vegyelemek), Schirckhuber *gabonany*nak mondja 1844 (Schirckhuber: Természettan. 1. kiad.), Kováts később a *viaszércz* megnevezést használja 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű). Czuczor–Fogarasinál az Irinyi-féle megnevezés tér vissza: *czereny*.

CINK (Zn) régi elnevezése *zink* vagy *tzink*, és emellett a *fattyuón* megnevezés is divatban volt 1784 (Benkő-Werner), 1791 (Zay: Mineralógia), 1795 (Gáti: Természet. 1. kiad.); Kováts Mihály 1822-ben a *fog* megnevezést használja (Kováts: Ásványnévtár), s ugyanezt megtartotta az 1845/47-es kötetében is (Kováts: Háromnyelvű). A kémiai nyelvújításban a *borgany* elnevezést kapta: 1829 (Schuster: Gyógyszeres), 1842 (Irinyi: Vegyelemek), 1844 (Schirckhuber: Természettan. 1. kiad.). Czuczor–Fogarasinál is *borgany*, amely „magyar nevezetét kitűnőleg horgas törésétől kapta”.

CIRKÓNÍUM (Zr) tiszta állapotban 1824-ben állították elő, régebbi elnevezései tehát oxidjára vonatkoznak: *czirkon, czirkonföld, tzirkon, zircenium, sólymos*; a nyelvújításban Schusternél *dadany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Irinyinél *jaczany* 1842 (Irinyi: Vegyelemek), Schirckhubernél *jaczany* 1844 (Schirckhuber: Természettan. 1. kiad.); Kováts *sólyomföldnek* nevezte 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű). Czuczor–Fogarasinál *jaczany*, a magyarázat szerint „jaczanyak azért neveztetett, mert a jáczint (Hyacinthus) nevű drágakőben jön elő”.

DIDYMIUM (Di) az 1830-as évek végén fedezték fel, majd állították elő tiszta állapotban. Jedlik is hivatkozik rá tankönyvében, mint egy még kevésbé ismert kémiai elemre, amelyet egykoron didymium néven jegyeztek; ennek magyar megnevezését is közli: *ikreny* 1850 (Jedlik: Természettan). Czuczor–Fogarasinál is *ikreny*, a megnevezés a görög didymoi = ikrek kifejezésből származik. A jelenlegi periódusos rendszerben ez az elemnevezés már nem szerepel, mert a későbbi vizsgálatok kiderült, hogy ez nem egy önálló kémiai elem, hanem a neodimium és a praeodimium elegye, így végül is az ikerre utaló magyar megnevezés messzemenően talált volt.

ERBIUM (Er) 1843-ban szeparálták, Jedliknél *erbiium*-ként szerepel 1850 (Jedlik: Természettan), Nendtvich műveiben: *erbeny*.

EZÜST (Ag) elnevezése nem nagyon változott, Kováts 1822-ben és későbbi műveiben is *üstnek* magyarította vagy tömörítette 1822 (Kováts: Ásványnévtár); a nyelv-

újítás idején *ezüstany* vagy *üsteny* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), 1842 (Iryni: Vegyelemek). A későbbi években visszatért az *ezüst* megnevezés. Czuczor–Fogarasinál *ezüstany* vagy *ezüst*, illetve *szín ezüst*.

FLUOR (F) elsősorban hidrogén-fluoridot értettek ezen a kifejezésen, hiszen elemi állapotban csak 1886-ban állították elő; többen a fluor valamilyen vegyületét elemnek vélték, s *fojósítónak*, *folyanynak* vagy *folyamnak* nevezték. Czuczor–Fogarasinál *folany*.

FOSZFOR (P) *phosphorus* 1777 (Molnár: A természetiekéről), *világhányó* 1783 (Molnár János a Magyar Könyvház c. periodikában), *éjjeli fény* /phosphorus/ 1799 (Kováts: Hufeland 2. kiad.), *világló* 1805 (Wolny: Természetráajz), *phosphor* 1807 (Kováts: Chémia), *fosfor* 1808 (Varga: Term. tud.), *foszfor* 1811 (Geley: Ásványok), *gyulvány*, *gyuló* 1815 (Pethe: Kímia), *világosító* 1822 (Kováts: Ásványnévtár), *gyulvány* 1829 (Lánghy–Lencsés), *villó* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), *világító* 1835/36 (Kováts: Patika), *vilany* 1842 (Iryni: Vegyelemek) és 1844 (Schirhuber: Természetan. 1. kiad.), *világító* 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű). Czuczor–Fogarasinál *vilany*, „a földköri közönséges léggel érintkezve, ennek élenyével vegyülvén, füstölög, és a sötétben világít, ezen tulajdonságától kapta mind görög (phosphorus) mind magyar nevét ... másképp: villó”.

HIDROGÉN (H) *viznemző matéria* 1798 (Derczeni: Tokaji), *hidrogene* 1798 (Kováts: Hufeland 1. kiad.), *víz-része* 1799 (Kováts: Hufeland 2. kiad.), *víz-aj* 1800 (Nyulas: Vizek), *vizanya* 1805 (Wolny: Természetráajz), *viztárgy* 1807 (Kováts: Chémia), *vizmatéria*, *gyulladó levegő* 1803 (Fábián: Term. tud.), *víz-szesz* 1815 (Nagy L.: Levegő), *gyulladó szesz* 1815 (Nagy L.: Levegő), *vizitő* 1815 (Pethe: Kímia), *vízet gerjesztő*, *vizanyag* 1822 (Kováts: Ásványnévtár), *vizszer* 1829 (Lánghy–Lencsés), *gyuló*, *viző* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), *éghető levegő*, *hidrogenium* 1833 (Kerekes: Chémia). Nyelvújítási változata: *köneny* 1842 (Iryni: Vegyelemek), *vizeny* 1844 (Schirhuber: Természetan. 1. kiad.). Másutt: *vizanyag* 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű), *hydrogen* 1853 (Schoedler: Term. könyve). Czuczor–Fogarasinál ismét *köneny*, utóbbiban még ez olvasható: „a vegyészek a levegőnek (ha ugyan ezek is levegőkül tekintethetnek) több nemeit [összetevőit] különböztetik meg, milyenek: éleny (aër oxygenius), köneny, (aër hydrogenius), szeneny (aër carbonicus), legeny (aër azoticus)”.

HIGANY (Hg) a régi magyar szakirodalomban többnyire *kénesőként* jegyezték; a kémiai nyelvújításban 1829-ben lett *szerdany* és *higany* is 1829 (Schuster: Gyógyszeres), az utóbbit fogadta el Iryni is 1842 (Iryni: Vegyelemek). A kémiai nyelvújítás egyik szerencsés alkotásáról van szó. Czuczor–Fogarasinál is *higany*.

IRÍDIUM (Ir) 1804-ben fedezték fel, Pethe megtartotta az *iridium* nevet 1815 (Pethe: Kímia); a nyelvújításban *sziváran*y 1829 (Schuster: Gyógyszeres), ezt

használta később Bugát 1843 (Bugát: Szóhalmaz), valamint Schirhuber a tankönyvében 1844 (Schirhuber: Természetan. 1. kiad.). Iryninél *nebeny* 1842 (Iryni: Vegyelemek), Kovátsnál *szivárványércz* 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű). Czuczor–Fogarasinál *nebeny*, mert „minden eddig ismeretes testek között legsúlyosabb; ennélfogva neveztetett magyarul nehenyek”.

ITTRIUM (Y) oxidját nevezték *yterföldnek*, *ytriumnak* és *yterhyinek*; a nyelvújításban Schusternél *itrany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Iryninél *pikeny* 1842 (Iryni: Vegyelemek), Jedliknél *pikkeny* 1850 (Jedlik: Természetan). Czuczor–Fogarasinál *pikeny*: „azon sajátságánál fogva neveztetett, miszerént színállapotban eléállítva pikkelyekből áll, melyek fémfényűek, de melyekben más ritka fémek is vannak”.

JÓD (J) szabad állapotban 1811-ben állították elő; kémiai nyelvújításunkban Schusternél *iboló* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Iryninél *iblan*y 1842 (Iryni: Vegyelemek), az utóbbi fogadta el Bugát 1843 (Bugát: Szóhalmaz) és Schirhuber is 1844 (Schirhuber: Természetan. 1. kiad.). Czuczor–Fogarasinál továbbra is *iblan*y, mert „hevítve pompás sötét ibolyakék színű gőzökké változik, s innen nyerte iblany nevezetét”.

KADMIUM (Cd) 1817-ben fedezték fel, Kovátsnál egyrészt *kadmé*, másrészt *keleti kisirtet* néven olvasható 1822 (Kováts: Ásványnévtár); a kémiai nyelvújításban részben a *kadmány* megnevezést kapta 1829 (Schuster: Gyógyszeres), részben pedig *bajtan*y lett 1844 (Schirhuber: Természetan. 1. kiad.). Kovátsnál 1845/47-ben *kádmércz* (Kováts: Háromnyelvű), a későbbi kémiai irodalomban többnyire *kadany*. Czuczor–Fogarasinál is *kadany*, amely „nevét Kádmus-tól nyerte, ki a görögöket a sárgaréz készítésére tanította”.

KALCIUM (Ca) kezdetben a mésző megnevezésére használták, hiszen tiszta állapotban csak elektrolízissel tudták előállítani 1808-ban; felfedezője az a Davy, akinek egyik kötetét 1815-ben fordította magyarra Pethe Ferenc, ennek ellenére a kalcium kifejezés a kötetben nem szerepel, magát a mészövet viszont tárgyalja. A nyelvújítás idején *mészany*ként szerepelt 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Iryninél *mészeny* 1842 (Iryni: Vegyelemek). Czuczor–Fogarasinál is *mészeny*: „nevezetét a mész szótól nyerte, mely nem egyéb, mint a mészénynek élenynyel vegyülete”.

KÁLIUM (K) a kálium-oxidot *hamu zsir*, *állati lugsó*, *hamusó*, *ültetvényi lugsó* és *hamuzsir* megnevezéssel szerepeltették; elemként: *káli* 1829 (Lánghy–Lencsés), *hamany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres) és 1842 (Iryni: Vegyelemek), *hamusó* 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű). Czuczor–Fogarasinál *hamany*, „mely a hamunak egyik lényeges alkotórésze, innen a magyar neve ... öszvetételekben elveszti az any képzőt: haméleg, hamhalvag stb.”.

KÉN (S) megnevezése a nyelvújítás idején is keveset változott, ezt megelőzően Zay *büdüskő*nek is nevezte 1791 (Zay: Mineralógia), Kováts is így említi 1822 (Kováts: Ásványnévtár); a nyelvújítás idején *kénő* 1829 (Schuster: Gyógyszeres) és *kényeny* 1844 (Schirckhuber: Természetan. 1. kiad.). Czuczor–Fogarasinál *kényeny*, de megengedi a *kén* használatát is: „Minthogy a köz életben is divatos szép rövid neve van (kén), és ott maga ezen elemi test is tisztán előfordúl, az eny végétet nem tartjuk szükségesnek.”

KLÓR (Cl) elem voltát csak 1810-ben állapították meg, de magát a klórt 1774 óta ismerik; régi elnevezései: *sósavany*, *klorina*, *zöldellő*; az 1829-es szöveggyűjteményben *chlor* 1829 (Lánghy–Lencsés); a nyelvújításban Schusternél *zöldlő* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Irinyinél *halvany* 1842 (Irinyi: Vegyelemek), Schirckhubernél *zöldeny* 1844 (Schirckhuber: Természetan. 1. kiad.). Czuczor–Fogarasinál *halvany*, mert „a szerves anyagokra halványító hatása van”.

KOBALT (Co) a régebbi szakmunkákban *kobaltként*, *koboltként*, *koboldként* használták, Kovátsnál *kisértet* 1822 (Kováts: Ásványnévtár). A nyelvújítás idején *banyany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), *kékeny* 1842 (Irinyi: Vegyelemek), Jedliknél is 1850 (Jedlik: Természetan). Bugátnál *büveny* 1843 (Bugát: Szóhal-maz); Kováts nál később: *ércztartó* 1845/47 (Kováts: Háromnyelvű). Czuczor–Fogarasinál *büveny* vagy *büveny*.

KRÓM (Cr) 1797-ben állították elő először, így már a korai hazai kémiaiakban jogosan említik elemként. Geley még a latin megnevezést használta *chromium* 1811 (Geley: Ásványok), és ezt használja Pethe is 1815 (Pethe: Kémia). A nyelvújítás idején *festany* 1829 (Schuster: Gyógyszeres), Irinyinél *festeny* 1842 (Irinyi: Vegyelemek), Schirckhubernél *föstény* 1844 (Schirckhuber: Természetan. 1. kiad.). Kerekes a kéziratában a *króm* megjelölést 1833 használja (Kerekes: Chemia). Czuczor–Fogarasinál még mindig *festeny*.

A FIZIKA TANÍTÁSA

LUCKY LUKE – AZ EMBER, AKI GYORSABBAN LŐ, MINT AZ ÁRNYÉKA

Bokor Nándor
BME Fizika Tanszék

A relativitáselmélet igazán szórakoztató, de előfordul, hogy nem sikerül minden diákot meggyőznünk erről. Ilyenkor szoktak segíteni a relativisztikus paradoxonok, amelyek sarkos megfogalmazásukkal és látszólagos képtelenségükkel szinte mindig felkeltik az érdeklődést. Ráadásul olyan szempontból is felbecsülhetetlen a pedagógiai értékük, hogy szinte „kikényszerítik”, hogy alaposabban utánagondoljunk, és ezáltal jobban megértsünk egyes jelenségeket.

E cikk végén is szerepel egy nevezetes relativisztikus paradoxon, az írás egésze viszont inkább arra példa, hogy időnként a populáris kultúra valamely alkotását is meglepően sokoldalúan fel lehet használni a tanításban. Az alábbiakban tulajdonképpen egyetlen ártatlannak(?) hangzó mondatról és az ezt illusztráló rajzról lesz szó, mégis a relativitáselmélet olyan szerteágazó kulcsfogalmait, illetve jelenségeit lehet szemléletesen diszkutálni a segítségével, mint az *esemény*, a *téridő-diagram*, a *téridő-intervallum*, a *kausalitás*, a *gyorsuló* és *inerciarendszerek*, az *ekvivalencia-elv*, a *gravitációs kék-* vagy *vöröseltolódás*, vagy a *tachyon-antitelefons paradoxon*.

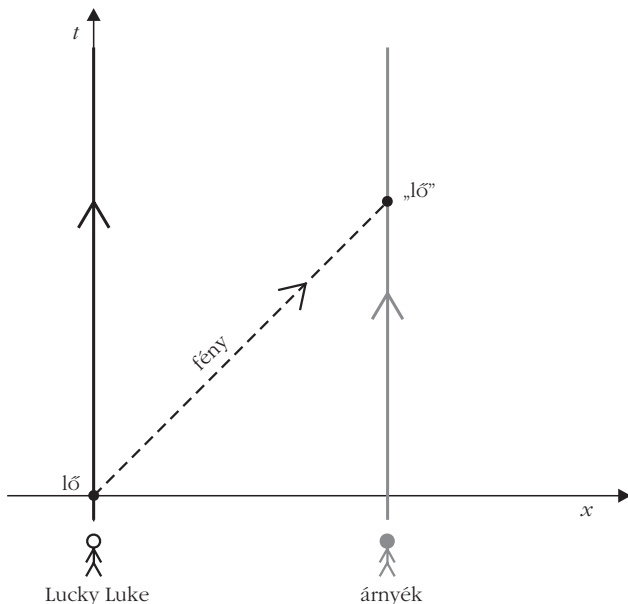
Lucky Luke a *Morris–Goscinnny* szerzőpáros zseniális képregénysorozatának emblematikus főhőse. Hídegvérű és nemeslelkű cowboy, akitől a Vadnyugat

minden gonosztevője retteg, hiszen, mint a sorozat mottója hirdeti: „Lucky Luke – az ember, aki gyorsabban lő, mint az árnyéka”. A képregényfüzetek hátsó borítójára rendszeresen felkerül a frappáns mondat, valamint az illusztrálására szolgáló rajz, amelyen Lucky Luke átlövi a saját árnyékát, még mielőtt az előkapná a pisztolyát (*1. ábra*).

Gondolkozzunk el a nevezetes mottó jelentésén, fizikai tartalmán. Az alábbiakban három lehetséges interpretációt sorolok fel, a segítségükkel tárgyalható relativisztikus fogalmakkal együtt. A cikkben mindvé-

1. ábra





2. ábra

gig feltételezem, hogy Lucky Luke legfeljebb rendkívüli képességekkel rendelkező ember, de a természet ismert törvényei rá is vonatkoznak.

1. interpretáció

esemény, téridő-diagram, fényszerű intervallum, kauzalitás

Egy pisztolylövés: *esemény*, a téridő jól definiált pontja, amelyet valamely koordináta-rendszerben 4 szám ír le (három térszerű és egy időszerű koordinátaérték). Gyors vagy lassú viszont csak valamilyen *folyamat* lehet, amelynek időbeli lefolyása van. Az első gondolatunk tehát, hogy a mondatnak szigorúan véve nincs is értelme, hiszen egyetlen esemény „gyorsaságáról” beszél.

Első interpretációnk szerint a szerzők talán arra gondoltak: Lucky Luke „nem mozog egy ütemben” az árnyékával, mindent *előbb* csinál, például pisztolyát is előbb süssi el, mint az árnyéka. Ez azonban nem rendkívüli teljesítmény, *mindenki* előbb csinál minden mozgulatót, mint az árnyéka, hiszen a fénynek időbe telik, amire az illetőtől az árnyékig ér. Tanulságos ezt téridő-diagramon ábrázolni (2. ábra). Az origón átmenő függőleges egyenes Lucky Luke világvonal, a tőle jobbra levő függőleges egyenes pedig az árnyékáé. A „Lucky Luke lő” és az „árnyék lő” eseménypárt fényszerű téridő-intervallum választja el, és *kauzalitási* (ok-okozat) viszony áll fenn közöttük: Lucky Luke kezének mozgása *okozza* az árnyék kezének mozgását, az információ hordozója pedig a fény. A kauzalitási kapcsolat azt is jelenti, hogy a két esemény sorrendje invariáns, bármilyen – szinkronizált órákkal felszerelkezett – inerciarendszerbeli megfigyelő Lucky Luke lövését méri korábbiinak, az árnyékét későbbinek.

Összefoglalva: ha az első interpretáció igaz, Lucky Luke teljesítményében nincs semmi rendkívüli.

2. interpretáció

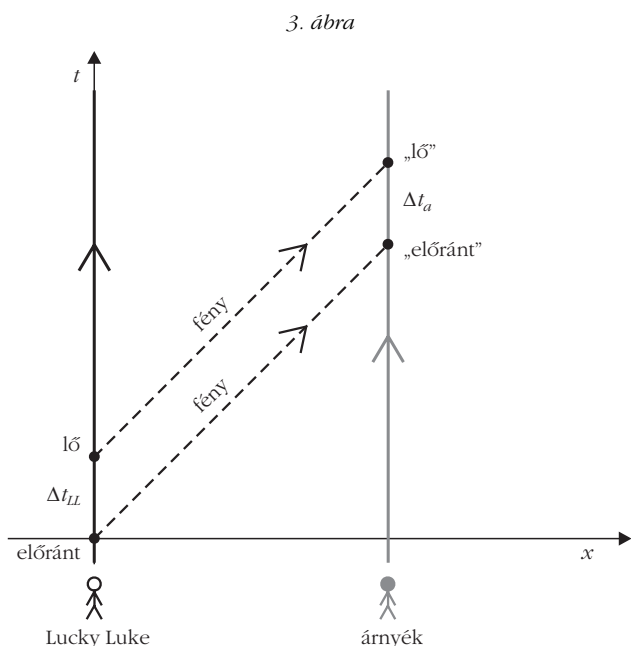
gyorsuló vonatkoztatási rendszerek és inerciarendszerek, ekvivalencia-elv, gravitációs vöröseltolódás

Lehetséges, hogy a szerzők egy *mozdulatsor* sebességére utaltak: Lucky Luke (1) előrántja a fegyvert, (2) tüzel. Második interpretációnk szerint tehát a mottó azt jelenti: *a két mozdulat között eltelt időtartam* (Lucky Luke hibátlan karórájának mérése szerint) kisebb, mint az árnyék megfelelő két mozdulata között eltelt időtartam (az árnyék helyén levő, tökéletesen azonos karóra mérése szerint). De ez nem így van, a két mért időtartam pontosan megegyezik, mint a 3. ábra mutatja: $\Delta t_{LL} = \Delta t_a$.

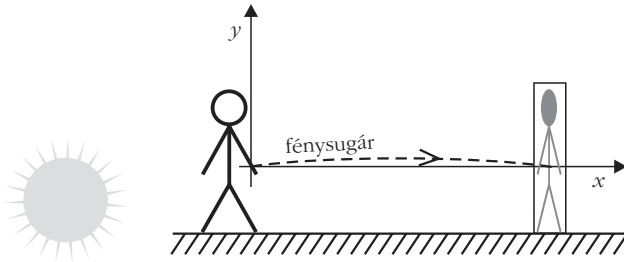
Illetve várjunk csak! Mindeddig feltételeztük, hogy Lucky Luke (és az árnyéka) *sík téridőben*, azon belül is *inerciarendszerben* nyugszik. Ez azonban nem igaz, a cowboy a Föld gravitációs terében áll. Nézzük először azt az esetet, amikor Lucky Luke keze és kezének árnyéka azonos magasságban van a földfelszín felett (1. ábra). Ez a helyzet szigorúan teljesül például napnyugta idején egy adott pillanatban. A Föld forgásából – ezzel a Nap relatív helyzetének változásából – adódóan az árnyék ugyan folyamatosan vándorol, de ezt az árnyékmozgást elhanyagoljuk az alatt a rövid időtartam alatt, amely a fegyver előrántása, illetve az elsütés információjának az árnyékhoz való megérkezése között eltelik. A Föld körüli téridő geometriájának leírásakor is eltekintünk a Föld forgásától. Ekkor a Lucky Luke, az árnyéka és a Föld középpontja által meghatározott síkban a téridő leírására a Schwarzschild-metrika használható, amelyet most a konkrét algebrai alak mellőzésével egyszerűen ilyen alakban írunk:

$$d\tau^2 = A(r) dt^2 - B(r) dr^2 - D(r) d\phi^2, \quad (1)$$

ahol dt , dr és $d\phi$ két infinitezimálisan közeli esemény Schwarzschild-koordinátákban megadott koordináta-különbségei, $d\tau$ pedig a két esemény közötti időtar-



3. ábra



4. ábra

tam egy olyan órán, amely mindkét eseménynél jelen volt. Fontos hangsúlyozni, hogy az (1) egyenlet jobb oldalán szereplő T , r és φ szimbólumok csupán a téridő leírására szolgáló globális koordinátákat jelölnek, mérhető mennyiségeknek közvetlenül megfeleltetni őket legfeljebb véletlenül lehet (most véletlenül tényleg lehet, nagyjából olyan módon, amit a betűk sejtettek, de ennek részletei számunkra itt nem érdekesek). A bal oldalon levő τ viszont tényleges fizikai realitással bíró mennyiség.

További egyszerűsítésre ad lehetőséget, ha a Lucky Luke és az árnyéka közötti távolságon a Föld görbülte elhanyagolható, ami praktikus esetekben teljesül. Ekkor a gravitációs teret homogénnek tekinthetjük, és a gömbszimmetrikus (1) metrika helyett a téridő geometriáját az adott síkban általánosan

$$d\tau^2 = E(y) dT^2 - F(y) dx^2 - G(y) dy^2 \quad (2)$$

alakú egyenlettel írhatjuk le, ahol az x és y koordináták jelentése a 4. ábráról leolvasható. Fontos megfigyelni, hogy a (2) egyenletben az $E(y)$, $F(y)$ és $G(y)$ együtthatók (az úgynevezett metrikus tenzor (T, x, y) koordinátarendszerben felírt komponensei) nem függenek sem a T -, sem az x -koordinátától. Azt is lényeges megjegyezni, hogy – mint a 4. ábra mutatja – Lucky Luke-ot és árnyékát nyugvónak (állandó x - és y -koordinátákkal rendelkezőnek) feltételezzük, ráadásul y -koordinátájuk azonos:

$$y_{LL} = y_a. \quad (3)$$

Még ha a Föld gravitációs mezejét homogénnek (és ezzel a kérdéses téridőterületet síkknak) is tekinthetjük, a cowboy akkor sem inerciarendszerben nyugszik: a földfelszínhez képesti gyorsulása zérus, holott lábaiban érzi a talaj nyomóerejét. A tényre, hogy az (x, y) vonatkoztatási rendszer nem inerciarendszer, a 4. ábrán az utal, hogy a Lucky Luke kezét és annak árnyékát összekötő fény sugar enyhén görbültre van rajzolva. (Megjegyzés: e fény sugar görbültsége még nem jelenti a téridő görbületét [1]!)

Az 5. ábra a kérdéses eseménysort mutatja egy háromdimenziós (T, x, y) téridő-diagramon. Az ábrán Lucky Luke kezének és a kéz árnyékának világvonalát egy-egy függőleges egyenes mutatja, $x = 0$, illetve $x = l$ egyenlettel. (Mint fent említettem, az árnyék valójában lassan vándorol, de az 5. ábra időskáláján ez csak észrevehetően görbületet okoz a függőleges világvonal-

hoz képest.) Kulcsmomentum, hogy mivel az $E(y)$, $F(y)$ és $G(y)$ együtthatók nem függenek a T -koordinátától, az 5. ábra téridő-diagramján a két fény sugar világvonala párhuzamos. Ebből adódik, hogy

$$\Delta T_{LL} = \Delta T_a. \quad (4)$$

Ugyanakkor, mivel a kéz és a kéz árnyéka ugyanazzal az y -koordinátával rendelkezik, az „előkap – lő” eseménypárok közötti ΔT koordinátakülönbségek a kéz és az árnyék esetében ugyanazzal az $E(y)$ tényezővel „konvertálódnak” sajátidővé. Nézzük ezt kicsit formálisabban. A (2)-ből adódik, hogy Lucky Luke ennire lő gyorsan (a saját órája szerint):

$$\Delta \tau_{LL} = \sqrt{E(y_{LL})} \Delta T_{LL}, \quad (5)$$

az árnyék pedig ennire (az árnyék helyére képzelt óra mérése szerint):

$$\Delta \tau_a = \sqrt{E(y_a)} \Delta T_a. \quad (6)$$

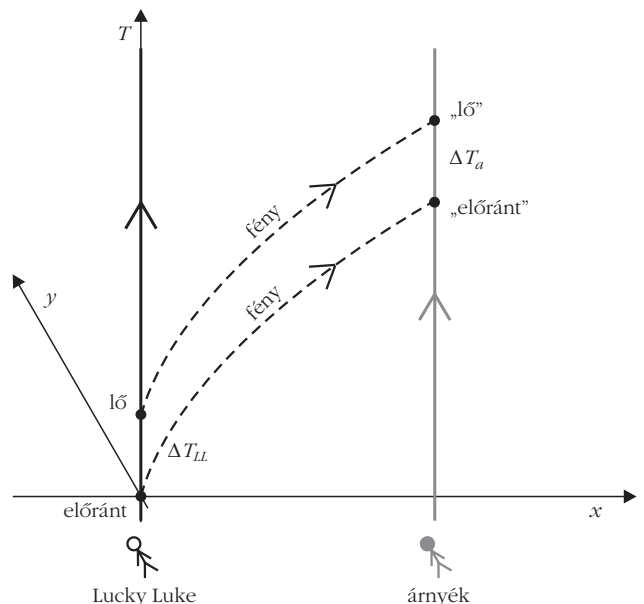
Az utóbbi két összefüggésből, (3) és (4) behelyettesítésével kapjuk, hogy

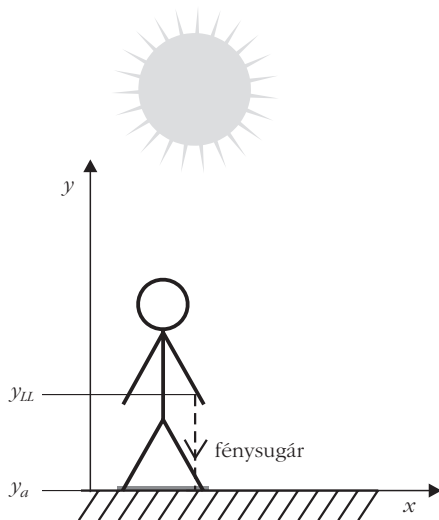
$$\Delta \tau_{LL} = \Delta \tau_a. \quad (7)$$

Ha tehát a 2. interpretáció igaz, akkor akármilyen ügyes is Lucky Luke, naplementekor pontosan olyan gyorsan lő, mint az árnyéka.

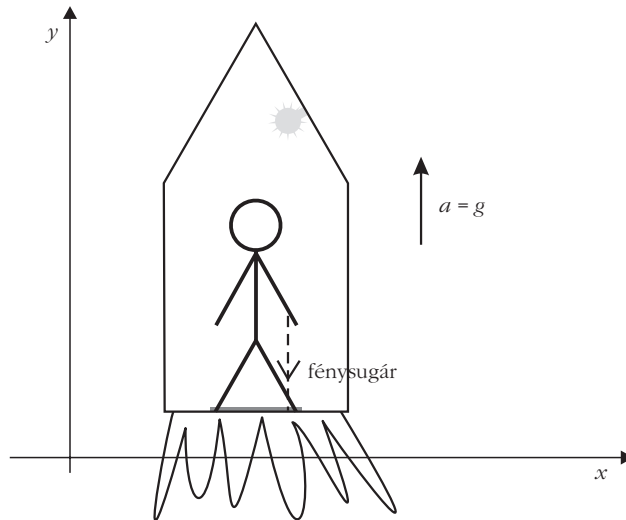
Nézzük most azt az esetet, amikor Lucky Luke éppen *délben* gyakorolja tudományát, és az algebrai egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy a Nap pontosan a feje fölül süt. (Ez a helyzet például, ha a nyári napforduló napján átruccan Mexikóba, és épp a rákterítő szélességi körén tartózkodik.) Az alábbiakban látni fogjuk, hogy ez az eset a *gravitációs kékeltoadás* (illetve a fény sugarak irányának megfordításával

5. ábra





6. ábra



7. ábra

a *gravitációs vöröseltolódás* egyszerű és szemléletes tárgyalására ad lehetőséget. Ki fog derülni, hogy az árnyék ekkor *gyorsabban* mozog, mint Lucky Luke. A (3) helyett most az

$$x_{LL} = x_a \quad (8)$$

és

$$y_{LL} > y_a \quad (9)$$

összefüggések teljesülnek (6. ábra).

Az ekvivalencia-elv szerint a homogén gravitációs térben nyugvó Lucky Luke-ot ábrázoló 6. ábra fizikai viszonyai pontosan megegyeznek egy olyan űrhajóban uralkodó fizikai körülményekkel, amely minden égitesttől távol, inerciarendszerből nézve gyorsulva mozog a 7. ábra szerinti irányban. (Ekkor a Naptól érkező fényt az „űrhajós Lucky Luke” feje fölött levő

lámpa fénye helyettesíti.) A 7. ábra kényelmesen végiggondolható, *inerciarendszerbeli* nézőpontot mutat. Az ehhez tartozó (pedagógiai okból erősen torzított) tér-idő-diagram a 8. ábrán látható.

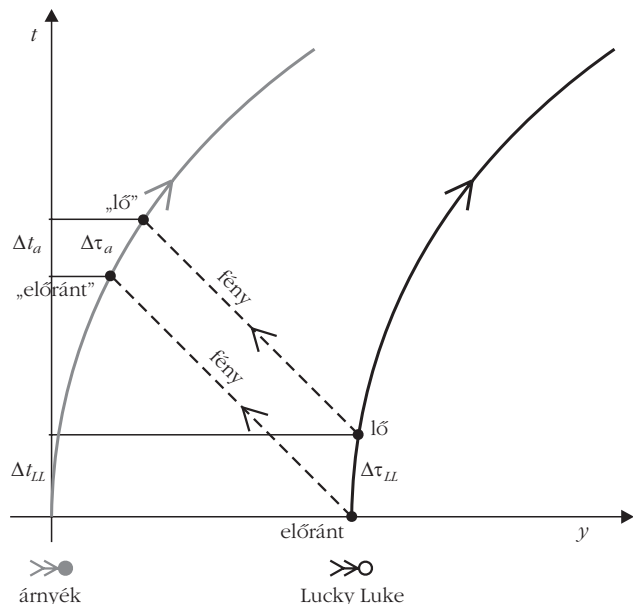
Az állandó gyorsulás miatt Lucky Luke kezének és a kéz árnyékának világvonala két párhuzamos hiperbola. A 8. ábra azon inerciarendszer nézőpontját mutatja, amelyben Lucky Luke a pisztoly előrántásának pillanatában éppen állt. Az ábráról leolvasható, hogy

$$\Delta\tau_{LL} \approx \Delta t_{LL} > \Delta t_a > \Delta\tau_a. \quad (10)$$

Az első közelítő egyenlőség azért írható fel, mert a pisztoly előrántása és elsütése között a cowboy kezének a világvonala még jó közelítéssel függőleges. A második reláció az ábra *t*-tengelyéről közvetlenül leolvasható, a harmadik pedig az idődilatació miatt teljesül. A (10) bal és jobb oldalát összevetve tehát adódik, hogy

$$\Delta\tau_{LL} > \Delta\tau_a. \quad (11)$$

8. ábra



A (11) összefüggés nem más, mint a *gravitációs kékel-tolódás* olyan fénysugarakra, amelyek „a gravitációs tér iránya felé” haladnak. (A 8. ábrához hasonló tér-idő-diagram felvázolásával, teljesen analóg módon illusztrálható a gravitációs *vöröseltolódás* jelensége olyan fénysugarakra, amelyek „a gravitációs térrel szemben” haladnak.)

Összefoglalva, ha a második interpretációt fogadjuk el, akkor a címben szereplő állítás általában nem igaz: Lucky Luke a déli órákban például kifejezetten lassabban lő, mint az árnyéka. (Természetesen az effektus nagyon kicsi. Két méter magas cowboy-t feltételezve $y_{LL} - y_a \approx 1$ méter, és a két időtartam arányára, itt nem részletezett számítás után

$$\frac{\Delta\tau_a}{\Delta\tau_{LL}} \approx 1 - \frac{g(y_{LL} - y_a)}{c^2} \approx 1 - 10^{-16}$$

adódik.)

3. interpretáció tachyon-antitelefón

Végül dönthetünk úgy is, hogy a „Lucky Luke gyorsabban lő, mint az árnyéka” kijelentést egyszerűen az 1. ábra szöveges megfogalmazásaként fogjuk fel. Ekkor tehát a feladatunk nem más, mint az ábra fizikai tartalmát értelmezni. A képen látható, hogy a cowboy árnyéka már át van lyukasztva, amikor az árnyék még elő sem rántotta a pisztolyt.

Rövid kitérő. Most nem kell törődnünk az olyan bonyodalmakkal, mint például, hogy az 1. ábra voltaképpen egy adott pillanatban exponált „fénykép”, következésképpen a különböző részein rögzített események nem egyidejűek, mert a jelenet egyes részei más-más távolságra voltak a „fényképezőgép lencséjétől”. Számunkra most csak az a fontos, hogy az árnyékon ott látszik a golyó ütötte lyuk, miközben az árnyék még nem nyúlt a fegyverhez. Mivel két olyan eseményt hasonlítunk össze, amelyek azonos objektumon történtek, sorrendjüket helyesen tükrözi a fényképen mutatott látvány: előbb ütött a golyó lyukat az árnyékon, és azután rántotta elő a fegyvert az árnyék, a „fénykép” pedig a két esemény közötti pillanatot rögzíti az árnyék helyén (ezt a pillanatot *-gal jelöltem a 9. ábra téridő-diagramján).

Nézzük, következik-e mindebből, hogy Lucky Luke mozgása természetfeletten gyors. A 9. ábra téridő-diagramjáról leolvasható, hogy bizony következik. (Mielőtt továbbmennénk, egy megjegyzés: az egyszerűség kedvéért a 2–3. ábrákhoz hasonlóan most *inerciarendszernek* tekintjük Lucky Luke nyugalmi vonatkoztatási rendszerét, tehát a gravitációtól eltekintünk. Az itt tárgyalt folyamatok – a pisztoly előrántása, elsütése, a pisztolygolyó repülése – nagyon gyorsan lezajlanak. Amikor Lucky Luke mozgásának ügyességét, vagy a pisztolygolyó repülésének gyorsaságát elemezzük, akkor pontosan ugyanazon okból tekinthetünk el a gravitációtól, amiért egy részecskegyorsítóban lezajló ütközési folyamatok elemzésekor sem kell a Föld gravitációs terét figyelembe venni.)

A 9. ábrából két érdekes következtetés olvasható le:

1. Aközött, hogy Lucky Luke előrántotta a pisztolyát és hogy elsütötte, kevesebb időnek kellett eltelnie, mint ami alatt a fény eljutott Lucky Luke-tól a tőle l távolságra levő árnyékig:

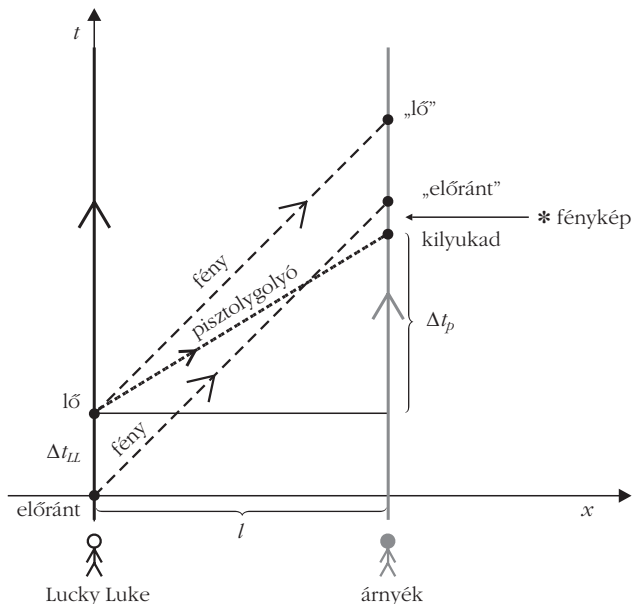
$$\Delta t_{LL} < \frac{l}{c}, \quad (12)$$

hiszen – mint az ábrából leolvasható – még a szigorúbb

$$\Delta t_{LL} + \Delta t_p < \frac{l}{c} \quad (13)$$

feltétel is teljesül, ahol Δt_p a pisztolygolyó repülési időtartama.

A (12)-ből láthatjuk, hogy Lucky Luke valóban ördögien bánik a fegyverrel. Ha $l = 3$ m (ez körülbelül megfelel az 1. ábrának), akkor a mozdulatsor elvégzéséhez saját óráján mérve kevesebb mint 10 ns-ra volt szüksége! Bűnöző legyen a talpán, aki ezt utánacsinálja.



9. ábra

2. A golyó gyorsabban ért oda az árnyékhoz, mint az a (fénysebességgel közlekedő) információ, hogy Lucky Luke előrántotta a pisztolyát. (Ez nem csak a 9. ábrából látszik, hanem a (13) összefüggésből, illetve magából az 1. ábrából is.) Lucky Luke fegyvere tehát talán még magánál a cowboy-nál is rendkívül jobb képességekkel rendelkezik: a belőle kilőtt lövedék a fénynél gyorsabban repül, azaz tachyon.

Itt már komoly ellentmondásokba ütközünk a természet eddig tapasztalt törvényeivel, tehát aki esetleg eddig el is hitte a képregény szerzőinek állítását, most már joggal gyanakodhat. A fénynél gyorsabban haladó részecskét detektálni még senkinek sem sikerült, és magának a detektálásnak a kérdése is komoly logikai aggályokat vet fel [2]). A tachyon létezése ennek ellenére önmagában még nem mond ellent kipróbált természeti törvényeknek, feltéve, hogy teljesít két feltételt: (1) az ilyen részecskének állandóan a fénynél gyorsabban kell haladnia, nem lassulhat fénysebesség alá, illetve nem lehet, hogy fénysebesség alól gyorsítottuk a fölé; (2) az ilyen részecske nem használható kommunikációra, nem közvetíthet információt (a tachyon segítségével való kommunikáció ugyanis logikai paradoxonhoz vezet, lásd alább).

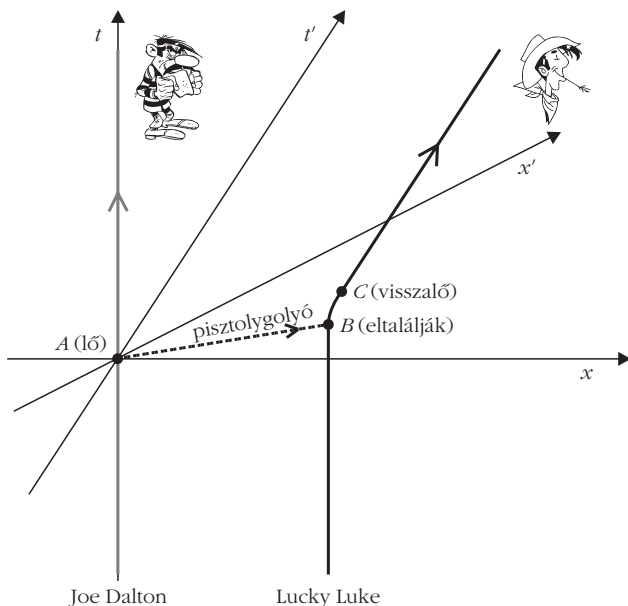
Lucky Luke állítólagos „tachyon-pisztolygolyójára” egyik fenti feltétel sem teljesül:

(1) A golyó mind a kilövés előtt, mind a becsapódás után nyugalomban van, tehát repülés közben oda-vissza átlépi a fénysebességet.

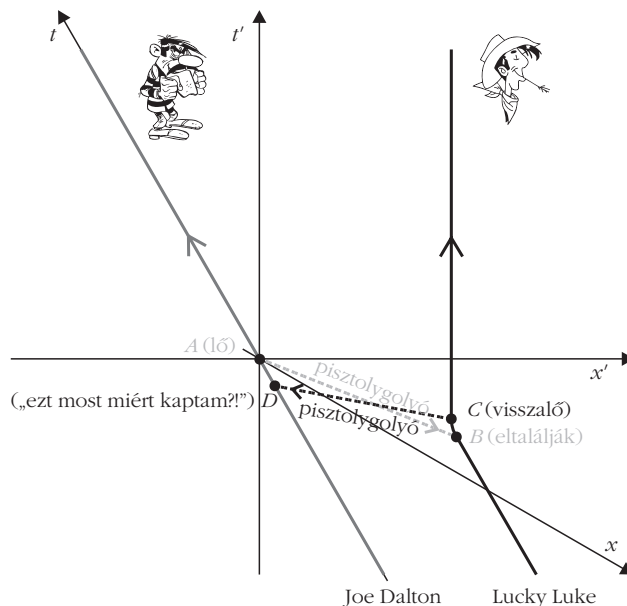
(2) A cowboy a lövéssel igenis kommunikál. Valakit pisztolygolyóval meglőni az információközlés markáns (és általában elítélendő) módja.

Következtetésünk tehát az, hogy az 1. ábra olyan tachyon-részecske létét feltételezi, amely a kipróbált természeti törvényeknek ellentmond.

Végül nézzük, miért kell egy tachyonnak a (2) feltételt teljesítenie, miért vezet logikai ellentmondáshoz – a kauzalitás megsértéséhez – egy olyan infor-



10. ábra



11. ábra

mációközlő rendszer, amely tachyonokat használ üzenetek továbbítására!

Mielőtt továbbmegyünk, emlékeztessük magunkat, hogy ha egy tachyon-forrás nyugszik egy inerciarendszerben, akkor milyen szabály szerint kell a belőle kilőtt tachyon világvonalát berajzolni az adott inerciarendszer tér-idő-diagramjába (9. ábra): jobbra haladó tachyont egy 0° és 45° közötti dőlésszögű (pozitív meredekségű) egyenes, balra haladó tachyont pedig egy 135° és 180° közötti dőlésszögű (negatív meredekségű) egyenes reprezentál.

Most pedig ismerkedjünk meg Joe Daltonnal, Lucky Luke kegyetlen ősellenségével. Kettejük képzeletbeli összecsapását mesélik el a 10. és 11. ábrák tér-idő-diagramjai. A történet elején a két szereplő egymástól adott távolságra áll az x -tengely mentén. Joe Daltonnak is van egy tachyon-pisztolya, és a $t = 0$ pillanatban használja is (A esemény). A tachyon-golyó sebesen repül Lucky Luke felé, és hamarosan el is találja (B esemény). A képregény-sorozat szellemiségével összhangban a cowboy nem sebesül meg, mondjuk mert a zsebében levő limonádés flaskába fúródik a golyó. A lökés ereje mindenesetre jobbra taszítja Lucky Luke-ot, aki rövid gyorsulási szakasz után állandó sebességgel repül jobbra a levegőben. Ezen állandó sebességű mozgásszakasz elején a cowboy saját tachyon-pisztolyával visszalő a legidősebb Dalton-fivérre (C esemény). Eddig a 10. ábrán követtük az eseményeket. Most – hogy a Lucky Luke fegyveréből kilőtt golyót biztosan a fenti elvünkkel konzisztensen tudjuk ábrázolni – térjünk át a jobbra repülő cowboy (x', t') nyugalmi inerciarendszerére. Ezt a nézőpontot a 11. ábra tér-idő-diagramja mutatja (ebbe halványan a korábbi A és B események is be vannak rajzolva, a Lorentz-transzformációnak megfelelő pontokba). A Joe Dalton agressziójára válaszul kilőtt pisztolygolyó a D eseményben találja el, és teszi működésképtelenné(!) a Dalton kezében levő tachyon-pisztolyt.

Ez igazi logikai ellentmondáshoz, a kauzalitás sérüléséhez vezet. A történetből láthattuk, hogy az A , B , C és D események (ilyen sorrendben) ok-okozat láncolatot alkotnak. Ugyanakkor a 11. ábrán látszik, hogy a D esemény *előbb* történik Joe Dalton világvonalán, mint az A esemény (időszerű világvonalra felfűzött két eseményről van szó, amelyek sorrendje tehát minden megfigyelő szerint $D \rightarrow A$). Nem csoda, hogy a Lucky Luke-tól érkező fenytést Dalton nem tudja értelmezni. Miért tették tönkre a fegyverét, amikor még eszébe sem jutott használni? Másfelől: a fegyverét éppen *azért* tették tönkre, mert használta (viszont nem használhatta, mert addigra tönkretették stb.)

E híres relativisztikus paradoxon ismert megfogalmazásában vadnyugati párbaj helyett az információátvitel tachyonokkal megvalósító telefon szerepel. A hagyományos tachyon-antitelefons paradoxon [2] elnevezés arra utal, hogy ilyen eszközzel üzeneteket lehetne küldeni a múltba, márpedig ez (mint a fenti példa illusztrálta) sértheti a kauzalitást. A paradoxon legkézenfekvőbb feloldásának az tűnik, ha elfogadjuk, hogy a természet nem engedi a tachyonokat (ha egyáltalán léteznek) információszállításra használni.

A Lucky Luke történetek állandó motívumai között más olyanok is vannak, amelyekhez hasonlóval a való életben nemigen találkozhatunk. Ilyen a főhős lova és igazi szellemi társa, a legalább emberi intelligenciával megáldott Jolly Jumper; vagy a börtön kivételesen buta, de gondolatait azért kerek mondatokban megfogalmazó kuttyója, Rantanplan. Az 1. ábra annyiban kivétel, hogy *logikai* képtelenséget tartalmaz. Mégis helyénvalónak látszik, hogy a rajongók fejében épp ez a rajz képviseli, szinte ikonikus módon, az egész képtelen, szellemes és szórakoztató képregényfolyamot.

Irodalom

1. Bokor N.: A gravitációról II., *Fiz. Szemle* 64/6 (2014), 198–203.
2. G. A. Benford, D. L. Book, W. A. Newcomb: The Tachyonic Antitelephone. *Phys. Rev. D.* 2/2 (1970), 263–265.

AZ ÓRAÁTÁLLÍTÁS HATÁSAINAK VIZSGÁLATA

Beke Tamás

Nagyasszonyunk Katolikus Általános Iskola és Gimnázium, Kalocsa

Ebben a tanévben iskolánk gimnazista tanulói önként részt vehettek egy energetikával foglalkozó iskolai projektfeladatban. A projektben megvizsgáltuk az óraátállítás energetikai hatásait is. Ebben az írásban az óraátállítással kapcsolatos gondolatainkat szeretném bemutatni.

Az óraátállítás

Magyarországon 1980 óta minden évben kétszer át kell állítani az óráinkat: március utolsó vasárnapján óráinkat 1 órával előre állítjuk, ezt nevezzük nyári időszámításnak; október utolsó vasárnapján óráinkat 1 órával visszaállítjuk, ez a téli időszámítás. Az Európai Unió tagállamaiban 1996 óta egységes az órák átállítása. Az EU-n kívül vannak olyan országok, ahol soha nem alkalmazták az óraátállítást.

Miért vezették be az óraátállítást?

Az óraátállítás ötlete *Benjamin Franklintől* származik, aki 1784-ben javasolta, hogy tavasszal előrébb kellene állítani az órákat (összel pedig vissza), mert így a világításához használt gyertyákkal spórolni lehetne; azonban ötletét annak idején nem fogadták el. A nyári időszámítás tényleges bevezetése, az órák országos szintű átállítása 1916-ban Németországban történt meg elsőként, mert az I. világháború alatt ezzel üzemanyagot lehetett hadi célokra megtakarítani. Ezután több ország is bevezette az óraátállítást, hasonló indokokból.

A nyári időszámítás alkalmazásának legfőbb oka manapság az, hogy így villamos energiát lehet megtakarítani. Az emberek tavasztól őszig 1 órával többet tartózkodhatnak a szabadban, ezért otthon 1 órával kevesebb ideig használják az elektromos berendezéseiket. Ez elméletben még igaz is lehet, hogy a valóságban így van-e, azt sokan vitatják.

Az óraátállítás negatív hatásai

Elméletben tehát villamos energiát takaríthatunk meg a nyári időszámítás alkalmazásával. Ne feledkezzünk meg arról, hogy az órák átállításának azonban negatív következményei is vannak! Néhány példa erre:

- Évente kétszer át kell állítani az órák legnagyobb részét, mert ezek nem állnak át automatikusan.
- Az óraátállítások után az emberek többségének akár 1-2 hétbe is beletelik, amire hozzászokik az új időszámításhoz. Az órák átállítását nem követi automatikusan az ember biológiai órájának átállása. Ebben az

időszakban rossz közérzet, alvászavarok, koncentráció-problémák, ingerültség, akár depresszió is felléphet.

- Statisztikák szerint az óraátállítások utáni néhány napban a közúti balesetek száma megemelkedik.

A villamosenergia-fogyasztás változásai

A tavaszi óraátállítás után megkérdeztem a tanulókat, hogy nekik mi a véleményük az óraátállítás villamosenergia-fogyasztásra gyakorolt hatásáról. A tanulói vélemények kezdetben széles tartományban helyezkedtek el. Az egyes csoportok között éles vita alakult ki.

Ekkor felhívtam figyelmüket, hogy ezt szerintem csak becsülni lehet; viszont érdemes végiggondolni, hogyan állapíthatnánk meg: kinek van igaza. Először feltettem a kérdést, hogyan lehetne az óraátállítás következtében jelentkező villamosenergia-fogyasztás változását megmérni? Két „elméleti” mérési ötlet fogalmazódott meg.

- **1. elméleti módszer.** Például úgy lehetne mérni, hogy országosan páros években alkalmazzuk az óraátállítást, páratlan években nem (vagy fordítva), és így hasonlíthatnánk össze a páros, illetve páratlan évek hosszabb (évtizedes) távú villamosenergia-fogyasztás átlagait, hogy az időbeli egyenlenségek „kiegyenlítődjenek”. Az átlagolások alapján eldönthetnénk, hogy van-e tényleges villamosenergia-megtakarítás az óraátállításhoz képest.

- **2. elméleti módszer.** Egy másik „elméleti” mérési eljárás lehetne, hogy évenként véletlenszerű választással a megyék felében bevezetnénk az óraátállítást (hogy a területi különbségek is „kiegyenlítődjenek”), a megyék másik felében nem. Ezután meghatározoznánk az egy főre jutó átlagos éves villamosenergia-fogyasztást, az „óraátállításhoz”, illetve a „nem óraátállításhoz” megyékben, majd összehasonlíthatnánk az eredményeket. A következő évben „újraszorsolnánk” a megyéket és megint hasonlóképpen mérnénk. Az átlagolások alapján eldönthetnénk, hogy van-e tényleges villamosenergia-megtakarítás az óraátállításhoz képest.

Mindenki érzi, hogy ez a fajta meggyesintűen megosztott óraátállítás a gyakorlatban szinte kivitelezhetetlen lenne. Összességében tehát arra jutottunk, hogy a villamosenergia-fogyasztás óraátállítás miatti változását maximum csak becsülni lehet.

A villamosenergia-fogyasztás változásának becslése

Mivel az óraátállítással kapcsolatos villamosenergia-megtakarításról tényleges mért adatok nincsenek, ezért a tanulóknak a következő egyszerű módszert javasoltam a vita eldöntésére.

Az írás az ELTE Fizika tanítása PhD-program keretében készült, a témavezető *Bene Gyula*.

1. táblázat	
A hét egyes napjaira eső átlagfogyasztások 2009.január 1. és 2014. május 11. között	
hét napjai	villamosenergia-fogyasztás átlaga [GWh/nap]
hétfő	116,74
kedd	120,09
szerda	120,83
csütörtök	120,87
péntek	119,47
szombat	109,82
vasárnap	104,36

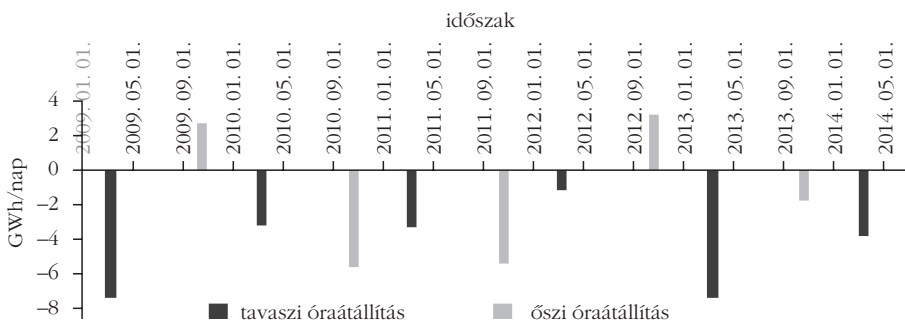
A Magyar Villamosenergia-ipari Átviteli Rendszerirányító (MAVIR) ZRt. honlapján 2009. január 1-jétől kezdődően közzéteszi az országos összesített villamosenergia-fogyasztás napi statisztikai adatait. Az elmúlt öt és fél év adatai alapján megvizsgáltuk a tavaszi és az őszi óraátállítást megelőző és az azt követő időszak villamosenergia-fogyasztásának változásait. Összességében 6 db tavaszi és 5 db őszi óraátállításhoz tartozó villamosenergia-fogyasztási adathalmazt vizsgáltunk. Elsőként meghatároztuk a hetek egyes napjaira jutó átlagfogyasztásokat a teljes vizsgált időszakban. Ezt láthatjuk a 1. táblázatban.

A hétköznapokra számított átlagfogyasztás 119,60 GWh/nap, a hétvégékre számított átlagfogyasztás 107,09 GWh/nap. Egyértelműen látszik, hogy a hétköznapokon az országos villamosenergia-fogyasztás átlagértéke meghaladja a hétvégéken mérhető átlagfogyasztást. Ez nem meglepő, hiszen a termelő üzemek jelentős része a hétvégéken leáll, alig fogyaszt villamosenergiát. Ezek alapján kézenfekvőnek tűnt, hogy az adatokat heti bontásban kell vizsgálnunk, hiszen a hét közbeni és a hétvégi villamosenergia-fogyasztási „szokások” eltérnek; az egész heti bontásban viszont a teljes hét reprezentálva van.

A villamosenergia-fogyasztási adatok elemzése

Többféle összehasonlító elemzést végeztünk. Elsőként a tavaszi és az őszi óraátállítások napját megelőző 7 napban (vasárnaptól szombatig) meghatároztuk

1. ábra. A tavaszi és az őszi óraátállítások előtti és utáni hét átlagos napi villamosenergia-fogyasztásainak változásai.



az egy heti országos átlagos villamosenergia-fogyasztást, majd az óraátállítások napját követő 7 napban (hétfőtől vasárnapig) szintén meghatároztuk az egy heti országos átlagos villamosenergia-fogyasztást. Az óraátállítások napjait nem vizsgáltuk, mert ezeken a vasárnapokon részben a tavaszi, részben az őszi időszámítás volt vegyesen érvényben.

Vizsgálatainkhoz azért választottunk 7 napot, mert ebben a teljes hét reprezentálva van; hiszen hétköznapokon, illetve hétvégén eltérnek az energiafogyasztási szokások. Azért csak egy-egy hetes időszakot vizsgáltunk, mert így valószínűleg még nincsenek nagyon nagy különbségek az időszakon belül a „világos” nappali órák számában, illetve az időjárás viszonyok is nagyrészt hasonlóak.

Ha elfogadjuk, hogy az adott két hetes időszakban nagyjából egyforma az időjárás és az óraátállítást követő héten kisebb az átlagos napi villamosenergia-fogyasztás, mint a megelőző héten, akkor ez azt jelzi, hogy valószínűleg tényleg energiát takaríthatunk meg az órák átállításával. Természetesen ez akkor igaz (idealizált esetben), ha a tavaszi és az őszi óraátállításkor is csökken a napi átlagos villamosenergia-fogyasztás az egy-egy hetes időszak átlagában. Hiszen „elméletben” pont azért állítgatjuk az óráinkat előre, majd vissza, mert így lesz kedvezőbb a villamosenergia-fogyasztásunk. A könnyebb összehasonlíthatóság érdekében készítettünk egy grafikont, amelyen a tavaszi és őszi óraátállítások előtti héten és az óraátállítások utáni héten mérhető átlagos villamosenergia-fogyasztás megváltozását ábrázoltuk (1. ábra).

A tavaszi óraátállításokat és az őszi óraátállításokat célszerű külön-külön vizsgálni. A vizsgált időszakban a tavaszi óraátállításokat követő héten minden alkalommal csökkent a villamosenergia-fogyasztás, átlagosan 3,81 GWh/nap értékkel. Az őszi óraátállításokat követő héten 3 alkalommal csökkent és kétszer növekedett a villamosenergia-fogyasztás, ez átlagban 1,24 GWh/nap fogyasztáscsökkenésnek felel meg. A vizsgált időszakban összességében az óraátállítások után csökkent a napi villamosenergia-fogyasztások átlaga.

Az eredeti „idealizált” feltételezéseink szerint, az óraátállítás előtti időszakban és az óraátállítás utáni időszakban az időjárás viszonyokat hasonlóan tekintettük; és úgy vettük, hogy a világos órák számában sincs jelentős eltérés. Ha tehát nem lenne óraátállítás, akkor gyakorlatilag (statisztikai értelemben) nem lenne jelentős változás a két időszak napi átlagos villamosenergia-fogyasztásában.

Mivel az óraátállítások megtörténtek, ezért csak „korrigált” módszert alkalmazhatunk. Összehasonlítottuk az óraátállítás előtti második 7 nap és az óraátállítás előtti 7 nap országos átlagos villamosenergia-fogyasztását, illetve az óraátállítás utáni 7 nap és az óraátállítás utáni második 7 nap orszá-

gos átlagos villamosenergia-fogyasztását. Külön megvizsgáltuk hazánkban az adott időszakban mért tavaszi és őszi óráátállítás előtti kétszer 7 nap átlagos napi villamosenergia-fogyasztásának változásait, és az óráátállítások utáni kétszer 7 nap átlagos napi villamosenergia-fogyasztásának változásait. Ezt a módszert a későbbiekben az egyszerűség kedvéért „mozgó” átlagolásnak nevezzük.

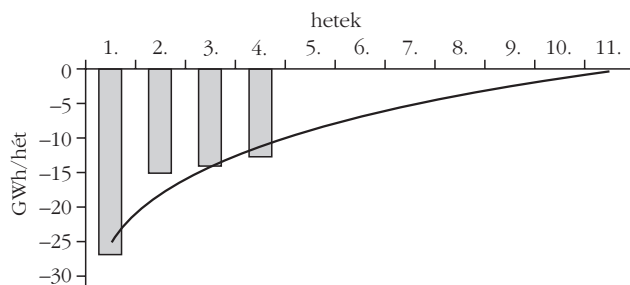
A tavaszi óráátállításoknál kiszámított „mozgó” átlag szerint 0,41 GWh/nap csökkenés volt mérhető. Ez azt jelenti, hogy a tavaszi óráátállítás környékén statisztikailag egyébként is megfigyelhető egy kisebb csökkenés a villamosenergia-fogyasztásban. Ezért kiszámítottunk egy korrigált változást, úgy, hogy a tavaszi óráátállításoknál mérhető átlagos változásból levontuk a „mozgó” átlagot. Ez a korrigált változás szerintünk (valószínűleg) pontosabban jellemzi, hogy magának a tavaszi óráátállításoknak mekkora az átlagos szerepe. (Nagyon leegyszerűsítve azt mondhatjuk, hogy márciusban átlagban enyhén csökkenési trend figyelhető meg az országos villamosenergia-fogyasztásban; a március végi óráátállítást követően egy sokkal erőteljesebb, hirtelen csökkenést figyelhetünk meg, amely később fokozatosan megszűnik.)

Az őszi óráátállításoknál kiszámított „mozgó” átlag szerint 2,09 GWh/nap növekedés volt mérhető. Ez azt jelenti, hogy az őszi óráátállítás környékén statisztikailag egyértelmű növekedés figyelhető meg a villamosenergia-fogyasztásban. Kiszámítottuk a korrigált változást is úgy, hogy az őszi óráátállításoknál mérhető átlagos változásból levontuk a „mozgó” átlagot. Ez a korrigált változás valószínűleg pontosabban jellemzi, hogy kimondottan az őszi óráátállításoknak mekkora a szerepe átlagosan. (Nagyon leegyszerűsítve azt mondhatjuk, hogy októberben átlagban növekedési trend figyelhető meg az országos villamosenergia-fogyasztásban; az október végi óráátállítást követően viszont hirtelen csökkenést figyelhetünk meg, ez a csökkenés azonban fokozatosan megszűnik.)

Összehasonlítottuk az óráátállítás előtti 14 nap és az óráátállítás utáni 14 nap országos átlagos villamosenergia-fogyasztását is. Az előbbi gondolatmenet alapján, ha az óráátállítást követő 2 héten kisebb az átlagos napi villamosenergia-fogyasztás, mint az azt megelőző 2 héten, akkor ez azt jelzi, hogy valószínűleg tényleg energiát takaríthatunk meg az óráátállításával.

A vizsgálatainkhoz azért választottunk most 14 napot, mert ebben a teljes 2 hét reprezentálva van. A két-két hét alatt talán még nincsenek nagyon nagy különbségek az időszakon belül a „világos” nappali órák számában, illetve az időjárás viszonyok is talán hasonlóak.

A tavaszi óráátállításokat követő két héten minden alkalommal csökkent a villamosenergia-fogyasztás, átlagosan 4,22 GWh/nap értékkel; az őszi óráátállításokat követő két héten néha növekedett, néha csökkent a villamosenergia-fogyasztás, átlagosan 0,85 GWh/nap volt az átlagos növekedés. Az előző számításokat elméletben folytathatjuk tovább. Összesen 4 hetet vizsgáltunk. Az átlagolási időszakok további növelésének azonban



2. ábra. A tavaszi óráátállításokat követő hetekben az átlagos villamosenergiafogyasztás-csökkenési trend.

nincs értelme, mert az eredeti feltételezéseink egyre kevésbé lennének elfogadhatóak.

A vizsgált időszakokban a tavaszi óráátállításoknál mérhető változások nagysága mindenütt jelentősen meghaladta a mozgó átlagok változásainak nagyságát, azaz a tavaszi óráátállításoknál tényleg van csökkenés az országos villamosenergia-fogyasztásban, nem csupán véletlen ingadozásról van szó.

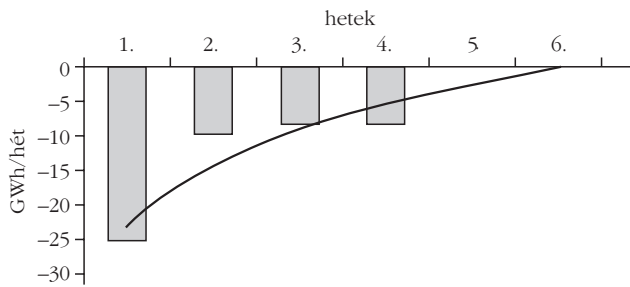
Óráátállításokkal évente megtakarítható villamos energia

Az adatok elemzéséből láttuk, hogy a jelentősebb változások az óráátállítások környékén történtek. Külön az óráátállítások előtti időszakokban a változások, illetve külön az óráátállítások utáni időszakokban a változások „jóval kisebbek” az óráátállításoknál mérhető változásokhoz képest. (Természetesen itt is vannak fluktuációk, de több hetes bontásokban vizsgálva jól látszik, hogy az óráátállításoknál van jelentős változás a villamosenergia-fogyasztási átlagértékekben.)

0. módszer (heti statisztika)

Kiszámítottuk az egy hetes, a két hetes, a három hetes, a négy hetes átlagolások szerint az országos villamosenergia-fogyasztásban az óráátállítások után jelentkező megtakarítást. Ez alapján az első héten összesen 26,7 GWh, a második héten 14,8 GWh, a harmadik héten 13,7 GWh, a negyedik héten 12,5 GWh villamos energia takarítható meg átlagosan, azaz a tavaszi óráátállítás utáni 4 hétben összességében körülbelül 67 GWh-t. (Ebben a csökkenésben azonban az időjárás változásának és a világos órák számának növekedésének is szerepe van.) Táblázatkezelő programmal felvettünk egy logaritmikusan illeszkedő trendvonalat (2. ábra).

A trendvonal alapján a tavaszi óráátállítások után körülbelül 10-11 hét alatt fokozatosan csökken, majd gyakorlatilag szinte megszűnik az óráátállításnál jelentkező villamosenergiafogyasztás-csökkenés. Az így kapott adatokat összesítettük: a tavaszi óráátállítások után országos szinten egy év alatt átlagosan körülbelül 100 GWh-val csökken a villamosenergia-fogyasztás. Ez a csökkenés nem kimondottan csak az óráátállítás miatt jelentkezik, hiszen a nappali világos órák száma is növekedett és valószínűleg az időjárás is javult, és a fogyasztáscsökkenést részben ezek a hatások okozták. Mivel célunk az volt, hogy kimondottan az óráátállításnak köszönhető átlagos fogyasztáscsök-



3. ábra. A tavaszi óráátállításokat követő hetekben a korrigált villamosenergiafogyasztás-csökkenési trend.

kenést meghatározzuk, ezért a későbbiekben csak a korrigált heti változások alapján számoltunk, a korrigálatlan értéket csak nagyságrendi becslésnek tekintettük, ezt neveztük a 0. módszernek.

1. módszer (heti statisztika)

A táblázatkezelő program segítségével a „korrigált” heti változások alapján is felvettünk egy trendvonalat (3. ábra).

A „korrigált” adatokhoz logaritmikusan illeszkedő trendvonal alapján a tavaszi óráátállítás után körülbelül 6 hét alatt fokozatosan csökken, majd gyakorlatilag szinte megszűnik az óráátállítások után jelentkező villamosenergiafogyasztás-csökkenés. Az így kapott adatokat is összesítettük. „Korrigált” számításaink szerint a tavaszi óráátállításnak köszönhetően országos szinten egy év alatt átlagosan körülbelül 68 GWh villamos energiát takaríthatunk meg. (A korrigált értékeknél az átlagolt mozgó változások miatt az időjárás javuló hatása és a növekvő világos nappali órák száma szinte eltűnik, ezért ez a körülbelül 68 GWh csökkenés szerintünk nagyrészt tényleg az óráátállításnak köszönhető.)

Az őszi óráátállítás utáni időszakra is megpróbáltunk valami hasonló értéket kiszámolni. Itt azonban nagyobb volt az adatok szórása. Nem tudtunk hasonló trendvonalat felvenni. Az első két hét alapján nagyjából 20 GWh megtakarítás látszik. A heti bontású korrigált statisztika alapján egy teljes évben a tavaszi és az őszi óráátállítás miatti átlagos országos villamosenergia-megtakarítás összesen körülbelül 88 GWh érték lehet.

2. módszer (heti statisztika)

A 2. esetben az óráátállítások napját megelőző 5 héten (minden héten vasárnaptól szombatig) meghatároztuk az adott heti országos átlagos villamosenergia-fogyasztást, majd az óráátállításokat követő 5 héten (minden héten hétfőtől vasárnapig) szintén meghatároztuk az adott heti országos átlagos villamosenergia-fogyasztást.

Ennél a módszernél összesen 5-5 hetes összefüggő időszakokat vizsgáltunk, azaz valószínűleg nagyobb különbségek vannak időszakon belül a „világos” nappali órák számában, illetve az időjárási viszonyok is különbözőek lehetnek. Az átlagértékek tekintetében közelítőleg elfogadhatjuk, hogy a tavaszi óráátállítások „környékén” február végétől május elejéig az idő-

járás „javuló tendenciát” mutat és a világos nappali órák száma növekszik; az őszi óráátállítások „környékén” szeptember végétől december elejéig az időjárás „romló tendenciát” mutat és a világos nappali órák száma is csökken.

A vizsgált időszakban a tavaszi óráátállításokat megelőző 5 héten szinte folyamatosan csökkent az átlagos villamosenergia-fogyasztás 1,54 GWh/nap átlagértékkel. A tavaszi óráátállításokat követő hét utáni hetekben szintén csökkent a villamosenergia-fogyasztás 1,85 GWh/nap átlagértékkel. Közvetlenül az óráátállítások utáni héten 3,80 GWh/nap értékkel csökkent a napi villamosenergia-fogyasztások átlaga az előző héthez képest. Ez azt mutatja, hogy a tavaszi időszakban az egyre több „világos” órának és az egyre javuló időjárásnak köszönhetően egy csökkenő trend figyelhető meg a villamosenergia-fogyasztásban, amire „szuperponálódik” az óráátállítás miatti fogyasztáscsökkenés. Ha a teljes villamosenergia-fogyasztás csökkenési „trendjéből” kivonjuk az „időjárás és a világos órák miatt jelentkező csökkenési trendet”, akkor megkapjuk, hogy kimondottan az óráátállítások miatt mekkora a csökkenés. Lineáris illesztéssel meghatároztuk, hogy a tavaszi óráátállításoknál magának az óráátállításnak 1,58 GWh/nap átlagos fogyasztáscsökkenést köszönhetünk az első héten, a 6 év átlagában. A fogyasztáscsökkenésben mutatkozó hatás a trendszámítások alapján körülbelül 6-7 hétig tart. Az egyszerűség kedvéért számoljunk úgy, hogy kimondottan az óráátállításnak köszönhető 1,58 GWh/nap átlagos csökkenés nagyjából 7 hét alatt fokozatosan csökkenve megszűnik. Ennek alapján az összes megtakarítás egy évben kerekítve 40 GWh átlagosan. Az őszi óráátállítás esetén hasonló módszert alkalmaztunk. Ennek alapján a teljes megtakarítás egy évben átlagosan körülbelül 68 GWh.

3. módszer (napi statisztika)

Arra gondoltunk, hogy akár napi bontású statisztikát is számolhatunk; de ez bonyolultabb, mint a heti bontás, mivel a hetek egyes napjain jelentősen különböző az átlagos fogyasztás. Ezt úgy küszöbölhetjük ki, hogy a hetek azonos napjait a következő hetek azonos napjaival hasonlítjuk össze. Ennél a módszernél először minden év tavaszi és őszi óráátállításánál külön-külön számoltuk. Az óráátállítás előtti 5 hét adott napjai (például hétfők) alapján a lineáris illesztéssel meghatároztuk, hogy milyen érték lenne várható az óráátállítást követő hét adott napjára (előre extrapoláltunk).

Az óráátállítás utáni héten az adott napon mért tényleges fogyasztást ezzel az értékkel hasonlítottuk össze. Ez a módszer szerintünk elég megbízhatóan mutatja, hogy kimondottan csak az óráátállításnak mekkora az adott napra jutó átlagos fogyasztáscsökkenő hatása. Ezt elvégeztük mind a 6 évben a tavaszi óráátállításnál mindegyik napra, majd a kapott értékek átlagát vettük. A számítások alapján a tavaszi óráátállítás utáni héten 2,06 GWh/nap átlagos fogyasztáscsökkenés adódott, ami körülbelül 6 hét alatt fokoz-

tosan megszűnt. Ez alapján közelítőleg egy évben kimondottan csak a tavaszi óráátállításnak köszönhetően átlagosan 43 GWh értékkel csökken az országos villamosenergia-fogyasztás.

Hasonlóképpen számoltunk mind az 5 évben az őszi óráátállításnál mindegyik napra, majd a kapott értékek átlagát vettük. A számítások alapján az őszi óráátállítás utáni héten 2,14 GWh/nap átlagos fogyasztáscsökkenés adódott, ami körülbelül 5-6 hét alatt fokozatosan megszűnt. Ez alapján közelítőleg egy évben kimondottan csak az őszi óráátállításnak köszönhetően átlagosan körülbelül 41 GWh értékkel csökken a hazai villamosenergia-fogyasztás.

Konklúzió

Kerekítve 100 GWh lehet országosan az óráátállítások miatt megtakarított villamos energia éves szinten. Viszonylag egyszerű becslésekkel sikerült tehát nagyságrendileg meghatározni az óráátállítások következtében jelentkező villamosenergia-megtakarítást. A becsléseink pontosságát fokozni lehetne, ha például

még hosszabb időszakot vizsgálnánk; az időjárás statisztikai adatok és a napi világos órák tényleges számának hatásával történő korrekciós módszert alkalmaznánk, illetve figyelembe vennénk, hogy mikor esnek ünnepnapok hétköznapra, vagy mikor vannak szombati munkanapok stb. Ez azonban már nagyon komplikált lenne.

Összegzés

Az óráátállítások legfőbb indoka, hogy ezzel villamos energiát lehet megtakarítani. A hazai villamosenergia-fogyasztási adatok elemzése alapján a tanulókkal arra a megállapításra jutottunk, hogy statisztikailag tényleg van csökkenés az országos villamosenergia-fogyasztásban az óráátállítások miatt.

Irodalom

MAVIR ZRt. honlapja: <https://www.mavir.hu/web/mavir/home>
Központi Statisztikai Hivatal energiagazdálkodás: <https://www.ksh.hu/energiagazdalkodas>

XVII. SZILÁRD LEÓ NUKLEÁRIS TANULMÁNYI VERSENY

Beszámoló, II. rész

Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technika Tanszék

6. feladat kitűzte: Sükösd Csaba
Egy programozó egy számítógépes szimulációban a radioaktív izotóp bomlását nem a viszonylag hosszú számítási időt igénylő exponenciális függvénnyel szeretné kiszámítani. Mivel a szorzás sokkal gyorsabb számítógépes művelet, ezért arra gondol, hogy a szimulációban az aktivitás csökkenését úgy fogja figyelembe venni, hogy az éppen aktuális aktivitás értékét minden másodpercben egyszerűen megszorozza 0,98-dal.

- Bizonyítsuk be, hogy ez is exponenciális bomlást modellez!
- Hány másodperc lesz ezen izotóp felezési ideje?
- Mennyivel kellene megszorozni másodpercenként (0,98 helyett) a mindenkori aktivitást, hogy 10 perces felezési időt kapjunk?

Megoldás

a) Legyen az i -edik másodpercben az aktivitás a_i , és szorozzuk meg minden másodpercben k -val. (A konkrét példában $k = 0,98$). Ekkor nyilván $a_{i+1} = k a_i$, vagy másképpen

$$\frac{a_{i+1}}{a_i} = k.$$

Az aktivitás egymás utáni értékei tehát mértani sorozatot alkotnak, mivel az egymást követő tagok hányadosa állandó. Ebből következően az n -edik időpillanatban meglévő aktivitás: $a_n = a_0 k^n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$).

Ha az idő „egységét” τ -val jelöljük (a példánkban 1 s, mert másodpercenként frissítünk), akkor az eltelt idő:

$$t = n\tau, \text{ azaz } n = \frac{t}{\tau}.$$

Ezt visszahelyettesítve kapjuk:

$$a(t) = a_0 k^{\frac{t}{\tau}}.$$

Innen már látszik, hogy az aktivitás valóban a t idő exponenciális függvénye.

b) Ahhoz, hogy a felezési időt is meg tudjuk mondani, a k „alapról” át kell térjünk $\frac{1}{2}$ alapra. Azaz, úgy kell meghatározzuk a T felezési időt, hogy

$$a_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}} = a_0 k^{\frac{t}{\tau}}.$$

a_0 -val egyszerűsítve és mindkét oldalt logaritmálva:

$$\frac{t}{T} \lg\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{t}{\tau} \lg k.$$

Ebből T kifejezhető:

$$T = \tau \frac{\lg\left(\frac{1}{2}\right)}{\lg k} = -\tau \frac{\lg 2}{\lg k}.$$

Az adatokat behelyettesítve adódik:

$$T = -1 \text{ [s]} \cdot \frac{\lg 2}{\lg 0,98} = -1 \text{ [s]} \cdot \frac{0,301}{-0,00877} = 34,31 \text{ s.}$$

c) A 10 perces felezési idő 600 s. Ezért

$$600 \text{ [s]} = -1 \text{ [s]} \cdot \frac{\lg 2}{\lg k},$$

amiből

$$\lg k = -\frac{\lg 2}{600} = -0,00050172.$$

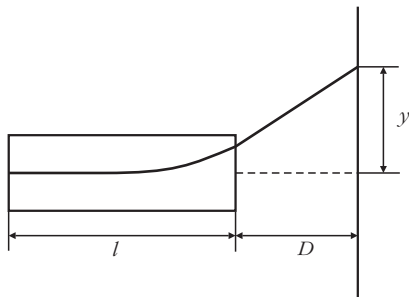
Ebből pedig kapjuk, hogy $k = 0,998845$.

7. feladat kitűzte: Ujvári Sándor

Amikor a radioaktivitást felfedezték, meg akarták határozni a sugárzást alkotó részecskék tulajdonságait. Marie Curie írja le azt a módszert, hogy kétféle, elektromos és mágneses térben térítették el a sugarakat, és a kétféle eltérítés adataiból ki tudták számítani az akkor még ismeretlen részecskék sebességét és a töltés/tömeg arányt. A rádium α -sugárzásának tulajdonságait Des Coudres mérte meg.

Az alábbi mérési adatok felhasználásával határozzuk meg az alfa-részecske kiinduló sebességét és fajlagos töltését! (Az α -részecske tömegét és töltését adatként nem lehet felhasználni, mert akkor még nem ismerték.)

Adatok: az elektromos eltérítés kísérleti elrendezése: légüres térben elhelyezett kondenzátorlemezek között, a lemezekkel párhuzamosan haladó sugárzást a kondenzátortól $D = 0,5 \text{ m}$ távolságban a lemezekre merőlegesen elhelyezett fotólemezen detektálták.



A kondenzátorlemezek $l = 10 \text{ cm}$ hosszúságúak voltak, a térerősség a lemezek között $E = 10^6 \text{ N/C}$, az eltérítés nagysága $y = 9,7 \text{ mm}$. A mágneses eltérítésnél a $B = 0,2 \text{ T}$ mágneses indukciójú mezőben az α -részecske pályájának sugara $r = 1,7 \text{ m}$ volt.

Megoldás

Először határozzuk meg az elektromos eltérítés mértékét! A részecskére ható erő $F = qE$, az y irányú gyorsulás

$$a_y = \frac{qE}{m},$$

a részecske a lemezek között

$$t_1 = \frac{l}{v_0}$$

ideig repül, az y irányú eltolódás lemezek közötti része:

$$y_1 = \frac{1}{2} a_y t_1^2 = \frac{qE}{2m} \left(\frac{l}{v_0} \right)^2,$$

sebessége y irányban:

$$v_y = a_y t_1 = \frac{qEl}{m v_0}.$$

Innen egyenletesen, egyenes vonalban halad a részecske, mert nincs rá ható erő.

Határozzuk meg ezen repülés idejét!

$$t_2 = \frac{D}{v_0},$$

innen az ez idő alatti további eltolódás:

$$y_2 = v_y t_2 = \frac{qElD}{m v_0^2}.$$

Az elektromos tér által okozott összes eltolódás:

$$\begin{aligned} y &= y_1 + y_2 = \frac{qE}{2m} \left(\frac{l}{v_0} \right)^2 + \frac{qElD}{m v_0^2} = \\ &= \frac{qEl}{m v_0^2} \left(\frac{l}{2} + D \right). \end{aligned} \quad (1)$$

A mágneses tér által eltérített részecske pályasugara kiszámításához használjuk a

$$q v_0 B = \frac{m v_0^2}{r},$$

összefüggést, amiből

$$r = \frac{m v_0}{B q}. \quad (2)$$

Fejezzük ki a fajlagos töltést (1)-ből:

$$\frac{q}{m} = \frac{y v_0^2}{El \left(\frac{l}{2} + D \right)}$$

és (2)-ből is:

$$\frac{q}{m} = \frac{v_0}{B r}.$$

A kettőt egyenlővé téve az α -részecske kezdeti sebessége:

$$\begin{aligned} v_0 &= \frac{El \left(\frac{l}{2} + D \right)}{B r y} = \frac{10^6 \cdot 0,1 \cdot \left(\frac{0,1}{2} + 0,5 \right)}{0,2 \cdot 1,7 \cdot 9,7 \cdot 10^{-3}} = \\ &= 1,67 \cdot 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \end{aligned}$$

A fajlagos töltés:

$$\frac{q}{m} = \frac{v_0}{B r} = \frac{1,67 \cdot 10^7}{0,2 \cdot 1,7} = 4,91 \cdot 10^7 \frac{\text{C}}{\text{kg}}$$

I. kategóriájú feladatok

8. feladat kitűzte: Sükösd Csaba
Tekintsük a párkeltés jelenségét, amikor egy gamma-foton elektron-pozitron párt kelt, miközben önmaga megszűnik. Bizonyítsuk be, hogy ha csak ezt a három részecskét (foton, elektron, pozitron) tekintjük, akkor nem teljesíthető egyszerre az energia- és lendületmegmaradás!

Megoldás

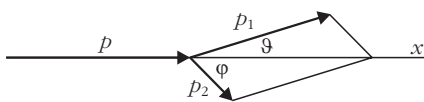
Első pillanatban úgy látszik, hogy a megmaradási tételek kielégíthetők, mivel a végállapotban két részecske (elektron és pozitron) keletkezik, és ezek keletkezési szöge(i) újabb paraméter(ek), ami miatt az egyenletrendszer „elvileg” megoldható. Nézzük azonban meg közelebbről! A lendületmegmaradás miatt a $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$ vektoregyenletnek teljesülnie kell, azaz a három részecske lendületvektorai vektorháromszöget alkotnak. Ez azt jelenti, hogy egy síkba is esnek. Koordináta-rendszerünket válasszuk úgy, hogy a z -tengely merőleges legyen erre a síkra, ekkor valamennyi vektor z -koordinátája nulla, azaz csak x - és y -koordinátájuk lesz. A foton lendületének abszolút értéke legyen

$$p = \frac{h f}{c},$$

és ez a lendületvektor mutasson az x -tengely irányába. A keletkezett elektron-pozitron pár eredő lendületének is ekkorának kell lennie, emiatt az eredő lendület y -tengely irányú vetülete nulla kell legyen.

A lehető legáltalánosabb esetben nem használjuk ki a két keletkező részecske szimmetriáját, azaz nem tételezzük fel, hogy a bejövő irányhoz képest szimmetrikusan keletkeznek.

Legyen az egyik részecske lendületének abszolút értéke p_1 , a lendületvektor x -tengellyel bezárt szöge ϑ . A másik részecskéé p_2 , az x -iránnyal bezárt szöge pedig φ (lásd *ábra*).



A lendületmegmaradás egyenletei tehát: az y -irányú vetületekre

$$p_1 \sin \vartheta = p_2 \sin \varphi,$$

az x -irányú vetületekre pedig

$$p = p_1 \cos \vartheta + p_2 \cos \varphi. \quad (1)$$

Az energiamegmaradás (relativisztikus képletekkel számolunk):

$$p c = \sqrt{(p_1 c)^2 + (m c^2)^2} + \sqrt{(p_2 c)^2 + (m c^2)^2}.$$

Szorozzuk be az (1) egyenletet c -vel, és pc -t helyettesítsük be az energiamegmaradás egyenletének bal oldalába:

$$\begin{aligned} p_1 c \cos \vartheta + p_2 c \cos \varphi &= \\ &= \sqrt{(p_1 c)^2 + (m c^2)^2} + \sqrt{(p_2 c)^2 + (m c^2)^2}. \end{aligned}$$

Látható, hogy ez az egyenlet semmilyen feltételek mellett sem teljesíthető, hiszen $m > 0$ miatt az egyenlet jobb oldala mindenképpen nagyobb, mint $p_1 c + p_2 c$, az egyenlet bal oldala pedig bármely szögek esetén kisebb vagy egyenlő, mint $p_1 c + p_2 c$.

Ezzel bebizonyítottuk, hogy semmilyen módon sem lehetséges az energia- és lendületmegmaradást egyszerre teljesíteni. A valóságban csak úgy mehet végbe párkeltés, ha egy „negyedik” partner – az atommag is jelen van, és átvesz lendületet (valamint elhanyagolható nagyságú energiát).

9. feladat kitűzték: Radnóti Katalin, Kis Dániel Péter
A béta-bomlás során elektronok lépnek ki az atommagból. Régen azt gondolták, hogy ezek az elektronok teljesen benne voltak korábban is az atommagban.

a) Mutassuk meg a dobozbazárt-elektron modell alapján, hogy ez nem lehetséges! Adjunk becslést egy, az atommag mérettartományába eső dobozba ($a \approx 10^{-14}$ m) zárt elektron mozgási energiájára!

b) Legfeljebb mekkora lehet a , hogy a bezárt elektron mozgási energiája egy pozitron-elektron párt tudjon keltetni? Lehetne-e ennél kisebb tartományba lokalizálni az elektront?

Megoldás

Az a oldalhosszúságú dobozba zárt elektron helykoordinátáinak bizonytalansága $\Delta x = \Delta y = \Delta z = a/2$. A Heisenberg-féle határozatlansági reláció alapján a lendületbizonytalanság:

$$(\Delta p)^2 = (\Delta p_x)^2 + (\Delta p_y)^2 + (\Delta p_z)^2 \geq 3 \frac{\hbar^2}{a^2}.$$

a) A kapott képlet alapján az atommag-tartományú dobozban lévő elektron bezártságából eredő mozgási energia:

$$E_{kin} = \sqrt{(c \Delta p)^2 + m^2 c^4} - m c^2 = 34,68 \text{ MeV}.$$

Az elektron nem vesz részt az erős kölcsönhatásban. A Coulomb-kölcsönhatás erősségére pedig a következő egyszerű meggondolást tehetjük: atomi méretekben (10^{-10} m) a Coulomb potenciális energiák nagyságrendje abszolút értékben $10 \cdot Z$ [eV]. Mivel $Z < 100$, ez azt jelenti, hogy még a legnagyobb rendszámú atomban is az elektronok kötési energiája keV nagyságrendű. A Coulomb potenciális energia $1/r$ -rel arányos, ezért az atommag méretében (10^{-14} m) nagyságrendben ez (abszolút értékben) tízezerszeresére növekszik. Azaz ~ 10

MeV nagyságrendű lenne még a legnagyobb rendszámú magban is az elektron megkötésére hivatott negatív potenciális energia. Ez pedig nem elegendő a 30-40 MeV-es – bezártságból fakadó – mozgási energia kompenzálására. Az atommag és az elektron között tehát nincs olyan kölcsönhatás, amely ilyen mozgási energia mellett kötött állapotban tudná tartani az elektront.

b) A párkeltéshez szükséges minimális energiát a kinetikus energia biztosítja, amely relativisztikus esetben

$$E_{kin} = \sqrt{(c\Delta p)^2 + m^2 c^4} - m c^2 = 2 m c^2,$$

ahonnan a lendület kifejezhető:

$$(\Delta p)^2 = 8 m^2 c^2.$$

A lendületbizonytalanságra kapott két relációból kifejezhető a keresett méretparaméter:

$$a^2 = \frac{3}{8} \left(\frac{\hbar}{m c} \right)^2$$

↓

$$a_{min} = \sqrt{\frac{3}{8}} \frac{\hbar}{m c} = \sqrt{\frac{3}{8}} \lambda_e = 23,7 \cdot 10^{-14} \text{ m},$$

ahol λ_e az elektron redukált Compton-hullámhossza. A kapott összefüggésből leolvasható, hogy a jelzett határ alatt a „kvantumnyüzgés” már olyan nagy, hogy elektron-positron párt keltené. Természetesen ez az elektron-positron pár is „be lenne zárva” a dobozba (mint az eredeti elektron), emiatt ezeknek is olyan nagy lenne a mozgási energiája, hogy újabb elektron-positron párokat keltenének, és így tovább. Látható, hogy nincs értelme bizonyos méretnél kisebb méretekre koncentrált elektronnól beszélni. A kapott érték az atommag sugarának nagyságrendjébe esik, és ez összhangban van azzal, miszerint az elektron nem lokalizálódhat az atommagban.

10. feladat

Kitűzte: Szűcs József

Egy 2 TeV-es és egy 4 TeV-es ultrarelativisztikus protonnal ábr frontálisan ütközik.

a) A lehetséges rugalmas részecske-ütközések közül mekkora szögben repülnek szét azok a protonok, amelyekben az ütközés után szétrepülő részecskék energiája azonos lesz?

b) Mekkora ezen protonok eltérülési szögei?

Megoldás

A teljes energia mellett a nyugalmi energia (körülbelül $1 \text{ GeV} = 10^{-3} \text{ TeV}$) elhanyagolható. Így a részecskék teljes energiáját $E \approx pc$ közelítéssel számolhatjuk.

Írjuk fel a részecskék ütközésére a megmaradási törvények egyenleteit!

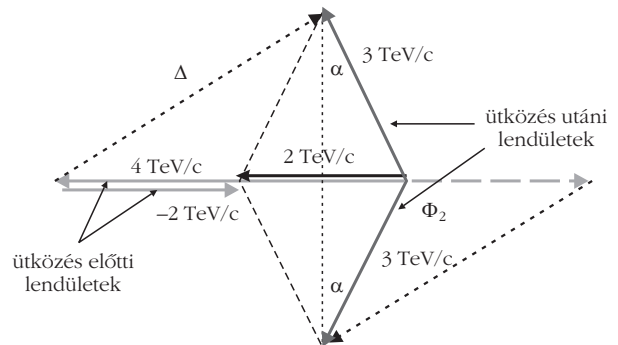
Energiamegmaradás:

$$E_1 + E_2 = E' + E'', \text{ ahol } E' = E'' = \frac{E_1 + E_2}{2} = 3 \text{ TeV}.$$

Lendület-megmaradás:

$$\frac{E_2}{c} + \frac{E_1}{c} = \frac{E'}{c} + \frac{E''}{c}.$$

A lendületmegmaradás vektorábrája alapján:



$$\cos \alpha = \frac{1}{3} \rightarrow \alpha = 70,5^\circ.$$

A részecskék szétrepülési szöge: $2\alpha = 141^\circ$.

A részecskék eltérülési szögei: $\Phi_1 = \alpha = 70,5^\circ$ valamint $\Phi_2 = 180 - \Phi_1 = 109,5^\circ$.

Junior (II. kategóriájú) feladatok

8. feladat

Kitűzte: Sükösd Csaba

Egyetlen maghasadási reakció teljes energiája a következő formákban szabadul fel (a számok átlagos értékeket jelentenek):

- A hasadási töredékmagok (hasadványok) mozgási energiája összesen: $\sim 168 \text{ MeV}$.
 - A radioaktív hasadási termékek bomlásaiból származó elektronok által elvitt összes energia $\sim 8 \text{ MeV}$.
 - A hasadáskor keletkező neutronok által elvitt energia összesen $\sim 5 \text{ MeV}$.
 - A hasadás pillanatában keletkezett γ -fotonok által elvitt energia összesen $\sim 7 \text{ MeV}$.
 - A radioaktív hasadási termékek bomlásainak γ -sugárzása által elvitt energia összesen $\sim 7 \text{ MeV}$.
 - A radioaktív hasadási termékek bomlásaiból jövő antineutrínók által elvitt energia összesen $\sim 10 \text{ MeV}$.
- Egy 2000 MW hőteljesítménnyel hosszú ideje működő reaktort leállítunk. Ismert, hogy az aktív zónát még folyamatosan hűteni kell. A fenti táblázat alapján a leállítás után még legfeljebb mekkora hőteljesítményre kell számítanunk?

Megoldás

A fenti táblázat alapján a maghasadási reakcióban felszabaduló teljes energia (a fenti folyamatok összege) 205 MeV . Ezen energia egy része azonnal, más része – a hasadási termékek radioaktivitása miatt – csak valamivel később szabadul fel, egy harmadik résszel pedig nem kell hőteljesítmény formájában számoljunk, mert eltávozik (antineutrínók által elszállított 10 MeV).

A táblázat alapján az energiák megoszlása:

$168 + 5 + 7 = 180 \text{ MeV}$ ($180/195 = 92,3\%$) a hasadás pillanatában keletkezik. A láncreakció leállítása után ezzel már nem kell számolni.

A hasadási termékek radioaktivitása miatt az aktuális maghasadás után, valamikor később $8+7 = 15$ MeV energia szabadul fel. Ez a teljes energia $15/195 = 7,7\%$ -a. Miután a reaktor már „elég hosszú ideje” működik, ezért feltehetjük, hogy a hasadási termékek aktiválásában már beállt a radioaktív egyensúly (azaz ugyanannyi keletkezik a hasadások során, mint amennyi elbomlik a radioaktivitása miatt). Ezért a 2000 MW hőteljesítményhez ezek is hozzájárulnak. Emiatt a reaktor leállítása után azonnal az ezekből származó hőteljesítmény még megmarad. Vagyis legfeljebb $7,7\%$ -nyi, azaz 154 MW hőteljesítményre kell számítsunk.

9. feladat

kitűzte: Radnóti Katalin

a) Mekkora azon foton energiája, frekvenciája, hullámhossza, amely a H-atom harmadik gerjesztett állapotának alapállapotba történő legerjesztésekor keletkezik?

b) Mekkora sebességgel lökődik hátra a kezdetben nyugodalomban lévőnek tekintett atom a foton kibocsátásakor? Mekkora mozgási energiát kap ezáltal?

Megoldás

a) A hidrogénatomot $n = 4$ -ről kell legerjesztetni $m = 1$ -re, azaz az alapállapotba. A Rydberg-formula szerint

$$\frac{f}{c} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

ahol $R_H = 1,097 \cdot 10^7$ 1/m, a Rydberg-állandó. Ebből a foton frekvenciája

$$\begin{aligned} f &= c R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = \\ &= 3,289 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{4^2} \right) = 3,08 \cdot 10^{15} \text{ Hz}, \end{aligned}$$

míg hullámhossza

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8}{3,08 \cdot 10^{14}} = 9,74 \cdot 10^{-8} \text{ m}.$$

A foton energiája pedig

$$E = hf = 2,04 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

b) A visszalökődött atom lendülete megegyezik a fotonéval

$$p = \frac{h}{\lambda} = m_H v_H,$$

így annak sebessége

$$v_H = \frac{h}{\lambda m_H} = 4,25 \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

míg mozgási energiája

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_H v_H^2 = 1,4 \cdot 10^{-26} \text{ J}.$$

10. feladat

Milyen régen üzemelhetett Oklóban a természetes reaktor, ha tudjuk, hogy ma a természetes urán $0,7202\%$ -át alkotja a $^{235}_{92}\text{U}$ -ös izotóp, a láncreakcióhoz pedig 3% -os $^{235}_{92}\text{U} : ^{238}_{92}\text{U}$ arány kell?

Adatok: $T_{1/2}^{235} = 7,038 \cdot 10^8$ év, $T_{1/2}^{238} = 4,468 \cdot 10^9$ év.

Megoldás

Az egyszerűség kedvéért 5-ös és 8-as alsó index jelöli az egyes izotópokhoz tartozó értékeket. A nukleáris bomlás egyenlete a két izotópra:

$$N_5(t) = N_5(t_0) 2^{-\frac{t}{T_5}},$$

$$N_8(t) = N_8(t_0) 2^{-\frac{t}{T_8}}.$$

A feladat szövege megadta a felezési időket és a korabeli $N_5(t_0)/N_8(t_0) = 3\%$ arányt. Ma a természetes uránban a 235 -ös izotóp részaránya $0,7202\%$, azaz $N_5/(N_5+N_8) = 0,7202\%$. Ebből következik, hogy $N_5/N_8 = 0,7202/(100-0,7202) = 0,72542\%$. Ez a lépés nem okoz komoly numerikus eltérést, de elvi jelentősége van! Ha valaki $0,7202\%$ -kal számolt tovább, azt csak akkor fogadta el a Versenybizottság, ha megindokolta, hogy ez nem sokban tér el a tényleges értéktől.

Mivel a két időpontban vett izotóparány adott, ezért praktikus a két bomlásegyenletet elosztani egymással:

$$\frac{N_5(t)}{N_8(t)} = \frac{N_5(t_0)}{N_8(t_0)} 2^{t\left(\frac{1}{T_8} - \frac{1}{T_5}\right)}.$$

Itt minden mennyiség ismert, csak t -re kell megoldani az egyenletet:

$$t = \frac{\frac{\log x}{\log 2}}{\frac{1}{T_8} - \frac{1}{T_5}}, \text{ ahol } x = \frac{\frac{N_5(t)}{N_8(t)}}{\frac{N_5(t_0)}{N_8(t_0)}}.$$

Itt megjegyezzük, hogy tetszőleges alapú logaritmus használható, ami a legkényelmesebben rendelkezésre áll a számológépen. x értékében az uránizotóp-arányok hányadosa szerepel, tehát hagyhatjuk az arányokat százalékban, ezzel $x = 0,2418$ és így $\log x / \log 2 = -2,0481$ (bármilyen logaritmussal).

Az idő mértékegységét a felezési idő mértékegysége határozza meg – az $(1/T)^{-1}$ miatt –, ezért legpraktikusabb milliárd évben számolni. Ezzel az idő számértéke

$$t = \frac{-2,0481}{\frac{1}{4,468} - \frac{1}{0,7038}} = 1,711.$$

Mivel a felezési idő milliárd évben volt, ezért az eredményt is abban kapjuk. Tehát az izotóparányok alapján az oklóli természetes reaktor $\sim 1,71$ milliárd éve üzemelhetett.

Folytatjuk.

A TERMÉSZETTUDOMÁNY TANÍTÁSA

Szaktankönyv és tankönyv – szerkesztette: Radnóti Katalin
Mozaik Kiadó, Szeged, 2014, 576 oldal

Hiánypótló szaktankönyv

Sajnos az utóbbi időben jelentősen csökkent a szaktankönyv kiadványok száma, éppen ezért örömteli a *A természettudomány tanítása – Szaktankönyv és tankönyv* megjelenése. A szerzők célját a könyv bevezetőjének két mondata kellően összegzi:

„Megjelenik benne a tantárgyszervezés és a tanítandó tartalom formálása terén jelentős integrált szemlélet, ugyanakkor kitér a tantárgyak közötti, a tudományokhoz való hagyományos kötődésüket jelző diszciplináris különbségekre is.

– Az egyes témakörök a magyar oktatás eddigi hagyományai szerint fontosnak tartott fogalmi háló tárgyalása során a közoktatás teljes vertikumát lefedik, vagyis mind a tizenkét évfolyamra érvényes a tartalmuk. Ugyanakkor minden fejezetben megjelennek az életkori sajátosságok is.”

A könyv társszerzője, szerkesztője, Radnóti Katalin évek óta foglalkozik a természettudományos oktatás hatékonyságának problémáival. A többi szerző – Adorjáné Farkas Magdolna, Király Béla, Maklári Mariann, Nabalka István, Nagy Lászlóné, Papp Katalin, Wagner Éva – is szakterülete legjobbjai közül való, többen részt vettek tantervek készítésében, tankönyvek írásában.

A természettudományos megismeréstől az értékelésig

A könyvben az 1. és 2. fejezet a természettudományos megismerésről és a természettudományos nevelés háttéréről szól. A 3., a leghosszabb fejezet címe: *Fogalomfejlődés, fogalmi változások a természettudomány tanulása során*.

Ebben a fejezetben a fizika, a kémia, a biológia és a földrajz legfontosabb fogalmainak tanításához kapunk hasznos tanácsokat.

A motiváció, a tanulási környezet és a problémamegoldás természettudományos oktatásban betöltött szerepének tárgyalását követően a mérés és értékelés témaköre zárja a könyvet.

Illeszkedés az új oktatási koncepciókhoz

A kiadvány figyelembe veszi a NAT 2012 alapelveit, összegzi az *Ember és természet* valamint a *Földünk* –

környezetünk műveltségi területek oktatását segítő ismereteket, jól illeszkedik az új oktatási elvekhez, a tanári kompetenciák fejlesztéséhez. Tartalmával a szaktárgyi tudást, egy-egy témakörhöz adott feldolgozási javaslatával (például „Feldolgozási javaslat az optika témaköréhez a 7–8. évfolyamon”) a pedagógiai folyamatok tervezését segíti. A gyermeki elképzelések

elemzésével erősíti a tanulók személyiségének fejlesztésével és a tanulás támogatásával kapcsolatos kompetenciák fejlesztését. A diák tudásának ellenőrzésére szolgáló néhány feladattal, a nemzetközi felmérések bemutatásával, elemzésével, az iskolai és osztályszintű mérés és értékelés tárgyalásával a pedagógiai folyamatok értékelésével kapcsolatos kompetenciák alakításában kapnak segítséget a kollégák.

Hasznos anyagot találunk az – egyre gyakrabban alkalmazott – projekt módszerekhez is. Például a fizikusok a *Fagylaltprojekt*, vagy a kémikusok a *Táplálkozás, kémia a könyvében* című részekben.



Kiváló tankönyv az egységes természettudományos szemlélet oktatásához

A diákok nehezen barátkoznak a természettudományos tárgyakkal. Az egyes diszciplínák közötti kapcsolatokat nehezen fedezik fel, olykor torz képet alkotnak róluk. A fizikát és a kémiát kevesebben szeretik, mint a biológiát. Nem érzékelik, hogy az „élettelen világ” ugyanannyi szépséget és rejtélyt tartalmaz, mint az élő. A tanárok feladata annak bemutatása, hogy például a fizika nem a matematika nehezített változata, hanem a természettudományok része. Ebben segít ez a könyv.

A tankönyvek változnak ugyan, azonban leginkább a tananyagok tényszerű leírására szorítkoznak, a tanulókhöz szólnak. A tanárok munkáját segítő, átfogó segédkönyvvel alig találkozunk, ezért üdvözlendő ez a kiadvány, amelyet minden természettudományos tárgyat tanító tanár figyelmébe ajánlunk.

A könyv a Mozaik Kiadó gondozásában jelent meg a Magyar Olaj- és Gázipari Nyrt., a Paksi Atomerőmű Zrt. és a Richter Gedeon Alapítvány támogatásával.

Mester András
Diósgyőri Gimnázium, Miskolc

AZ AKADÉMIAI ÉLET HÍREI

Gábos Zoltán kilencven éves

Gábos Zoltán, az MTA külső és az ELFT tiszteleti tagja az erdélyi fizikaoktatás és -kutatás nemzetközileg elismert szaktekintélye. Jelenlegi fizikaprofesszorok tanárainak is a tanára volt.

Már az ötvenes években elkezdett foglalkozni a forgó testek gravitációs kölcsönhatásával. Sikerült a Lagrange-függvényt általánosítani, amely a mozgásegyenletben egy sodró és egy pörgető hatást leíró tag megjelenésére vezetett. Büszkék lehetünk arra, hogy a NASA által felkarolt és sikeresen lezárt Gravity Probe B műholdas kísérlet az általa adott, a haladó és forgó mozgások összjátékát leíró mozgásegyenleteket is alátámasztja.

Vizsgálta az egyenletesen és a gyorsulva forgó test gravitációs hatását is rúd és gyűrű alakú próbatest esetében. Meghatározta, hogy a forgó központi test gravitációs hatásának kitett elektron polarizációs állapota hogyan módosul.

Foglalkozott a müon-neutrínók problémájával, és megmutatta, hogy zero nyugalmi tömeg esetében egy, zérótól különböző esetben két polarizációs állapottal kell számolni. Ha egy bomlási folyamatban müon-neutrínó vesz részt, a különbségnek a bomlási folyamatban részt vevő más partnerek polarizációs állapotában is jelentkeznie kell.



Gábos Zoltán értékes eredményeket ért el a magasabb spinű részecskék kvantumelmélete, a részecskepolarizációs állapotok leírása és a bomlási folyamatok megértése terén is.

1990 óta az erdélyi fizika múltjának feltárásával, valamint *Bolyai János* gravitációelméleti eredményeinek bemutatásával és értékelésével foglalkozik.

Gábos Zoltán oktatói tevékenysége igen széleskörű, eredményessége lenyűgöző. Hét fizikai témájú könyvet írt. Az elméleti fizika minden fő tárgyát oktatta, de voltak anyagszerkezeti, fizikai kémiai és matematikai analízis előadásai is. A könyveken kívül három egyetemi jegyzetet is írt.

Ma is aktív tanítványainak számát nehéz lenne megbecsülni. Sokuk véleményét fejezi ki egyik tanítványának alábbi néhány mondata: „Ő volt és maradt is számomra a Tanári Példakép. Tanított kvantum- és statisztikus fizikát is, engem teljesen lenyűgözött minden előadása. Nem követett semmit, senkit, saját gondolatait

írta fel a táblára. A fizika szépsége, mély összefüggései és egysége folyamatosan kerekedett ki az órák során. Nem volt egyetlen fölösleges mondata sem, és nem hagyott ki soha semmi fontosat. Tökéletes előadásokat tart.”

A jégkorszaktól a tiszai cianid szennyezésig – környezetkutatás az MTA Atomkiban

Az elmúlt évezredek klímaváltozásai, a talaj, a növényzet és az állatvilág átalakulása is rekonstruálható, de a közelmúlt környezeti katasztrófáinak nyomai is kimutathatók a Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézet munkatársai által folytatott vizsgálatokkal. Az MTA Atomki Hertelendi Ede Környezetanalitikai Laboratóriumában a következő év egyik legfontosabb feladata a romániai Retyezát-hegységben lévő Bukura-tó vizéből és iszapjából vett minták elemzése lesz.

„Egy centiméternyi tavi üledékből akár egy évszázad környezetváltozásairól is viszonylag pontos képet alkothatunk” – válaszolta a kutatók lehetőségeit *Braun Mihály*, az MTA Atomki munkatársa. A vegyész-bioló-

gus tudományos vezetője volt annak a közelmúltban eredményesen befejezett expedíciónak, amelynek keretében a Magyar Honvédség tíz bűvára segítségével mintákat vettek az utolsó jégkorszakból fennmaradt Bukura-tóból.

A debreceni kutatók számára nem volt ismeretlen az erdélyi tó és környéke. „Már 2008-ban is folytattunk fúrásokat a 16-17 méter mély Bukura-tó iszapjában. Most a meder aljához képest 8 méteres mélységet elérő fúrásmintát a katonabúvárok segítségével összegyűjtött egyéb iszap-, valamint vízmintákkal egészítettük ki” – mondta Braun Mihály. Hozzátette: a Retyezát-hegység tavai közül hatból szereztek be különböző mintákat, így egyebek mellett az üledékso-

rok korát és izotóparány-változását elemezve és összehasonlítva jól rekonstruálhatók a környezet változásai, például hogy miként változott az erdőhatár egy adott periódusban. „Csak a Bukura-tóból több mint 600 iszapmintával rendelkezünk. A feldolgozásukra körülbelül egy évre lesz szükségünk” – választa az MTA Atomki kutatói előtt álló feladatot az intézet Hertelendi Ede Környezetanalitikai Laboratóriumának munkatársa.

Mint hangsúlyozta, az akadémiai intézményben kiváló feltételek állnak rendelkezésükre: a földtani és hidrológiai kutatásoknál használható speciális mérőeszközök, berendezések mellett megfelelő műhelykapacitás és a szükséges szakmai háttérrel biztosító mérnökök is segítik a munkájukat.

A jégkorszaki változások megismerése nem csak a múlt pontosabb feltárásához járul hozzá. „Az adatokat elemezve arra is nagyobb eséllyel tudunk válasszani, hogy a napjainkban tapasztalható változások szignifikáns elmozdulást jelentenek-e a közelmúlt környezeti változásaihoz képest” – magyarázta Braun Mihály. A kutatás közben nem csupán a több ezer éves múlttal, hanem az elmúlt száz évben történekekkel kapcsolatban is meglepő felfedezéseket tettek a kutatók. „A 2000-ben történt tiszai cianidszennyezés hatásait vizsgálva, a folyó holtágaiból származó mintákat elemezve szembesültem azzal, hogy körülbelül száz évvel ezelőtt is történt egy hasonló nagyságú környezeti katasztrófa” – említett meg egy példát a kutató.

(http://mta.hu/mta_hirei/)

A 60 éves CERN előtt tisztelgett kiállításával az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

A tavaly nyáron átadott Wigner Adatközpontban zajló tudományos munkába, valamint az Európai Nukleáris Kutatási Szervezetben (CERN) folyó kísérletekbe is bepillanthattak azok az érdeklődők, akik szeptember 27–28-án ellátogattak az *CERN 60 Nyílt Napok* rendezvényére, az MTA csillebérci campusára. A programsorozat az idén fennállása 60. évfordulóját ünneplő CERN-ben zajló, az Univerzumról alkotott tudásunkat alapvetően meghatározó kutatásokat állította a középpontba.

A tavaly júniusban átadott Wigner Adatközpont a legmodernebb, kutatási célú európai adatközpontok egyike. A CERN kutatási és informatikai támogatására hivatott létesítményt kétszer 100 gigabit/másodperc sávszélességű hálózat köti össze a genfi számítógépközponttal. Ennek köszönhetően a Nagy Hadronütköztetőben (LHC) zajló kísérletek adatai pillanatok

alatt elérik az akadémiai központot. Ezeket az információkat a csillebérci központban elemezték a kutatók, hozzájárulva többek közt az elemi részecskék tömegéért felelős, teljes bizonyossággal kimutatott Higgs-bozon tulajdonságainak leírásához.

Az idei program – kapcsolódva a fennállásának 60. évfordulóját ünneplő CERN nyílt napjához – az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpontban, valamint a Wigner Adatközpontban folyó kutatásokat mutatta be. Az érdeklődők mintegy másfél órás látogatást tehettek az adatközpontban, amelynek során az ott dolgozók szakértő kalauzolásával betekintést nyerhettek a CERN-ben zajló kísérletekbe. Az egyedülálló létesítményben folyó tudományos munkát – amelyben számos akadémiai kutató is részt vesz – poszterkiállítás is megismerhették a látogatók.

(http://mta.hu/mta_hirei/)

HÍREK A NAGYVILÁGBÓL

Mitől forog a lasszó?

A fizikusok végül utoléri a cowboyokat – legalábbis ami a lasszót illeti. A párizsi Disneyland egy kötélzsonglőrre, egy „robocowboy” és egy – sok órát a lasszó pörgetésével eltöltött – kutató segítségével a fizikusok matematikailag megértették egy trükk, az úgynevezett lapos hurok lényegét, amelynél a hurok vízszintesen forog az ember lába körül. Nagysebességű videófelvételeket készítettek a zsonglőr, a robocowboy (valójában több, motorral meghajtott, összekapcsolt forgó kar, amely utánozza az emberi kar és csukló mozgását) által létrehozott lapos hurokról, és annak tanulmányozása után a kutatóknak sikerült azonosítani azokat az erőha-



tásokat, amelyek a lasszó mozgását megszbaják, valamint megtalálni azokat az egyenleteket, amelyek pontosan leírják a kötél tulajdonságait mozgás közben.

Mi a kulcsa annak, hogy lapos hurkot lehessen létrehozni? A kutatók azt találták, hogy a kötél teljes hossza 75%-ának a hurokban kell lennie, hogy lapos hurok létrejöhesse, és erről beszámoltak a *Proceedings of the Royal Society A* folyóiratban. Ha ez nem

teljesül, a rendszer összeomlik, a hurok egy pontra zsugorodik össze – a kezdőknél ez egy tipikus probléma –, a hurok túl kicsire sikerül. Hasonló technika működik a fonóiparban.

A kutatók most a munkájukat arra összpontosítják, hogy bonyolultabb cowboy trükköket is sikerüljön matematikailag leírni.

(<http://news.sciencemag.org/>)

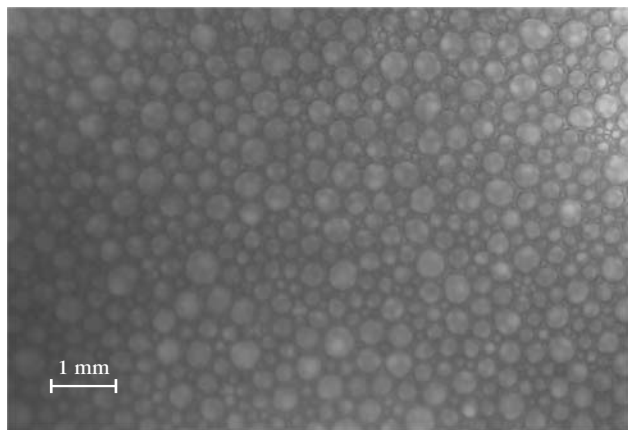
EURÓPAI ÉRDEKESSEGEK A *EUROPHYSICS NEWS* VÁLOGATÁSÁBÓL (2014. július–augusztus)

Mikrogravitáció és a vizes nedvesítésű habok

D. Langevin, M. Vignes-Adler: Microgravity studies of aqueous wet foams. *Eur. Phys. J. E* 37(2014) 16.

A habok és a habosodás folyamata mind az alap kutatás, mind a gyakorlati alkalmazás számára érdekes kérdéseket vet fel. Bár mindennapi életünkben és az iparban is a habok szokványos „szereplők”, fizikájuk és kémiájuk számos oldala még mindig tisztázatlan.

Az írás átfogó elemzést ad a mikrogravitációs környezetben – parabolikus repülés során rakétákon és az ISS-en – végzett habtanulmányokról.



A Nemzetközi Űrállomáson (ISS) tervezett vizsgálatokhoz előállított habszerkezet (a cikk illusztrációja).

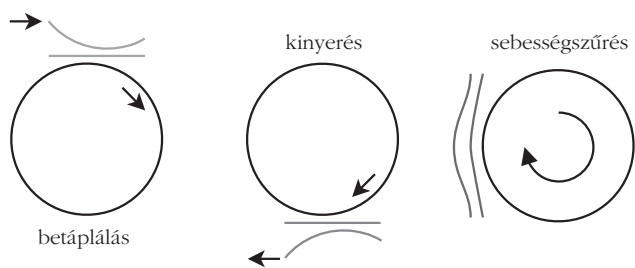
A habokkal megvalósított mikrogravitációs kísérleteket a Földön véghezvittekhez képest jóval szélesebb paramétertartományban lehet elvégezni. Ugyanis a gravitációs hatás minimumra szorítása mellett van mód a habosítási folyamatban keletkezett nedves habok viselkedésének tanulmányozására. A Földön ez a

közbenső állapot nem tanulmányozható, mivel a fázis gyorsan eltűnik a gravitáció által létrehozott nedveségelvezető csatornák miatt.

Ultrahideg atomok egyszerű transzportálása

Y. Loiko, V. Ahufinger, R. Menchon-Enrich, G. Birkl, J. Mompert: Coherent injecting, extracting, and velocity filtering of neutral atoms in a ring trap via spatial adiabatic passage. *Eur. Phys. J. D* 68(2014) 147.

Egy új vizsgálat numerikus szimulációkkal igazolta egy nagyon hatékony és hibatűrő transzportálási eljárást, a „spatial adiabatic passage” (SAP, *térbeli adiabatikus áthaladás*) alkalmazhatóságát ultrahideg atomokra. A szerzők elsőként alkalmazták az SAP-t semleges atomok gyűrűcsapdába való betöltésére, az abból történő kiléptetésre és az atomok sebesség szerinti szűrésére.



Semleges atomok egy gyűrűcsapdából és két dipólus hullámvezetőből álló rendszer segítségével történő betáplálásának, kinyerésének, továbbá az atomok sebesség szerinti szűrésének szemléletes ábrázolása (a cikk ábrája).

A vizsgálat fókuszában az SAP-technika alkalmazása állt két dipólus hullámvezetőből és egy gyűrűcsapdából álló rendszer legkülső hullámvezetői közötti jól

Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: elft@elft.hu

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Szatmáry Zoltán főszerkesztő.

Kéziratokat nem őrünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.

Nyomdai előkészítés: Kármán Stúdió, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szatmáry Attila ügyvezető igazgató.

Terjeszté az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyzámlán.

Megjelenik havonta, egyes szám ára: 800.- Ft + postaköltség.

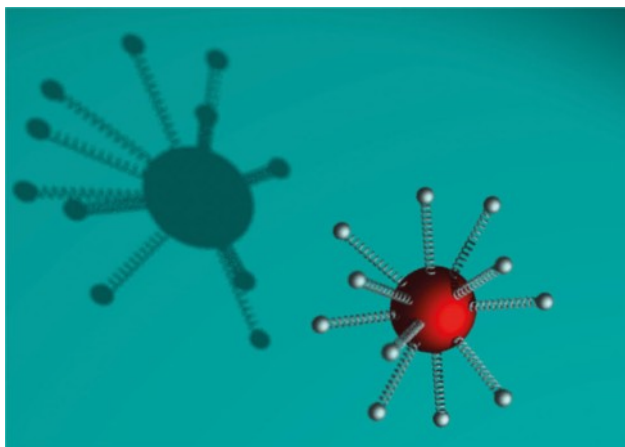
HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és HU ISSN 1588–0540 (online)

kontrollált, egyenkénti atomátadásra. Kiszámították az SAP-alagutazás feltételeit a betápláló hullámvezető mentén haladó atomok sebessége és a transzverz rezgési állapotok betöltöttsége függvényében. Eljárásuk hatékonyságának ellenőrzéséhez a megfelelő Schrödinger-egyenletek numerikus integrálását is elvégezték rubídiumatomokra és egy optikai dipólus gyűrű-csapda esetére.

Abszolút nulla fok közelében sem sérülnek a termodinamika törvényei

R. Adamietz, G.-L. Ingold, U. Weiss: Thermodynamic anomalies in the presence of general linear dissipation: from the free particle to the harmonic oscillator. *Eur. Phys. J. B* 87(2014) 90.

A szerzők kimutatták, hogy a környezetnek valamely részecskére gyakorolt hatását leíró modell nem sérti a III. főtételt, bár éppen az ellenkezője látszik kézenfekvőnek. Az eredmény a mikro- és nanométer méretű rendszerek szempontjából jelentős, amelyek lecsatolása nehéz a környezetük hőhatásai és kvantum-effektusai alól.



Egy környezetéhez erősen csatolt szabad részecske (ábra a cikkből).

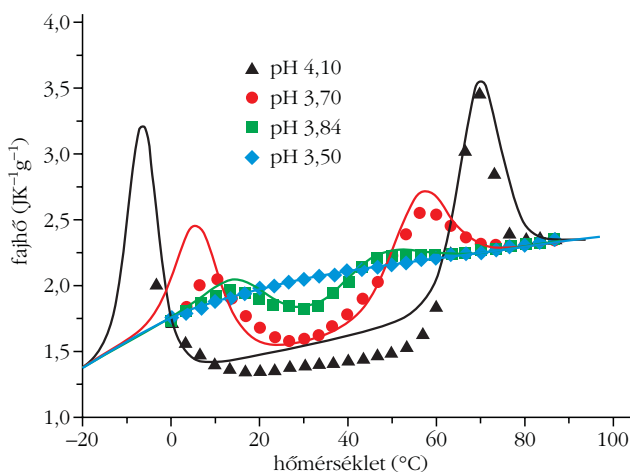
A korábbi elméleti előrejelzések arra vezettek, hogy sajátos körülmények között a fajhő – tehát az energia, amely ahhoz szükséges, hogy a hőtartályhoz csatolt részecske hőmérsékletét meghatározott hőfokkal emeljük – bizonyos körülmények között negatívvá válhat szigorúan nulla kelvin ($-273,15\text{ °C}$) hőmérsékleten. Ez a jóslat látszólag sérti a III. termodinamikai alaptör-

vényt, ami szerint abszolút zérus fokon a fajhőnek el kell tűnnie. Ugyanakkor a szerzők eredményei rámutatnak, hogy az előző vizsgálatokban használt modelleket ki kell egészíteni a részecskék mozgásának térbeli korlátozottságát tükröző feltételek beépítésével.

A fehérje-felgöngyölődés mélyebb értelmezése

A. V. Yakubovich, A. V. Solov'yov: Quantitative thermodynamic model for globular protein folding. *Eur. Phys. J. D* 68(2014) 145.

A szerzők korábban a fehérje makromolekulák tekercsjellegűről globulárisba történő átváltozásának új elméletét dolgozták ki. Statisztikus mechanikai modelljük első ízben képes a valódi fehérjék vizes közegben mutatott termodinamikai tulajdonságainak értelmezésére kis számú szabad paraméter beállításával.



A sztafilokokkusz-nukleáz szerkezetét tükröző fajhőváltozás a hőmérséklet függvényében (a cikk ábrája).

Ebben a munkában a szerzők a fehérjék fajhője hőmérsékletfüggésének példáján igazolták elméleti számításaik helyállóságát. Számítási eredményeiket két fehérjemolekulára vonatkozó mérési adatokkal vetették össze: a sztafilokokkusz-nukleázra, illetve az oxigént és vasat hordozó metmyoglobinra. A hőmérsékletfüggésben megjelenő gyors változásokat a fehérjék háromdimenziós szerkezetének megszűnése okozza. Az eredmények érdekesek a nagyenergiás ionokkal végzett terápiás kezelések sejtelettani hatása megértéséhez.

A Nap, ahogy még sohasem láttad.

Töltsd le!
Nézzed meg!
Mutasd meg másoknak!
Tanítsd meg diákjaidnak!

VAN ÚJ A FÖLD FELETT

Keresd a fizikaiszemle.hu mellékletek menüpontjában!

Gyere el a múzeumba!

A kiállítás
korhatár nélkül,
fényképes
igazolvánnyal
ingyenesen
látogatható.

Nyitva tartás:
hétfő-péntek: 8.00-15.00
szombat: 9.00-13.00
vasárnap: ZÁRVA

Érdeklődni lehet: 75/50-74-32

www.atomeromu.hu

www.facebook.com/paksiatomeromu



Atomenergetikai Múzeum



paksi
atomerőmű

