

fizikai szemle



2008/4

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat
havonta megjelenő folyóirata.
Támogatók: A Magyar Tudományos
Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya,
az Oktatási és Kulturális Minisztérium,
a Magyar Biofizikai Társaság,
a Magyar Nukleáris Társaság
és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete

Főszerkesztő (mb.):

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-mailcíme:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

<http://www.fizikaiszemle.hu>

A címlapon:

**A viking hajósok a nyílt tengeren
állítólag az égbolt polarizációs
mintázata alapján tájékozódtak, amikor
a Napot felhő vagy köd takarta.
A képen egy korhűen rekonstruált
viking hajó látható a tengeren,
a háttérben pedig az égboltfény mért
polarizációirányának szinkódolt
mintázata, mint a polarimetrikus
viking navigáció alapja.**

TARTALOM

<i>Hajdu János:</i> Korrespondencia-elv, diszperzióelmélet és egy pár kézenfekvő ötlet	121
<i>Patkós András:</i> A részecskefizika rejtőzködő szimmetriái	126
<i>Horváth Gábor, Barta András, Hegedűs Ramón, Pomozi István, Subai Bence, Susanne Åkesson, Benno Meyer-Rochow, Rüdiger Webner:</i> Sarkított fény a vikingek nyomában az Északi-sarkvidéken	131
<i>Hargittai Magdolna:</i> Maghasadás, fekete lyukak – emlékezés John Archibald Wheelerre	140

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Bokor Nándor:</i> Az elektromágneses és az akusztikai Doppler-effektus elemzése geometriai diagramokkal	142
<i>Keszöcze László:</i> Békési + csabai + fizika + ankét	147
<i>Radnóti Katalin:</i> A magfizikai kutatások hőskora, női szemmel – II. A fizika oktatását és kutatását közelről érintő állásfoglalások	154

KÖNYVESPOLC

HÍREK – ESEMÉNYEK	156
--------------------------	-----

J. Hajdu: The correspondence principle, dispersion theory and some naturally occurring thoughts

A. Patkós: Hidden symmetries in elementary particle physics

G. Horváth, A. Barta, R. Hegedűs, I. Pomozi, B. Subai, S. Åkesson, B. Meyer-Rochow, R. Webner: Our investigations of polarized skylight near the North Pole – a possible navigation method of vikings

M. Hargittai: Nuclear fission, black holes ... a John Archibald Wheeler remembrance

TEACHING PHYSICS

N. Bokor: Characteristics (and differences) of electromagnetic and acoustic Doppler effects visualized by geometrical diagrams

L. Keszöcze: Hungarian Secondary Schools' Round Table at Békéscsaba, March 2008

K. Radnóti: Women in the heroic years of nuclear research – II.

Official declarations concerning physics teaching and research

BOOKS, EVENTS

J. Hajdu: Korrespondenz-Prinzip, Dispersionstheorie und einige naheliegende Gedanken

A. Patkós: Verborgene Symmetrien in der Physik der Elementarteilchen

G. Horváth, A. Barta, R. Hegedűs, I. Pomozi, B. Subai, S. Åkesson, B. Meyer-Rochow, R. Webner: Eigene Beobachtungen an polarisiertem Himmelslicht im Hohen Norden – vermutlich eine Navigationsmethode der Wikinger

M. Hargittai: Kernspaltung, schwarze Löcher ... (Zum Andenken an John Archibald Wheeler)

PHYSIKUNTERRICHT

N. Bokor: Kennzeichen (und Unterschiede) der elektromagnetischen und akustischen Dopplereffekte, abgelesen an geometrischen Diagrammen

L. Keszöcze: Das ungarische Mittelschul-Treffen in Békéscsaba, März 2008.

K. Radnóti: Frauen in den ersten Jahren der Kernforschung – II.

Offizielle Stellungnahmen bezüglich des Unterrichts und der Forschung in Physik

BÜCHER, EREIGNISSE

Я. Гаўдз: Принцип соответствия, теория дисперсии и несколько направающихся мыслей

А. Паткош: Скрытые симметрии в физике элементарных частиц

Г. Хорват и др.: Наши измерения поляризованности света неба на крайнем севере – испытание предположенного навигационного способа викингов

М. Харгиттай: Раскалывающиеся атомные ядра, чёрные дыры ... (Памяти Дж. А. Уилера)

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

Н. Бокор: Показание различий электромагнитного и акустического доплеровских эффектов

Л. Кешече: Совецание учителей средних школ в г. Бекешчаба, март 2008. г.

К. Радноти: Женщины в первом этапе исследований по ядерной физике – II.

Официальные высказывания касающиеся обучения физике и её исследованию

КНИГИ, ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

Szerkesztőség: 1027 Budapest, II. Fő utca 68. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

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

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

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

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

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

Megjelenik havonta, egyes szám ára: 750.- Ft + postaköltség.

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

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

LVIII. évfolyam

4. szám

2008. április

KORRESPONDENCIA-ELV, DISZPERZIÓELMÉLET ÉS EGY PÁR KÉZENFEKVŐ ÖTLET

avagy hogyan fedezte fel Heisenberg a kvantummechanikát

Hajdu János

Kölni Egyetem, Elméleti Fizikai Intézet

Mint ismeretes, a kvantummechanika két megfogalmazásának, a mátrixmechanikának, illetve a hullámmechanikának a felfedezéséhez (vagy megalkotásához) *Werner Heisenberg* jutott el 1925-ben, illetve *Erwin Schrödinger* 1926-ban (1. ábra). A mátrixmechanika közvetlen elődje a félklasszikus atomdinamika. Ennek alapkövét *Niels Bohr* rakta le, aki felismerte, hogy az atomszerkezet kulcsa a Planck-állandó (1913). Jóllehet a félklasszikus elmélet egy sor jelenséget értelmezni tud, 1922–23-ra nyilvánvalóvá vált, hogy egy elmélet, amelyben a klasszikus pályák menti folytonos mozgás és a pályák közötti kvantumugrások merőben különböző koncepciói keverednek, nem szolgáltathatja az atomi rendszerek viselkedésének teljes érvényű magyarázatát.

Írásunkban felelevenítjük azokat a megfontolásokat (vagy talán csak intuitív ráérzéseket) amelyek elvezették Heisenberget a félklasszikus elméletből a mátrixmechanikába. Mint látni fogjuk, ebben a folyamatban fontos szerep jutott a korrespondencia-elvnek (Bohr, 1920) és a diszperzióelméletnek (*Hendrik Kramers*, *Max Born*, 1924).

Mivel a félklasszikus atomdinamika már régóta nem szerepel az egyetemi kvantummechanika oktatás kánonjában, a következő fejezetben összefoglaljuk ennek lényegét. Ezek után felidézük a diszperzió klasszikus modelljét, valamint a klasszikus-empirikus f-összegzési szabályt, és néhány megjegyzés erejéig kitérünk Kramers félklasszikus elméletére. Ezt követően részletesen elemezzük Heisenberg úttörő munkájának gondolatmenetét, különös tekintettel a helykoordináta-hoz rendelt kétindexes mennyiségekre és az új kvantumfeltételre. A döntő lépés itt az új kvan-

tumfeltétel származtatása, egy bizonyos, a klasszikus fázistér-fogattal kapcsolatos mennyiség átvitele a kvantumelméletbe, ami magával hozza a koordináta-hoz rendelt kétindexes mennyiség bevezetésének szükségességét.

Befejezésül rövid pillantást vetünk Heisenberg felfedezésének utótörténetére.

Félklasszikus atomdinamika

A következőkben az egyszerűség kedvéért egy szabadsági fokra szorítkozunk. A félklasszikus atomdinamika két posztulátumra épül. Az egyik, a kvantumfeltétel, meghatározza az E teljes energia megengedett E_n diszkrét értékeit az $n = (0), 1, 2, \dots$ kvantumszámmal jelölt stacionárius állapotban. A másik, a frekvenciafeltétel, kimondja, hogy az n és m kvantumszámú állapotok közötti ugrásszerű átmenetek során kibocsátott, illetve elnyelt (elektromágneses) sugárzás ω_{mn} frekvenciáját az

$$\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar} (E_m - E_n) \quad (1)$$

összefüggés határozza meg. Ez a feltétel kielégíti a szinkép vonalak frekvenciájára vonatkozó

$$\omega_{mn} = \omega_{ml} + \omega_{ln} \quad (2)$$

Rydberg–Ritz-féle tapasztalati kombinációs szabályt. A fenti két feltételt Bohr vezette be és alkalmazta a hidrogénatom Rutherford-féle modelljére (1913). Ebben egy elektron kering egy rögzített, kisméretű pozi-

tív töltésű mag Coulomb-terében. Az elektron L impulzusnyomatéka konstans, pályája kötött állapotban ($E < 0$) egy ellipszis. Mivel L a modell egyetlen hatásdimenziójú konstans fizikai mennyisége, Bohr az

$$L = n\hbar, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3)$$

kvantumfeltételt róta ki. Mint ismeretes, az (1) és (3) feltételek által meghatározott frekvenciák teljesen megfelelnek a hidrogén megfigyelt színképvonalainak. A (3) feltételt *Arnold Sommerfeld* periodikus mozgás – $x(t+T) = x(t)$ – esetében a

$$\Phi = \oint p \, dx = 2\pi\hbar(n + \alpha) \quad (4)$$

feltételre általánosította. Itt $p(x, E)$ a

$$H(p, x) = \frac{p^2}{2m} + V(x) = E$$

összefüggésből kifejezett impulzus, α egy határozatlan állandó, $0 \leq \alpha < 1$, és az integrál a mozgás egy periódusára terjesztendő ki. Az E energiához tartozó $\Phi(E)$ fázistérfogatból a T periódus, illetve az $\omega_1 = 2\pi/T$ alapfrekvencia meghatározható,

$$\frac{d\Phi}{dE} = \oint \frac{\partial p}{\partial E} \, dx = \oint \frac{dx}{\partial H / \partial p} = \oint dt = T. \quad (5)$$

(Felhasználtuk az $\dot{x} = \partial H / \partial p$ mozgásegyenletet.) A mozgás

$$x(t) = \sum_k x_k e^{ik\omega_1 t} \quad (6)$$

$k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $x_{-k} = x_k^*$, Fourier-felbontásában, ahol x_k és ω_1 az E energia függvényei, általában fellépnek az ω_1 alapfrekvencia $k\omega_1$ felharmonikusai is.

Az (1) és (4) feltételek bizonyos mértékig összefonódnak a Bohr-féle korrespondencia-elvben, amely kimondja, hogy a kvantumelméletnek csak annyira szabad eltérnie a klasszikus elmélettől, hogy az ω_{mn} frekvenciák $m \gg k = m - n$ esetében (közelítőleg) egybe essenek a klasszikus frekvenciákkal. Az $E_m = E(m) = E(n+k)$ jelöléssel

$$\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar} [E(n+k) - E(n)] \approx k \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dn}, \quad (7)$$

ha $n \gg k$, és az $\omega_{mn} \approx k\omega_1$ korrespondenciából következően

$$\frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dn} = \omega_1. \quad (8)$$

Mivel (4), (5) szerint $d\Phi = 2\pi\hbar \, dn$, $dE = \omega_1 d\Phi / 2\pi$, látjuk, hogy a (4) kvantumfeltétel kielégíti a korrespondencia-elvet.

Egyszerű példaként tekintsük a merevtengelyű rotátort. Az x koordináta most a ϕ forgásszög, $p = \Theta\dot{\phi}$, ahol Θ a tehetetlenségi nyomaték, $H = L^2/2\Theta$. Mivel L konstans $\Phi = 2\pi L$, és (4)-ből, $\alpha = 0$ választással

$$L = n\hbar, \quad E_n = \frac{\hbar^2 n^2}{2\Theta}. \quad (9)$$

A klasszikus alapfrekvencia $\omega_1 = 2\pi dE/d\Phi = L/\Theta$. A mozgást a $\phi(t) = \omega_1 t + \phi_0 \bmod 2\pi$ fűrészfoggörbe írja le, amelyben végtelen sok $k\omega_1$ felharmonikus keveredik. Ha $n \gg k$, akkor

$$\omega(n+k, n) = \frac{E(n+k) - E(n)}{\hbar},$$

tehát a korrespondencia-elv teljesül.

A félklasszikus atomdinamika sikerek és csalódások sorozatát teremtette. Magyarázatot adott az egyszerűbb atomszínképekre, molekulák rezgési és forgási színképére, Röntgen-színképekre, a normális Zeeman-effektusra, a lineáris Stark-effektusra, korrekt kiválasztási szabályokkal és intenzitásokkal és egy szerencsés véletlen folytán a hidrogén színképének finomszerkezetére is (Sommerfeld, 1917). Ezzel szemben teljesen csődöt mondott a héliumatom, a hidrogénmolekula-ion, az anomális Zeeman-effektus és a nemlineáris Stark-effektus tárgyalásánál, s ami további csalódást okozott: nem tudott magyarázatot adni az aperiodikus mozgás esetében fellépő kvantumjelenségekre, kiváltképpen azokra, amelyek elektronok atomokon való inelasztikus szórásakor figyelhetőek meg (Franck–Hertz-kísérlet), jóllehet éppen ez nyújtotta az első közvetlen bizonyítékot az atomok diszkrét energiaszintjeinek létezésére.

Diszperzióelmélet

Ha fénysugár esik anyagra, akkor szórt fény keletkezik, amelynek spektrális összetétele általában különbözik a beeső fénytől. Ez a diszperzióknak nevezett jelenség a klasszikus fizika keretén belül is magyarázható (lásd pl. Novobáztzky, Neugebauer: *Elektrodinamika és optika*. Bp. 1951). A fény elektromágneses tere gyorsuló mozgásra és ennek következményeként elektromágneses sugárzásra készíti az anyagban lévő elektromosan töltött részecskéket. Egy elasztikusan kötött elektron esetében (Thomson-féle atommodell), ha elhanyagoljuk a fény (az elektromosnál sokkal kevésbé hatékony) mágneses összetevőjét és egy ω frekvenciájú monokromatikus fényhullámra szorítkozunk, amelynek hullámhossza nagyobb, mint az elektron rezgési amplitúdója (az atom mérete), akkor az elektron mozgásegyenlete a szokásos jelölésekkel az

$$\ddot{\mathbf{r}} + \omega_0^2 \mathbf{r} = -\frac{e}{m} \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (10)$$

alakot ölti. Megoldása $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 e^{-i\omega t}$, ahol

$$\mathbf{r}_0 = \frac{e}{m} \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2} \mathbf{E}_0. \quad (11)$$

Ha térfogategységként N atom és ezek mindegyikében $z\omega_b$, $k = 1, \dots, z$ rezgési frekvenciájú elektron van



1. ábra. Werner Heisenberg és Erwin Schrödinger

jelen, akkor a térfogategység teljes dipólnyomatéka

$$\mathbf{P} = \frac{e^2 N}{m} \sum_k \frac{1}{\omega_k^2 - \omega_0^2} \mathbf{E}. \quad (12)$$

Felhasználva a $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \epsilon\mathbf{E}$ és az $\epsilon = n^2$ összefüggéseket, ahol n a törésmutató, az

$$n^2 - 1 = 4\pi \frac{e^2}{m} \sum_k \frac{1}{\omega_k^2 - \omega_0^2} \quad (13)$$

eredményt kapjuk (W. Sellmaier, 1872). A kísérleti tényeket pontosabban leírja az

$$n^2 - 1 = 4\pi \frac{e^2}{m} \sum_k \frac{f_k}{\omega_k^2 - \omega_0^2} \quad (14)$$

tapasztalati képlet (H. Helmholtz, 1874, 1892), ahol most ω_k a mért emissziós, illetve abszorpciós frekvenciákat jelenti és az f_k -k pozitív vagy negatív empirikus állandók (úgynevezett oszcillátorerősségek). $f_k > 0$ normális, $f_k < 0$ anomális diszperziót jellemez. Megkövetelve, hogy $\omega_k \ll \omega$ esetében (11) és (14) összeessenek, a fontos

$$\sum_k f_k = zN \quad (15)$$

úgynevezett f-összegzési szabályt nyerjük (W. Kubn, W. Thomas, F. Reiche, 1925).

A (14) tapasztalati képlet kvantumelméleti megalapozására tett első kísérlet (R. Ladenburg, 1921) után Kramers (a levezetést mellőzve) az

$$n^2 - 1 = 4\pi \frac{e^2}{m} \sum_{(e,a)} \frac{f_{e,a}}{\omega_{e,a}^2 - \omega_0^2} \quad (16)$$

formulát tette közzé (1924), ahol $\omega_{e,a} = \omega(l, l-k)$, $k \geq 0$ a kvantumelméleti emissziós és abszorpciós frekvenciák, és ezekhez hasonlóan, Kramers által az

$$f_{e,a} = \Gamma(l, l-k) \omega(l, l-k) \quad (17)$$

alakban megadott oszcillátorerősségek szintén a kvantumátmenetekhez hozzárendelt mennyiségek. (16)-ban az összegzés a rendszer összes lehetséges

emissziós és abszorpciós átmenetére terjesztendő ki. Born *A kvantummechanikáról* című munkája (1924), amihez Heisenberg is hozzájárult számításokkal, alátámasztotta Kramers eredményét. Klasszikus mennyiségek kvantumelméleti átültetésére Kramers és őt követve Born a

$$k\omega_1 \rightarrow \omega(n, n-k), \quad (18)$$

$$k \frac{dE}{dn} \rightarrow E(n) - E(n-k) \quad (19)$$

és általánosan, bármely $f(n)$ mennyiségre, a

$$k \frac{df}{dn} \rightarrow f(n) - f(n-k) \quad (20)$$

szabályt posztulálják. Ezek a szabályok nem tévesztendő össze a korrespondencia-elvvel (jóllehet ez ihlette őket). Ha az $\omega_1 = dE/\hbar dn$ összefüggéssel bevezetünk egy folytonos változót, akkor $n \gg k$ esetében (19) valóban a korrespondencia-elvre redukálódik. A (18)–(20) szabályok azonban nincsenek az $n \gg k$ feltételhez kötve. Másrészt viszont, ha n egy diszkrét változó, az n szerinti deriválás nincs értelmezve. De esetünkben ennek különösebb jelentősége, hiszen éppen a fenti szabályok segítségével visszatérünk az átmenetileg folytonosként tekintett változóról a diszkrét n változóra.

Mint egy egyszerű dimenzióanalízis mutatja

$$\Gamma_{lk} = \frac{m}{\hbar} (\text{hosszúság})^2.$$

Mivel esetünkben az egyetlen hosszúságdimenziójú mennyiség az elektron helyzetvektora, kézenfekvőnek tűnik, hogy az elektron koordináitaihoz is indexpárral jelölt átmeneti mennyiségeket kellene hozzárendelni és pedig úgy, hogy a (15) f-összegzési szabály kielégüljön.

Új kvantumfeltétel

1925 tavaszán Heisenberget erős szénanátharohamok gyötrik. A füves térségekben bővelkedő Göttingenből a sziklás Helgoland-szigetre menekül. Ott állapota gyorsan javul, folytatja az intenzív kutatómunkát. A félklasszikus atomdinamikát elveti; egy új kvantummechanikát keres, amelyben csak megfigyelhető mennyiségek lépnek fel (v.ö. Heisenberg: *A rész és az egész*. Bp. 1974, 5. fejezet). Egyrészt a félklasszikus elméletből megtartja az (1) frekvenciafeltételt és a (18)–(20) átírási szabályokat. Másrészt felismeri, hogy a $\Phi(E)$ fázistérfogalom nem írható át (20) segítségével, viszont $d\Phi/dn$ átírható:

$$\Phi = \oint p dx = m \oint \dot{x}^2 dt. \quad (22)$$

Mivel (6)-tal

$$\ddot{x}^2 = - \sum_l e^{i\omega_l t} \sum_k k \omega(l-k) \omega x_k x_{l-k} \quad (23)$$

és

$$\oint e^{i\omega t} = \begin{cases} 2\pi/\omega, & \text{ha } l = 0 \\ 0, & \text{ha } l \neq 0 \end{cases} \quad (24)$$

fennáll

$$\Phi = 2\pi m \sum_k k^2 \omega |x_k|^2 \quad (25)$$

és

$$\frac{d\Phi}{dn} = 2\pi m \sum_k k \frac{d}{dn} (k\omega |x_k|^2). \quad (26)$$

A (26) jobb oldalán az összegzendő mennyiség típusa kdf/dn , olyan, mint amilyent a (20) szabály megkíván. Néhány egyszerű átalakítás után

$$\frac{d\Phi}{dn} = 4\pi m \sum_k \omega(n, k) |x(n, k)|^2 \quad (27)$$

adódik. Vegyük észre, hogy ez az eredmény egyelőre teljesen formális, hiszen az $x(n, k)$ mennyiségekről csupán azt tudjuk, hogy valamilyen módon az x koordinátához vannak hozzárendelve, de meghatározásuk módja még tisztázatlan. Az $x \rightarrow x(n, k)$ hozzárendelés több okból sem meglepő. Mint említettük, erre utal a félklasszikus diszperzióelmélet, valamint az is, hogy az $x_k(E)$ Fourier-együtthatóba az $E = E_n$ diszkrét energiát beírva egy kétindexes félklasszikus mennyiséget kapunk, $x_k(E_n) = \tilde{x}(n, k)$. Kézenfekvőnek tűnik továbbá, hogy ha a (6) Fourier-felbontásban a $k\omega_1$ frekvenciákat $\omega(n, n-k)$ -val helyettesítjük, akkor indokolt az x_k amplitúdót is egy kétindexes $x(n, n-k)$ mennyiséggel helyettesíteni,

$$x_k e^{ik\omega t} \rightarrow x(n, n-k) e^{i\omega(n, n-k)t}. \quad (28)$$

Ez Heisenberg sémája a Fourier-összetevők kvantumelméleti átírására. Továbbá, mivel $x(n, n-k)$ az x_k Fourier-együttható átírása, ezért Heisenberg az $x(n, n-k)$ típusú mennyiségekre a Fourier-együtthatók számolási szabályaival analóg szabályokat ír elő. Például két függvény szorzatának Fourier-együtthatói a faktorok együtthatóinak konvolúciója,

$$z(t) = x(t) y(t) \leftrightarrow z_k = \sum_l x_l y_{k-l} \quad (29)$$

és ennek megfelelően

$$x_l \rightarrow z(n, k) = \sum_l x(n, l) y(l, k). \quad (30)$$

Hasonlóan

$$x^*(n, l) = x(l, n), \quad (31)$$

mert $x_k^* = x_{-k}$ ($x(t)$ valós). Végül a félklasszikus (4) kvantumfeltételtől, pontosabban az általánosabb (mert a határozatlan α állandót nem tartalmazó)

$$\frac{d\Phi}{dn} = \frac{d}{dn} \oint p dx = 2\pi \hbar \quad (32)$$

feltételtől eltérően Heisenberg új kvantumfeltételként a

$$2m \sum_k \omega(n, k) |x(n, k)|^2 = \hbar \quad (33)$$

követelményt írja elő. Tehát nem a $d\Phi/dn$ klasszikus mennyiséget teszi egyenlővé $2\pi\hbar$ -sal, (ami visszavezetne a félklasszikus elmülethez), hanem $d\Phi/dn$ -nek a kvantumelméletbe átírt megfelelőjét (v.ö. (27)). Ez a kézenfekvőnek tűnő lépés a félklasszikus atomdinamikától való teljes elszakadáshoz vezet. Heisenberg munkáját olvasva Born és *Pascual Jordan* hamar felismerték, hogy Heisenberg (33) feltétele egyenértékű az x koordinátához és p impulzushoz rendelt $x(k, l)$, illetve $p(k, l)$ mátrixok csererelációjával, absztrakt írásmódban

$$p x - x p = -i \hbar \quad (34)$$

(1925). (Ez a mai kvantummechanikai formalizmus segítségével könnyen belátható: $H|n\rangle = E_n|n\rangle$, $\omega(n, k) = (E_n - E_k)/\hbar$, (33) bal oldala $m\langle n|[x, H], x|n\rangle/\hbar = i\langle n|[p, x]|n\rangle$ minden $|n\rangle$ -re.)

Ellenőrzés

A (33) kvantumfeltétel megfogalmazása után Heisenberg első dolga volt ezt ellenőrzés céljából a harmonikus oszcillátorra alkalmazni. Az $\ddot{x} + \omega^2 x = 0$ klasszikus mozgásegyenlet megoldását az $x(t) = x e^{i\omega t}$ alakban keresve $-\omega^2 x = -\omega_0^2 x$, tehát vagy $x \neq 0$ és akkor $\omega = \pm\omega_0$,

$$x(t) = x_+ e^{i\omega_0 t} + x_- e^{-i\omega_0 t}, \quad (35)$$

vagy az $x = 0$ adódik. Ennek megfelelően $k = \pm 1$, $\omega(n, n\pm 1) = \pm\omega_0$, $x_{\pm} \rightarrow x(n, n\pm 1)$. Az

$$E = \frac{m}{2} \dot{x}^2 + \frac{m\omega_0^2}{2} x^2 \quad (36)$$

teljes energia két összetevőjének megfelelő kvantumelméleti kifejezések időfüggő, nemdiagonális mennyiségek (azaz van olyan $k \neq 0$, hogy $a(n, n-k) \neq 0$), de összegük diagonális (csak $a(n, n) \neq 0$) és független az időtől,

$$E_n = m\omega_0^2 [|x(n, n-1)|^2 + |x(n, n+1)|^2]. \quad (37)$$

Amikor Heisenberg észlelte, hogy a teljes energiára egy stacionárius állapotmennyiség adódik, biztos lett benne, hogy jó úton jár. Hátra volt még a diszkrét E_n energiaértékek meghatározása. Az oszcillátor esetében a (33) kvantumfeltétel

$$2m\omega_0 [|x(n, n-1)|^2 + |x(n, n+1)|^2] = \hbar, \quad (38)$$

egy kéttagú rekurziós képlet az $|x(n, n\pm 1)|^2$ mennyiségekre. Ha feltételezzük, hogy létezik egy legala-

csenyebb energiaérték, és ehhez az $n = 0$ kvantumszámot rendeljük, akkor $x(0, -1) = 0$ kell, hogy legyen és így

$$2 m \omega_0 |x(0, 1)|^2 = \hbar,$$

$$2 m \omega_0 [|x(1, 2)|^2 + |x(1, 0)|^2] = \hbar,$$

azaz

$$2 m \omega_0 |x(1, 2)|^2 = 2 \hbar \quad (39)$$

és tetszőleges $n = 0, 1, 2, \dots$ értékre

$$2 m \omega_0 |x(n-1, n)|^2 = n \hbar \quad (40)$$

Ezt behelyettesítve (37)-be a Planck által már korábban megadott

$$E_n = \hbar \omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (41)$$

értékek adódnak.

Egy további fontos ellenőrzést az f -összegzési szabály képezte. Az $N = z = 1$ esetre szorítkozva Heisenberg az oszcillátorerősségre az

$$f(n, k) = \frac{2m}{\hbar} |x(n, k)|^2 \omega(k, n) \quad (42)$$

kifejezést kapja, amely (33) miatt valóban kielégíti a

$$\sum_f f(n, k) = 1 \quad (43)$$

összegzési szabályt. Heisenberg meg is jegyzi, hogy a (33) kvantumfeltétel azonos az összegzési szabállyal (ha f -en a (42) korrekt kvantumelméleti kifejezést értjük).

Heisenberg megvizsgálja még az anharmonikus oszcillátor egy speciális esetét is. Ennek a bonyolultabb számításokat igénylő tesztnek az ismertetésére azonban nem térhetünk ki.

A (33) új kvantumfeltétel tehát kiállta a tűzpróbát és megnyitotta a fizika történetének egy új, példátlanul sikeres korszakát.

Folytatás

Az akkor 24 éves Heisenberg néhány nap alatt megírta korszakalkotó tanulmányát és elküldte barátjának Wolfgang Paulinak, kritikus véleményét kérve. Pauli igen lelkesen reagált. A *Kinematikai és mechanikai összefüggések új kvantumelméleti értelmezéséről* címet viselő tanulmány a *Zeitschrift für Physik*-ben jelent meg (33 (1925) 879), beérkezett 1925. július 25-én bejegyzéssel. Göttingenbe visszatérve Heisenberg ismertette eredményeit Bornnal, aki a (30) szorzási szabályból rögtön felismerte, hogy Heisenberg $x(n, l)$ típusú mennyiségei a lineáris algebrából ismert mátrixok. Born és Jordan *A kvantummechanikáról I* című munkájukban (*Z. Physik* 34 (1925) 838) megjelenik (x

helyett q -val) a (34) cserereláció, mint általános kvantálási szabály. Born, Heisenberg és Jordan ezt követő terjedelmes tanulmányában (*A kvantummechanikáról II, Z. Physik* 35 (1926) 557) és Paul Dirac egy néhány héttel korábban megjelent munkájában (*A kvantummechanika alapvető egyenletei, Proc. Roy. Soc. A* 109 (1925) 642) már kibontakozik az operátorformalizmus szinte teljes fegyvertára. 1926-ban Schrödinger megalakítja a hullámmechanikát és Born megadja a hullámfüggvény statisztikus értelmezését. Schrödinger és Dirac kimutatják a mátrixmechanika és a hullámmechanika ekvivalenciáját. Az egyesített kvantummechanikát Neumann János helyezi szilárd matematikai alapokra 1927-ben.

A kvantummechanika két eredeti megfogalmazása, matematikai ekvivalenciájuk dacára nagyon különböző jellemvonásokkal rendelkezik. Míg például a mátrixmechanika központi fogalma a fizikai mennyiség, addig a hullámmechanika fogalmi centrumában a fizikai állapot áll. A kvantummechanika oktatásában és gyakorlati alkalmazásában a körülményesebb mátrixmechanika a hullámmechanikával szemben messzeemenően a háttérbe szorult. Heisenberg útjának, a kvantummechanikának a félklasszikus atomdinamikából való induktív származtatásának ma már jóformán csak tudománytörténeti jelentősége van. *A kvantumelmélet fizikai alapelvei* című könyvében (1930) már Heisenberg sem a félklasszikus elméletből indul ki, hanem az általa felállított határozatlansági relációk (1927) felől vezet be a kvantummechanikába. A lipcsei iskola (Heisenberg, *F. Hund*) egyenlő figyelmet szentel a klasszikus részecskekép és a klasszikus hullámkép (első) kvantálásának. A félklasszikus atomdinamika, jóllehet időnként még alkalmazást nyer (kristályelektronok erős mágneses térben, kvantumkáosz) főleg csak egy sokszor megcsodált kiállítási tárgy a fizika képzeletbeli iparművészeti múzeumában.

◇

Hálás köszönettel tartozom Polónyi Jánosnak sok jó tanácsért és segítségért.

Irodalom

Heisenberg úttörő cikkének és az ezt követő legfontosabb publikációknak Györgyi Gézától származó igen gondos magyar fordítása megtalálható a *Magyar Fizikai Folyóirat* XV. Kötetének 5. füzetében (Cikkgyűjtemény, Klasszikus Sorozat X, Kvantummechanika, Bp., 1967).

Sokat merítettem F. Hund következő műveiből: *Theoretische Physik, Bd. III* (Stuttgart, 1956), *Geschichte der Quantentheorie* (Mannheim, 1984) és *Das Naturbild der Physik* (Jülich, 1975), valamint *B.L. van der Waerden* bevezető tanulmányából az általa szerkesztett *Sources of Quantum Mechanics* (New York, 1968) című kiadványhoz, továbbá W.A. Fedak et al., *Am. J. Phys.* 70 (2002) 332. és I.J.R. Aichison et al., *Am. J. Phys.* 72 (2004) 1370 cikkeiből.

Alapművek: M. Jammer: *Conceptual Development of Quantum Mechanics*. New York, 1966, J. Mehra, H. Rechenberg: *The Historical Development of Quantum Mechanics*. 5 kötet, New York, 2001.

Emlékezések, életrajzok: Heisenberg: *A rész és az egész*. Bp., 1974, M. Born: *My Life and my Views*. New York, 1968, németül München, 1975, Heisenberg-ről: D.C. Cassidy: *Uncertainty*. New York, 1992, Kramers-ről: M. Dresden, H.A. Kramers: *Between Tradition and Revolution*. New York, 1987, Pauliról: Ch.P. Enz: *No Time to be Brief*. Oxford, 2001.

A RÉSZECSEFIZIKA REJTŐZKÖDŐ SZIMMETRIÁI

Patkós András
ELTE Atomfizikai Tanszék

Az atommagok kötési energiájára vonatkozó minimális információ birtokában javasolta 1932-ben *Werner Heisenberg*, hogy a proton és a neutron valójában ugyanannak a részecskének két különböző elektromos töltésű állapota, amelyek a magerők szempontjából megkülönböztethetetlenek. *Fogalmazható úgy is, hogy a nukleonok két töltésállapotát egymásba átvivő transzformáció alkalmazása – az elektromágneses erő kikapcsolása esetén – változatlan tulajdonságú atommaghoz vezet.* A kétállapotú rendszer kvantumállapotait a fermionok impulzuszórájú állapotjaival állította párhuzamba, és a nukleon két töltésállapotának jellemzésére bevezette az izotópus spin (ma *izospin*) tulajdonságát. Öt évbe telt míg a magreakciók hatásereztetszeteinek részletes kísérleti tanulmányozását követően 1937-ben *Wigner Jenő*, illetve *Edward Condon* és munkatársai kimondták a reakcióba lépő atommagok teljes izospinjének megmaradási tételét. *Emmy Noether* tétele alapján a megmaradási tételek szimmetriákhoz kapcsolódnak, azaz a magerők Hamilton-operátorának az izotópus SU(2) spintranszformációkkal való felcserélhetősége volt az első, nem téridő-szimmetriához kapcsolódó, úgynevezett *belső szimmetria* példája a szubatomi kölcsönhatások körében. *A belső izospin-szimmetria révén a neutron- és a protonállapot tetszőleges komplex együttbátós lineárkombinációjával megvalósuló kvantumállapot teljes jellemzése megadható!* A téridőben végzett szimmetria-transzformációk kvantumszintű megvalósulásáról a tükrözési szimmetria sérülése felfedezésének 50. évfordulója kapcsán olvashattak ismertetést a *Szemle* olvasói [1]. Jelen cikk további tárgya a belső szimmetriák felfedezésének és megvalósulásuk módjának bemutatása.

1954-ben jelent meg a kvantumtérelmélet egyik kiemelkedő hatásúnak bizonyult publikációja *Chen Ninh Yang* és *Robert Mills* tollából (1. ábra). Bevezetésében a szerzők a magerők addigra sokszorosan ellenőrzött izospin-szimmetriáját értékelve a következőket írják: „Az izotópus spin irányának nincs fizikai jelentése. A proton és a neutron megkülönböztetése teljesen önkényes. Ennek az önkényes lépésnek azonban korlátot szab, hogy amint a tér egyetlen pontján megállapodunk a neutron- és a protonállapotokat azonosító definícióban, egyetlen más téridőpontban sem alkalmazhatunk eltérő definíciót.” Az izotópus spintranszformációk alkotta szimmetriát ezért ma *globális szimmetriaként* említjük. „Úgy látjuk, hogy ez a tulajdonság ellentmond a lokális térelmélet alapkoncepciójának” – zárják a szerzők a kutatásaikat ösztönző megállapításaik ismertetését.

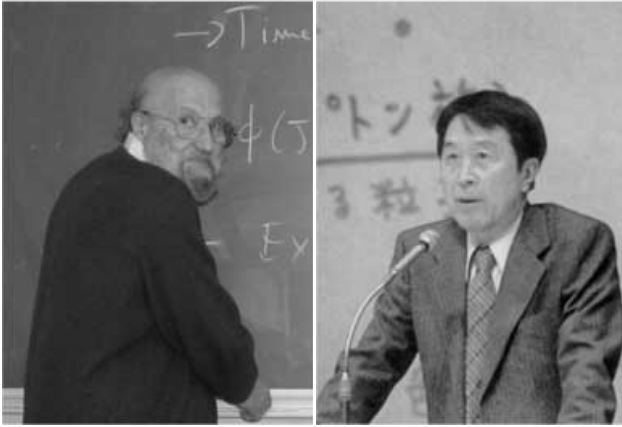
A cikk az MTA Fizikai Tudományok Osztálya 2007. december 12-i ülésén és a 2008. évi Statisztikus Fizikai Napon tartott áttekintő előadások alapján készült.

A Yang–Mills-cikk olyan matematikai konstrukciót mutat be, amelyben helyről-helyre elvégzett különböző izoforgatásokkal szemben invariáns az elmélet. *Tebát a kiinduló nukleonállapotot helyről-helyre más(!) proton-neutron lineárkombinációba vibetnénk át, anélkül, hogy megváltoznának a kapott állapot magfizikai tulajdonságai.* A nukleonok közötti kölcsönhatást közvetítő vektorterek bevezetésével biztosítható ez a lokális invariancia. Az elegáns matematikai konstrukció ellenére a szerzők csalódottan zárták cikküket. Ugyanis éppen a lokális szimmetria követelménye miatt az erőterkvantumok egységnyi izotópus spinel rendelkező (azaz elektromosan is töltött), zérus tömegű részecskék lennének, amilyenek azóta sem ismeretesek. Az izospin-szimmetria kvantumtérelméleti tárgyalásának első próbálkozása időlegesen kudarcot vallott, a részecsefizikai szimmetriák utáni kutatás az ötvenes évek második felében új kiindulási pontot keresett.

Yoichiro Nambu és *Giovanni Jona-Lasinio* (2. ábra) 1961-ben tette közzé modelljét a nukleonok közötti erős (nukleáris) kölcsönhatás leírására, amelyet bevalottan a szupravezetés nagysikerű elmélete motivált. A fenti problémák miatt kihagyták a kölcsönhatást közvetítő erőter mibenlétének kérdését, helyette egy új, elbűjtött szimmetria jelenlétére igyekeztek érvet találni. Arra a teljes formai hasonlóságra hívták fel a figyelmet, amely a szupravezető alapállapot kvázirészecske-gerjesztései, azaz a kvázi-elektronok és -lyukak közötti csatolás, valamint a Dirac-egyenlettel leírt feles spinű részecskék bal- és jobbcsavarodású spinállapotai között a tömegük révén létrehozott csatolás között áll fenn. E formai megfeleltetés alapján vettek bátorságot arra, hogy különálló SU(2) szimmetria-transzformációt javasoljanak a balcsavarodású és a jobbcsavarodású fermionokhoz. *Tebát a balcsavarodású és a jobbcsava-*

1. ábra. Chen Ninh Yang és Robert Mills



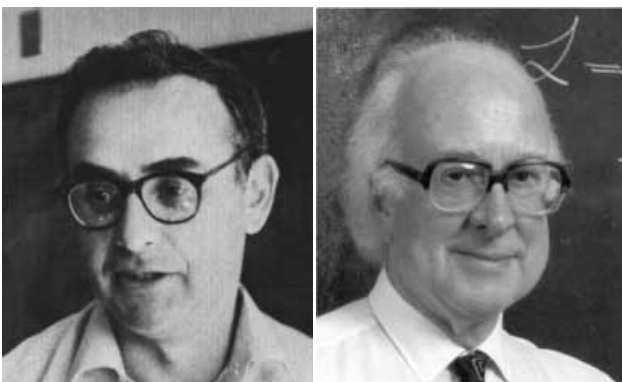


2. ábra. Giovanni Jona-Lasinio és Yoichiro Nambu

rodású állapotokat önálló részecskéként kezelték, és a proton-neutron felcserélő transzformációt egymástól függetlenül alkalmazták a bal- és a jobbkezes világban. A javaslat igazi vonzerőt jelentő hozadéka az volt, hogy a szupravezetés mintájára ez esetben is jelentkezik egy könnyű kollektív gerjesztés, amelyet Yukawa pionjával lehetett azonosítani.

A javasolt $SU(2)_{\text{bal}} \times SU(2)_{\text{jobb}}$ szimmetria a nukleonok közel $1 \text{ GeV}/c^2$ nagyságú tömege miatt igencsak durván sérül (a balcsavarodású protonállapot egyetlen femtoszekundum alatt átalakul jobbcavarodású állapotba, miközben egzakt szimmetria esetén a két független állapot külön-külön örökéletű lenne). Elvárható azonban, hogy valamely, a természeti jelenségekben valóban meglévő szimmetriát esetleg sértő hatás csak kis korrekciót adjon a részecskék tulajdonságaihoz. A szerzők tanácsstalanságot jelző megállapítással zárják cikküket: „Nagyon zavarba ejtő lenne, ha a feltételezett szimmetria *ad hoc* módon sérülne.” A helyzet zavarosságára jellemző, hogy kisebb tömegű (a szimmetriát kevésbé sértő) alkotórészek keresésének kényszerétől vezérelve arra utalnak, hogy talán valamilyen értelemben a nukleonoknak a neutrínókéval egyezik a tömege. Az erős kölcsönhatási energia vezethet a tapasztalt lényeges eltérésre. Ez akkor erőltettnek hatott, de visszatekintve kétségtelenül helyes előérzet nyilvánult meg benne. Ebben a stádiumban gyanús lehetett, hogy a javasolt szimmetria (mai neve a görög csavar szóból származó királis szim-

4. ábra. Jeffrey Goldstone és Peter Higgs



3. ábra. Murray Gell-Mann előadást tart *Szépség és igazság a fizikában* címmel 2007 márciusában

metria) talán nem is jelenik meg a természetben, pusztán a részecskéket minden áron rendszerezni vágyva kényszerítjük az elméletre.

Időben párhuzamosan, 1960-ban vizsgálta Murray Gell-Mann (3. ábra) és Maurice Lévy a nukleonok vektoráramának (elektromos áramának) és axiálvektor-áramának eltérő viselkedését. Az előbbi közismerten megmarad, utóbbi megmaradása sérül. A szerzők a megmaradást sértő mennyiség és a pionokat leíró térmennyiség kapcsolatát visszatükröző elméleti modelleket javasoltak. Pion-nukleon-modelljükben (az ún. lineáris szigma-modellben) a Nambu–Jona-Lasinio által javasolt királis szimmetria-transzformációkra az invarianciát egy új skalár részecske (a szigma-részecske) bevezetésével lehetett biztosítani. Bár megjegyezték, hogy ennek a skalár mezőnek nem-zérus várható értéke érdekes értelmezést kínál a nukleontömeg eredetére, igazi kutatókhoz méltó szépséggel hozzátették: „Csak akkor lehet ezt a tömeggenerálást kielégítőnek tekinteni, ha az összes elemi rész tömegét ezzel lehet értelmezni.” Nem rokonszenveztek különösebben saját modelljükkel, hiszen zárásul azt írták: „A szigma-modell, annak ellenére, hogy van néhány érdekes tulajdonsága ... nagyon természetellenes. Egy olyan részecskét vezet be, a szigmát, amelynek létezésére nincs semmiféle kísérleti utalás. Ez nem kerülhető meg azzal, hogy nagyon magas tömeget társítunk vele, mivel ilyen, a szigma és a pionok közötti különbséget okozó mechanizmust nem ismertünk.” Ma fehér holló ritkaságú az elméleti fizikusok körében az empíriához való ilyenfokú ragaszkodás.

A szigma-mezon létezését a legutóbbi időkig nagyon bizonytalannak tartották a kísérleti részecskefizikusok. Tömegét példa nélkül álló módon a részecskefizikai táblázatokban a $400\text{--}1200 \text{ MeV}/c^2$ tartományban óriási bizonytalansággal adták meg. Az elmúlt három-négy évben ez a helyzet jelentősen változott, immár a legvalószínűbb tömegértéket az alsó határ közelében rögzítik, ami a pionok tömegének még így is majdnem négyszerese.

A tömeghierarchia hátterére Jeffrey Goldstone (4. ábra bal oldala) mutatott rá 1961-ben, amikor bebizonyította, hogy amennyiben valamely, folytonos paraméterrel jellemezhető, belső szimmetriával rendelke-

ző potenciálban kialakuló alapállapot nem invariáns a transzformációra (*spontán szimmetriasértés*), akkor a szimmetriasértés irányára „merőleges” szabadsági fokok tömeg nélküliek (mai nevükön Nambu–Goldstone-bozonok), a sértés irányába eső szabadsági fokok pedig tömegesek. Akár a Nambu–Jona-Lasinio-modell, akár a Gell-Mann–Lévy-modell szimmetriasértő alapállapotának gerjesztéseként fellépő pionok zérus tömegűek. Kis, nem-nulla tömegük azzal értelmezhető, hogy maga a potenciál mégsem teljesen változatlan a királis transzformációkra. A szigma-tér, amelynek nullától különböző alapállapotai várható értéke a királis szimmetria spontán sérülése miatt jelenik meg, a pionoknál jóval nagyobb tömegű lehet. A spontán szimmetriasértést – amelyre újfent a kondenzált anyagok jelenségköre (mágnesség, szupravezetés, szuperfolyékonyság) szolgáltat példákat – fogadták el a nukleonok nagy tömegét generáló dinamikai folyamatként. Ám a nagy szimmetriasértés továbbra is megkérdőjelezte a szimmetria létét.

Még mielőtt az erős kölcsönhatás igazi, a rejtélyt is megoldó szabadsági fokait feltárták volna, Goldstone ideája már megtermékenyítette a Yang–Mills-elmélet alkalmazhatóságát makacsul kereső kutatók gondolkodását. *Peter Higgs* (4. ábra jobb oldala) 1964-ben a mágneses térbe helyezett szupravezetőbe csak kis mértékben behatolni képes mágneses tér példáját általánosította relativisztikus modellekre. Az azóta az ő nevét viselő, az elektromágneses potenciálokkal kölcsönható Higgs-mezőre feltételezte, hogy alapállapotában spontán szimmetriasértésből származó nem-zérus várható értéke van. Ennek hatására az eredetileg tömegmentes vektortér kvantumjai („fotonok”) tömegessé válnak. A Nambu–Goldstone-bozonok alakulnak át a tömeges vektorterek longitudinális polarizációjú komponenseivé. Megjegyezhető, hogy Higgs első cikkében csak a könnyű kollektív gerjesztések *eltűnésére*, azaz a Goldstone-tétel sérülésére mutatott rá. A szupravezető analógiát tanulmányozva néhány hónappal később jött rá, hogy az eredmény egyben tömeges fotonok létét jósolja. Még pedig olyan módon, amely őrizi az elmélet lokális szimmetriáját. (Azt, hogy egy lokális szimmetria nem sérülhet spontán módon, *S. Elitzur* bizonyította 1975-ben.)

Higgs felfedezése újrakezdte a nyomozást a Yang–Mills-terek részecskefizikai szerepe után. Nagy, 100 GeV/c² körüli tömeggel rendelkező, elektromosan töltött vektortereket a gyenge kölcsönhatások erőreiként régóta kerestek a béta-bomlás igen sikeres Fermi-elméletében jelentkező ellentmondások kiküszöbölésére. Az 1960-as évek közepén *Sheldon Glashow*, illetve *Abdus Salam* tisztázta, hogy az elektromágneses kölcsönhatások vektortereit a balcsavarodású fermionok gyenge(!) izospin-tulajdonságára ható SU(2)_{bal}, valamint a gyenge hipertöltéssel társítható U(1) lokális szimmetriacsoport direkt szorzatával szemben invariáns elmélet 4 vektortérével kell azonosítani. Az erre a szimmetriára alapozott kvantumtérelmélet kezeléséhez nélkülözhetetlen matematikai vizsgálatokat *Ludvig Fadgyejev* és *Viktor Popov* kezdték el

1967-ben. Munkájukra alapozva a nem-ábeli szimmetriájú kvantumelmélet Feynman-szabályait *Gerald t’Hooft* és *Martinus Veltman* dolgozták ki. Az első sikeres részecskefizikai számításokat *Steven Weinberg* végezte el. A hetvenes évek elejére kidolgozott egységes elektromágneses-térelmélet a Higgs-jelenséget kihasználva lényegében megvalósította Yang és Mills eredeti gondolatát. Éppen csak az erős kölcsönhatások helyett az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatások, azaz az elektromos töltés, a gyenge izospin és a gyenge hipertöltés tulajdonságait értelmező Standard Modell megalkotásához jutottak.

Az erős kölcsönhatások végleges elméletének megszületéséhez a hatvanas évek elején javasolt kvarkmodell egyik kikerülhetetlen ellentmondása vezetett el. A kétféle (u, d) kvark kötött állapotaként értelmezett nukleonok teljes hullámfüggvénye három tényező szorzata: egyik tényező a kvarkok erős izospinritkaság tulajdonságait jellemző valószínűségi amplitúdó, a másik a térbeli forgásállapotot írja le, végül a háromdimenziós térbeli elhelyezkedés valószínűségi amplitúdóját adja meg a harmadik tényező. Az elemi részecskék osztályozása arra a meghökkentő eredményre vezetett, hogy a teljes hullámfüggvény akkor illeszkedik a legjobban a megfigyelt tulajdonságokhoz, ha az a kvarkok permutálására szimmetrikus. Ez ellentmond a lokális térelméletek spinstatistika-tételének, amely szerint a feles spinű kvarkok kötött állapotainak hullámfüggvénye az alkotórészek felcserélésére teljesen antiszimmetrikus! 1965-ben *Oscar Greenberg*, valamint függetlenül *Moo-Yung Han* és *Yoichiro Nambu* a paradoxon feloldására egy új szimmetria, a „szín”-szimmetria feltételezését javasolták. Ennek szimmetriacsoportja az SU(3)_{szín}. Kell a három független állapotra épülő szimmetria, mert a Pauli-elv teljesülését az biztosítja, ha a proton három kvarkalkotórészének különböző a „színe”! *A feltételezett szimmetria a különböző színű kvarkok egymásba transzformálásával keletkező állapotok változatlan tulajdonságát emelte alapelvé.*

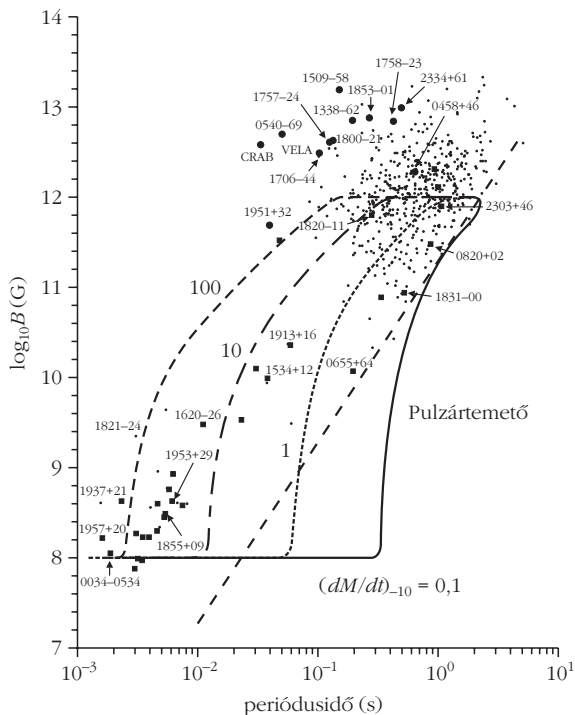
Az 1969–70-ben elvégzett SLAC–MIT-kísérletben megállapították, hogy a kvarkok létező szabadsági fokok, nemcsak részecskeosztályozást segítő matematikai absztrakciók. 1972-ben *Murray Gell-Mann*, *Heinrich Leutwyler* és *Harald Fritsch* kiválasztási szabályként deklarálták, hogy csak a *színtranszformációkra változatlan* színszingletek létezhetnek. E tulajdonságokat a „szín” globális szimmetriatulajdonságát általánosító SU(3)_{szín} lokális szimmetriájú elmélet megoldásából remélték levezetni, *amelyben tehát helyről-helyre függetlenül végezhető színtranszformáció.* Ennek az elméletnek, a kvantum-kromodinamikának (QCD) közvetítő erőterkvantumai, amelyeket gluonoknak hívunk, az eredeti Yang–Mills-javaslatnak megfelelően zérus tömegűek és „színtöltés”-sel rendelkeznek. A kvarkbezárás tulajdonsága miatt csak a nukleonok méreténél jóval kisebb tartományokban zajló jelenségek tükrözik létezésüket. Az elmélet paramétereit a megfigyelésekkel összevetve becslés adható az egyébként soha önmagukban meg nem figyelt kvarkok tömegértékeire. Az u- és a



5. ábra. David Kirzhnits és Andrej Linde

d-kvark tömege majdnem azonos, és nagysága az elektronénak alig tízszerese (a proton tömege közel kétezer-szerese). Tehát a könnyű leptonok és a könnyű kvarkok tömegtartománya immár nem tér el drámaian egymástól. A kvarktömeg eredete pedig ugyanaz a mechanizmus, mint amivel Gell-Mann és Lévy a szigmát a nukleon tömegéhez kötötték. Csak éppenséggel a szigma helyére a Higgs-részecske lép, amelynek nem-zérus várható értéke nemcsak a gyenge térorokvantumoknak, hanem a kvarkoknak és a leptonoknak is tömeget ad. A nem-ritka kvarkok tömege az erős kölcsönhatások jellemző energiaértékénél két nagyságrenddel kisebb. A QCD végre választ ad arra, hogy miért tekinthető kis perturbációnak a királis szimmetriát sértő kvarktömeg, miért is ad jó eredményeket a királis transzformációkra posztulált szimmetria. A QCD szerepéről a nagyenergiájú ütközések értelmezésében a közelmúltban ismertetés volt olvasható a *Fizikai Szemlében* [2].

6. ábra. Neutroncsillagok populációja a periódusidő – mágneses indukcióerősség síkon. A pulzárak a jobb felső sarokban lassú forgással és nagy mágneses indukcióerősséggel „születnek”. Nagyjából százmillió év alatt jutnak át a milliszekundumos tartományba.



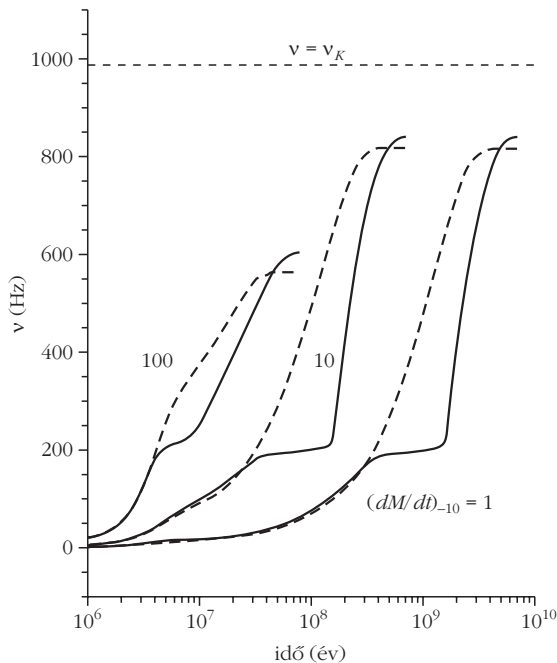
Ezzel a konstrukcióval kialakult a részecskefizika standard lokális kvantumtérelméleti modellje, amelybe a tömeges erőtereket és anyagi alkotórészeket a Higgs-mechanizmus révén építjük be. Az erős kölcsönhatás mértékelméletében a „szín”-szimmetria sértülésmentesen valósul meg.

Az alapállapotú szimmetriasértő kondenzátum kimutatására a legjobb mód annak erősségét megváltoztató természetes hatás megfigyelése vagy laboratóriumi előidézése. Mint minden kondenzált állapotnak, a hőmérséklet növelésével az alapállapotú kondenzátumnak is el kell „párolognia”. A spontán szimmetriasértéssel elrejtett szimmetria helyreállhat! Erre 1972-ben *David Kirzhnits* és *Andrej Linde* (5. ábra) hívta fel a figyelmet, és ezzel elindította a véges energiasűrűségű és véges anyagsűrűségű közegben bekövetkező részecskefizikai fázisátalakulások vizsgálatának irányzatát. Ehhez az irányzathoz a Monte-Carlo szimulációs módszerek úttörő alkalmazásával csatlakozott 1981–82-ben *Kuti Gyula*, *Polónyi János* és *Szlachányi Kornél*. Az 1990-es évek második felétől e területen meghatározó tekintélyt vívott ki a *Fodor Zoltán*, *Csikor Ferenc* és *Katz Sándor* vezette csoport. Eredményeikről a közelmúltban kétszer is beszámoltak a *Fizikai Szemle* olvasóinak [3, 4].

Korábbi heidelbergi és bielefeldi kutatómunkám folytatásaként az elmúlt öt évben a királis kondenzátum változását tanulmányoztam véges hőmérsékleten és véges izospin-, barionszám- és hipertöltés-sűrűsége *Szépfalusy Péterrel*, *Szép Zsoltal*, *Jakovác Antallal*, valamint *Herpay Tamás* és *Kovács Péter* doktoranduszokkal együttműködésben. Az izospint a ritkaság tulajdonságával kiterjesztve általánosított lineáris szigma-modellben számítottuk ki a skalár és pszeudoskalár mezonoknak, valamint a kvarkoknak az erősen kölcsönható anyag termodinamikai állapothatározóihoz adott hozzájárulását.

Mindezen kutatások célja az erősen kölcsönható anyag állapotegyenletének meghatározása véges hőmérsékleten és a barionszám, az izospin és a hipertöltés véges sűrűsége esetén. Áttekintésem zárasaként leírok egy feltételezett hatást, amely a neutroncsillagok belsejében rejtőzködő kvarkanyag jelenlétét felteheti fel. A nehézion-ütközésekben néhány femtoszekundumra fellépő új anyagi közegekről sokat írtak az ennek elméleti és kísérleti kutatásában igen sikeres kollégáink. Itt egy 100 millió éves időskálán végbemenő folyamatot mutatok be *Norman Glendenning* és *Fridolin Weber* 2001–2002-ben közzétett elemzése alapján. Ennek a folyamatnak az időskálája olyannyival hosszabb az erős kölcsönhatási folyamatokat jellemző skáláknál, hogy jogosult a termodinamika zavarmentes alkalmazásához feltételezett, az egyensúlyhoz közel maradó állapot használata.

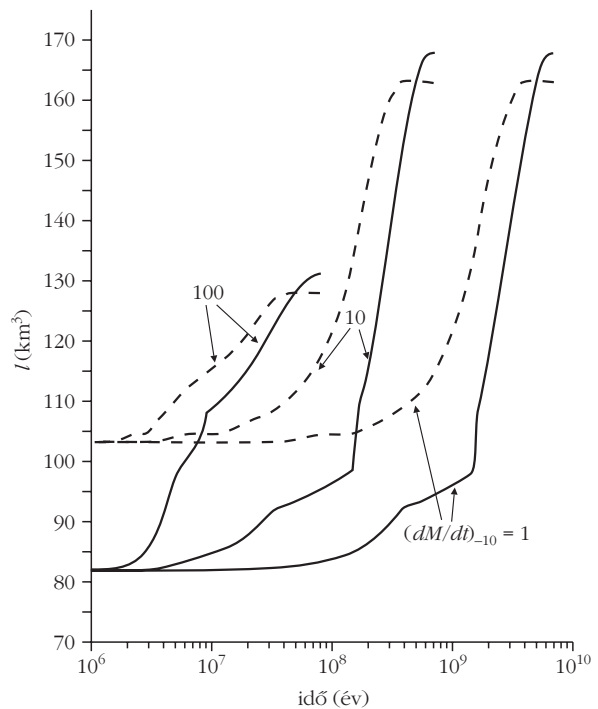
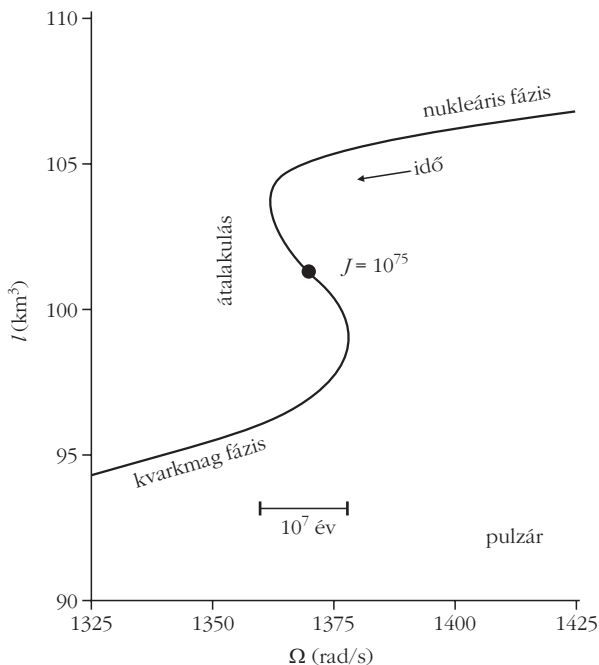
A kompakt kettős rendszer tagjaként kezdetben lassan forgó neutroncsillag százmillió év alatt felpörög és néhány milliszekundum periódusidejű pulzárként figyelhető meg (6. ábra). 2002-ben mintegy két tucat ilyen objektumot ismertek, mára számuk kétszáz körül mozog. Többségük tömege Napunk tömegének másfélszeresét



7. ábra. A frekvencia változása az anyagelnyelés következtében a neutroncsillag létrejöttét követően. A frekvencia növekedésének időbeli lezajlása az anyagelnyeléssel párosuló impulzusmomentum-elnyelés következtében, modellszámítások alapján három különböző anyagelnyelés-ráta esetén (rendre $dM/dt = 10^{-10}, 10^{-9}, 10^{-8}$ nap-tömeg/év). A szaggatott vonal tiszta neutronanyag esetét, a folytonos a kvarkmaggal rendelkező kompakt csillag esetét mutatja.

nem haladja meg. Ismertek azonban a naptömeg kétszeresét elérő neutroncsillagok is. Elkerülhetetlenek tűnő gravitációs instabilitásuk kivédésének egyik lehetséges magyarázata az, hogy magjukban a szuperfolyékony állapotú neutronanyagnál jóval puhább (összenyomhatóbb) nagysűrűségű kvarkanyag van jelen.

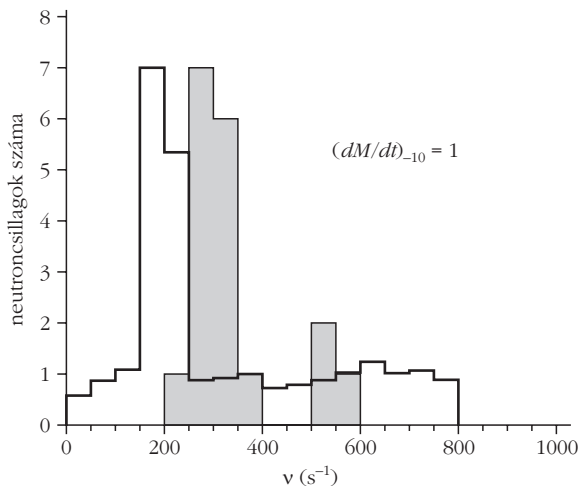
9. ábra. A tehetetlenségi nyomaték alakulása a hibrid csillag fázisaiban. Hibrid csillag esetében a frekvencia a fázisváltás során lassul, miközben a tehetetlenségi nyomaték növekszik. Ez az átmenet körülbelül 10 millió évig tart.



8. ábra. A neutroncsillag tömegére és sugarára normált (km^3 egységben mért) tehetlenségi nyomaték időbeli változása. A növekvő forgási frekvencia hatására az anyageloszlás radiálisan kiterjed. A kiterjedés üteme lényegesen függ a csillag magjában elhelyezkedő anyag állapotegyenletétől. A tisztán neutronanyagból álló csillagban a tehetlenségi nyomaték folyamatosan nő (szaggatott vonal), míg belső fázisátalakulás esetén a növekedés üteme lassúbb, esetleg stagnálhat is (folytonos vonal).

A kettős rendszerben található neutroncsillagok partnerüktől folyamatosan anyagot (tömeget és impulzusmomentumot) nyelnek el. E folyamat eredménye a felpörgés, amelynek becsült ideje százmillió év, ha az anyagelnyelés üteme évente a Nap tömegének egymilliárdod része. Az impulzusmomentum növekedése megszlik a forgási frekvencia (7. ábra) és a tehetlenségi nyomaték (8. ábra) növekedése között. A frekvencia növekedése az eredetileg kvarkanyagot is tartalmazó neutroncsillagokra nagyjából tízmillió éves időszakra megakad, stagnál. Az ok a csillag belsőjében csökkenő nyomás hatására a kvarkanyag normális neutronanyaggá történő fokozatos átalakulása (9. ábra). Glendening és Weber a különböző pörgési frekvenciájú pulzások megoszlását kívánta modellezni, feltételezve, hogy a neutroncsillagok az időben egyenletesen keletkeznek. Egyéb hatás híján egy pillanatfelvételen a neutroncsillagok nagyjából egyenletes frekvenciaeloszlást mutatnának. A stagnáló szakasz léte viszont a stagnálási frekvenciatartományban észlelhető objektumok számának feldúsulásában tükröződik. A megfigyelt objektumok frekvencia szerinti eloszlásában 300 Hz környékén meg is figyelhető egy csúcs, amelyet egyszerű kvark-állapot-egyenletből származó modellszámításokban 200 Hz körül találnak meg a szerzők (10. ábra).

A talált hatásnak létezik más magyarázata, tehát az nem végleges érv a kvarkfázis megvalósulása mellett. A gondolatmenetnek viszont van következménye a magányos neutroncsillagok sugárzási impulzusmomen-



10. ábra. A milliszekundumos neutroncsillagok frekvencia szerinti eloszlásának összehasonlítása Glendenning és Weber modelljével. A megfigyelések néhány évvel ezelőtt világos csúcsot mutattak a 300 Hz körüli tartományban, amelyet elég jól reprodukál a belső kvarkmag neutronanyagga történő átalakulásakor stagnáló frekvenciára alapozott modell (szimulációjából a csúcs 200 Hz körül adódik).

tum-vesztéssel együtt járó lepörgési folyamatára is. A csökkenő centrifugális hatás miatt fokozatosan növekvő kvarkfázis az anomálishan nagy tömegű neutroncsillagok lepörgésében is okozhat egy stagnáló szakaszt. Mindmáig azonban nem találtak erre mutató evidenciát.

A nagysűrűségű, erősen kölcsönható anyag állapotegyenletének vizsgálata a kvarkanyag számos termodinamikai fázisát tárta fel az elmúlt évtizedben, amelyek teszteléséhez a megfigyelt csillagászati kompakt objektumok növekvő számától és jellemzésük növekvő pontosságától várunk meggyőző információkat.

Irodalom

1. Horváth Dezső: Szimmetriák és sértésük a részecskék világában – a paritásértés 50 éve. *Fizikai Szemle* 57/2 (2007) 47.
2. Trócsányi Zoltán: A kvantum-szindinamika szerepe a nagyenergiájú részecskeütöközések értelmezésében. *Fizikai Szemle* 57/3 (2007) 73.
3. Fodor Zoltán: Az erős kölcsönhatás fázisdiagramja. *Fizikai Szemle* 56/2 (2006) 42.
4. Fodor Zoltán, Katz Sándor: Volt-e (van-e) fázisátmenet a Big Bang (Little Bang) során. *Fizikai Szemle* 56/12 (2006) 393.

SARKÍTOTT FÉNNYEL A VIKINGEK NYOMÁBAN AZ ÉSZAKI-SARKVIDÉKEN

A polarimetrikus viking navigáció légköroptikai feltételeinek kísérleti vizsgálata

Horváth Gábor, Barta András, Hegedüs Ramón, Pomozi István, Suhai Bence
Eötvös Egyetem, Fizikai Intézet, Biológiai Fizika Tanszék, Biooptika Laboratórium

Susanne Åkesson
Lundi Egyetem, Állatökológiai Tanszék, Lund, Svédország

Benno Meyer-Rochow
Jacobs Egyetem, Biológiai Intézet, Bréma, Németország és
Oului Egyetem, Állattani Intézet, Oulu, Finnország

Rüdiger Wehner
Zürichi Egyetem, Állattani Intézet, Zürich, Svájc

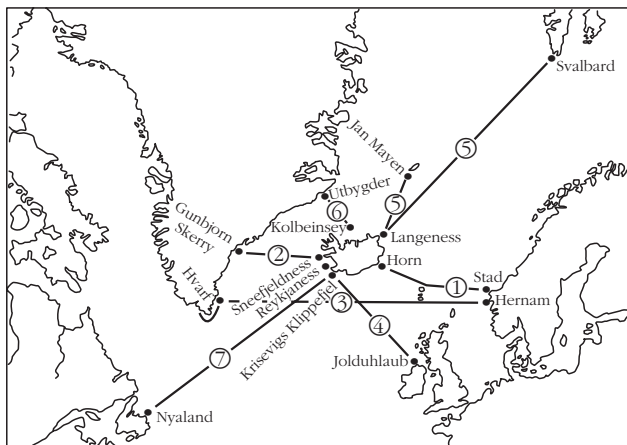
Az i.sz. 900 és 1200 közötti időszakban az Atlanti-óceán északi részeit a vikingek uralták, akik mágneses iránytű nélkül is kiválóan tájékozódtak a nyílt vizeken. Amikor sütött a Nap, egy speciális napórával határozták meg az égtájak irányát. Májig rejtélynek számított azonban, hogy felbős vagy ködös időben, amikor nem látható a napkorong, miként navigáltak. Egy 1967-ből származó, széles körben elterjedt és elfogadott hipotézis szerint ködös vagy felbős időben a vikingek az égbolt-polarizáció segítségével tájékozódhattak azon rovarokhoz hasonlóan, amelyek az égboltfény polarizációirányának mintázatából következtetik ki a felbők mögötti napkorong irányát. A feltételezések szerint a vikingek az égboltfény polarizációirányát lineáris polárszűrőként működő kristályokkal állapíthatták meg, amelyeket

„napkőként” emlegetnek a viking legendáriumban, de pontos mibenlétük ismeretlen. Habár a vikingek égbolt-polarimetrikus navigációjáról szóló hipotézis egy sokat idézett, híres elmélet, napjainkig teljesen nélkülözötte a kísérleti alapokat, aminek következtében nagyszámú hívője mellett számos szkeptikus tagadója is létezik. Cikkünkben azon égbolt-polarimetriai és laboratóriumi pszichofizikai méréseink eredményeit foglaljuk össze, amelyekben a polarimetrikus viking navigáció légköroptikai feltételeit vizsgáltuk Tunéziában, Finnországban, az Északi-sarkvidéken és Magyarországon.

A viking napóra, mint iránytű

A vikingek egyik fő hajózási útvonala a 61. északi szélességi körön húzódott, amely mentén Norvégia és Grönland között hajóztak (1. ábra). Grönlandon a

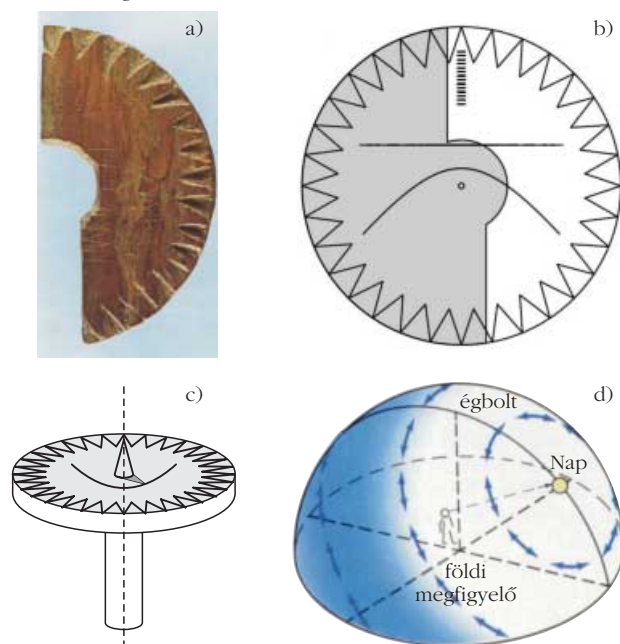
A cikk az ELTE Ortway Kollokviumán 2007. szeptember 27-én Horváth Gábor által tartott azonos című előadás írott változata.



1. ábra. A vikingek 7 legfőbb hajózási útvonalára, amelyek közül a 3-as számú Hernam (a mai norvégiai Bergen) városát kötötte össze a dél-grönlandi Hvarf településsel a 61. északi szélességi kör mentén [1].

régészek egy kőlapot és egy fatárcsatöredéket (2.a ábra) találtak, amelyeken egyenes és hiperbola alakú karcolások voltak (2.b ábra) [1]. Mindkét töredékről kiderült, hogy olyan napórák részei voltak, amelyeket a vikingek irányítúként használtak a 61. szélességi kör menti hajózásaik során. A fatárcsa közepéből, annak síkjára merőlegesen egy pálca, az úgynevezett gnomon állt ki, ami napsütésben árnyékot vetett a tárcsára (2.c ábra). Ha a tárcsát vízszintesen tartjuk és a 61. szélességen a vikingek fő hajózási szezonjában (májustól augusztusig) rárajzoljuk azt a görbét, amit a

2. ábra. a) A Dél-Grönlandon talált fatárcsatöredék, amire hiperbola alakú görbét karcoltak az egykori viking navigátorok [1]. b) A vikingek tengeri navigációra használt napiránytűjének rekonstruált tárcsája, amelynek szürkével jelölt bal fele nem maradt fenn. c) A rekonstruált viking napiránytű háromdimenziós rajza a függőleges kúp alakú gnomonnal és annak a tárcsába vésett hiperbolát érintő árnyékával. d) A polarimetrikus viking navigáció akkor működik, ha az égboltfény rezgésirányának iránya (kettősfejtű nyilakkal szimbolizálva) merőleges a Napon, a földi megfigyelőn és az égboltfényt pontján átmenő szórásirányra, vagyis a Rayleigh-elméletnek felel meg.



gnomon csúcsának árnyéka követ napkeltétől napnyugtáig, akkor éppen a tárcsára karcolt hiperbolához jutunk. A tárcsán az egyenes karcolási nyom a napéj-egyenlőséghez, míg a másik, hiperbolikus nyom a nyári napfordulóhoz tartozott.

Miután a vikingek a napórájuk gnomonja árnyékának nyomait bekarcolták a tárcsába, egy olyan esz-közkhöz jutottak, amivel napsütésben a 61. szélességi körön, májustól augusztusig a nyílt vizeken is meg tudták határozni a földrajzi északi irányt. Nem kellett mást csinálniuk, mint napsütésben vízszintesen tartani a fatárcsát és a függőleges gnomon, mint tengely körül addig forgatni, míg a gnomon árnyékának csúcsa érintette a tárcsára karcolt megfelelő nyomot. Ekkor a tárcsába vésett egyik rovátka a földrajzi észak felé mutatott (2.b ábra).

Az Atlanti-óceánt a 61. szélességi kör mentén átsze-lő egyik vitorláshajó-versenyen számos kapitány kö-zött kiosztottak több olyan napórát, amelyek a re-konstruált viking napóra hű másolatai voltak, s a ka-pitányokat megkérték, hogy időnként csak e napórát használják navigációra. Bebizonyosodott, hogy egye-dül a viking napórával is kiválóan, nagy pontossággal lehet navigálni a nyílt óceánon, ha süt a Nap [1]. E módszert nevezik „szoláris viking navigációnak”.

A polarimetrikus viking navigáció hipotézise

Mivel a viking napóra csak napsütésben működik, fölvetődik a kérdés, hogy miként navigáltak a nyílt vizeken a vikingek, amikor a Napot felhő vagy köd takarta? E meteorológiai helyzet gyakran előfordul az Északi-sarkkör közelében, nem ritkán úgy, hogy napokig nem süt ki a Nap. Lehet-e a viking napórát használni felhős vagy ködös időben? Az 1960-as évek végén *Thorkild Ramskou* [2] dán régész feltételezte, hogy a vikingek a nyílt vizeken az égboltfény polarizációirányának segítségével a következőképpen tájékozódhattak, amikor a Nap felhő vagy köd mögött volt:

- A viking navigátor az ég legalább két helyén először meghatározta az égboltfény polarizációirányát egy „napkőnek” nevezett, lineáris polárszűrőként működő kristállyal (2.d ábra). A napkő mibenlétét teljes homály fedi; talán a skandináv régióban gyakori kordierit vagy turmalin lehetett. A szemünk előtt ide-oda forgatott ilyen kristálydarabkán át nézve az eget, az periodikusan kifényesedni és elsötétülni látszik, mert az égboltfény lineárisan poláros. Ha egy viking navigátor egy ilyen kristályt napsütésben úgy állított be, hogy azon át nézve az égbolt egy adott része a legfényesebb legyen, s ekkor a Nap felé mutató egyenes karcolást ejtett a kristályon, akkor ezzel kalibrálta a napkövet. Így a felhő által takart Nap iránya meghatározható: nem kell mást tenni, mint az ég egy felhőmentes, kék foltját nézni a napkövön át, s addig forgatni, amíg a legfényesebbnek látszik. Ekkor a napkövön lévő karcolás a Nap felé mutat, ha az égboltfény polarizációirány a Rayleigh-elmélet szerinti, vagyis

az ég bármely pontjáról jövő fény rezgésükje merőleges a megfigyelőn, a Napon és az ég megfigyelt pontján átmenő szórási síkra.

- Ezután a viking navigátor a két napkőbe vésetett egy-egy karcoláson átmenő, s azzal párhuzamos két éggömbi főkör horizont fölötti metszéspontját becsülhette meg, ami megadja a nem látható Nap helyét, ha az égboltfény polarizációirány-mintázata azonos a Rayleigh-mintázattal. Végül a felhő vagy köd által takart Nap így meghatározott helyének ismeretében valahogyan imitálni kell azon egyenes irányát, ami a napsugaraknak felelne meg, ha a Nap sütne. Ez például úgy történhetett, hogy a navigátor társa egy égő fáklyát tartott úgy, hogy a navigátor pont abban az irányban látta azt, amerre a felhő/köd által takart Nap helyét becsülte az égen. Ekkor tehát a Napot a fáklya pótolta, s a fáklyafényben a viking napóra gnomonjának árnyéka tette lehetővé az északi irány meghatározását. Egy másik lehetőség, hogy a gnomon csúcsára egy, például nád-szárból készített, forgatható hossztengeleű, vékony csövecske volt kötözve. A navigátor e csövecskével a felhő/köd által takart Nap fönt leírt módon megbecsült helyére célozhatott, majd a csövecskébe egy vékony, merev, egyenes pálcikát (például száraz fűszálat) dugott, modellezve ezzel a nem látható Napnak a gnomon csúcsát súroló sugarát.

A fönt leírtak szerint tehát felhős/ködös időben meg lehetett becsülni a viking napórával a földrajzi északi irányt. Mivel mindennek a kiindulási alapja az égboltfény polarizációirányának mérése, ezért e tájékozódási módszert „polarimetrikus viking navigációnak” hívjuk. A polarimetrikus viking navigáció hipotézisét a tudományos közösség jelentős része elfogadja és gyakran idézi is annak ellenére, hogy semmilyen konkrét bizonyíték sincs rá. Az egyik viking legendában (*sagá*ban) fölbukkan egy olyan történet, amit a polarimetrikus viking navigációra való utalásnak tartott Ramskou [2]: „Az idő nagyon borult volt, erősen havazott. Szent Olaf király elküldött valakit, hogy nézzen ki, de az égen nem volt egyetlen felhőtlen pont sem. Ekkor megkérte Sigurdot, hogy mondja meg, hol lehet a Nap. Amikor Sigurd ezt megtette, a király fogott egy napkövet, fölfelé tartotta és látta, hogy hol sugárzott fény a kőből, amiből kikövetkeztette a nem látható Nap helyét. Kiderült, hogy tényleg ott van, ahova Sigurd jósolta.” (Lásd a hátsó belső borító színes ábráit!)

E homályos értelmű Sigurd-sagán túli másik érv a polarimetrikus viking navigáció mellett az, hogy amikor a Skandináv Légitársaság pilótái DC-8 típusú gépekkel az Északi-sark környéke fölött repültek, sokáig egy olyan eszközt használtak, amellyel az égbolt polarizációja alapján tudtak navigálni. E műszer neve Kollsmán-féle égi iránytű (angolul *Kollsmán's sky compass*), amit 1948-ban fejlesztettek ki az amerikai hadiflotta számára a napnyugta utáni szürkületben történő tájékozódáshoz. Ez egy lencsékkel, beállítócsavarokkal és fokbeosztásos skálákkal ellátott eszköz, amelynek fő alkotórésze egy lineáris polárszűrőként működő kristály. A műszer mindig az ég zenit-

jére nézett. A navigátor a polárszűrő kristályt addig forgatta a függőleges tengelye körül, amíg a legfényesebbnek, illetve legsötétebbnek nem látta az eget. A kristály világos és sötét állásaiból a Nap irányára lehetett következtetni.

A harmadik érv a polarimetrikus viking navigáció lehetősége mellett az, hogy az osztrák biológus, *Karl von Frisch* [3] 1949-ben fölfedezte, hogy a háziméhek (*Apis mellifera*) az égbolt polarizációirány-mintázata segítségével tájékozódnak, amikor a Napot felhők takarják, de a tiszta, kék ég foltokban még látszik. Később sok más állatról bizonyosodott be ugyanez [4].

Mivel a polarimetrikus viking navigáció hipotézise igen vonzó és elegáns, gyakran minden kritika nélkül tényként kezelve idézik tudományos és népszerűsítő közleményekben, előadásokon. A széles körben elterjedt hit szerint a vikingek az égboltpolarizáció segítségével bármilyen meteorológiai viszony között (tiszta, részben felhős, teljesen borult, ködös ég alatt) is képesek voltak tájékozódni a nyílt vizeken. Mivel mindennek korábban semmi kísérleti alapja sem volt, elhatároztuk, hogy utánajárunk, vajon a polarimetrikus viking navigáció légköroptikai feltételei egyáltalán teljesülnek-e: célul tűztük ki, hogy tiszta, részben felhős, teljesen borult és ködös időben mérjük az égbolt lineáris polarizációs mintázatát, és meghatározzuk, hogy e mintázat mely részei lehetnek alkalmasak a polarimetrikus viking navigációra, s melyek nem. A továbbiakban e kísérleti vizsgálataink [5–9] főbb eredményeiről számolunk be.

A Nap helyének vizuális becslése felhős és alkonyati/hajnali égen

Roshund és *Beckman* [10] szerint azért nem volt szükségük a vikingeknek a polarimetrikus navigációs módszerre, mert „A Nap helye a legtöbb navigációs módszerhez szinte mindig megfelelő pontossággal megállapítható a felhők fényességmintázata, a felhőtetők fényes kontúrjai, illetve a Napból kiinduló fénysugarak alapján még olyankor is, amikor a Napot felhő takarja. Ha a Nap a horizont alatt van, akkor az égbolt hajnali és alkonyati fényességívei szabad szemmel is jól fölismerhetőek és egymástól elkülöníthetőek ahhoz, hogy ezek segítségével kitalálhassuk, hogy a Nap mely irányban tartózkodik.”

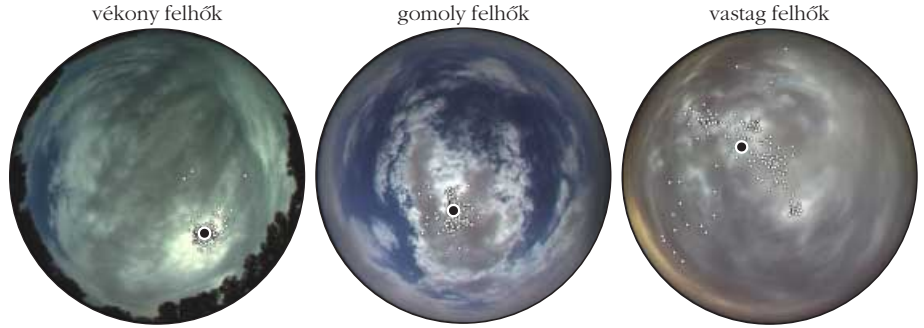
Ugyanakkor a polarimetrikus viking navigáció hipotézise nem cáfolható meg ilyen egyszerű kvalitatív ellenérvekkel. Ha igaz volna az a feltételezés, hogy a felhők mögötti vagy a horizont alatti Nap iránya szabad szemmel is nagy pontossággal megbecsülhető, akkor a vikingeknek nem lett volna szükségük az égbolt-polarimetrikus módszerre a Nap helyének, illetve azimutirányának felhős, illetve alkonyati körülmények között történő meghatározásához.

Kutatócsoportunk kvantitatívan vizsgálta [5] a Roslund–Beckman-féle kvalitatív ellenérv [10] igazságtartalmát: különböző felhős égboltokról színes fényképeket készítettünk a finnországi Hailuoto-sziget ten-

gerpartján és Oulu tengerparti városban egy 180° látószögű halszemoptikával, amivel a teljes égboltot le lehetett képezni egy kör alakú, színes képpé, amelyen a zenitnek a középpont, a horizontnak pedig a kör kerülete felel meg (3. ábra). Egy másik fényképsorozatot is készítettünk alkonyati/hajnali égboltokról, amikor a Nap a horizont alatt, de annak közelében volt (4. ábra).

Az első laboratóriumi pszichofizikai kísérletsorozatunkban felhő takarta Napot ábrázoló 25 különböző színes égboltképet (3. ábra) mutattunk 12 alkalommal egy sötét szobában lévő színes monitoron 18 tesztalanyunk, akiknek egy számítógépes egérrel a nem látható Nap szabad szemmel megbecsült helyére kellett kattintaniuk a képernyőn. Számítógépes programunk tárolta a becsült nappozíciókat (θ : zenitszög, φ : egy tetszőleges referencia azimutiránytól mért azimutiszög), és kiszámította az átlagukat ($\langle\theta\rangle$, $\langle\varphi\rangle$), valamint a szórásukat (σ_{θ} , σ_{φ}). A második pszichofizikai kísérletsorozatban a 18 tesztalanyunk 6 alkalommal 15 eltérő alkonyati/hajnali égboltképet (4. ábra) mutattunk, amelyeken a Nap a horizont alatt volt. Az egérrel a nem látható Nap szabad szemmel megbecsült azimutirányára kellett kattintani a tengeri horizonton. A számítógépes programunk tárolta a nem látható Nap becsült φ azimutiszögét, és kiszámította annak $\langle\varphi\rangle$ átlagát, illetve σ_{φ} szórását. A tesztalanyok 23 és 45 év közötti életkorú, brémai, budapesti és roskildei férfiak voltak. A kísérletek részletei [5]-ben olvashatók.

A felhővel való fedettség fokától függően a Nap felhős égen becsült helyének szórása a $\sigma_{\theta}^{\min} = 1,1^\circ$ és $\sigma_{\theta}^{\max} = 1,4^\circ$ (ilyenkor a Nap egy vékony fátyolfelhőn át lényegében látható volt), illetve $\sigma_{\varphi}^{\min} = 20,2^\circ$ és $\sigma_{\varphi}^{\max} = 25,2^\circ$ (ekkor a Napot vastag, összefüggő, nagy kiterjedésű felhő takarta) értékek között változott, míg az egyes becsült nappozíciók közötti δ_{\max} maximális szögtávolságok $8,1^\circ$ -tól $162,9^\circ$ -ig terjedtek (1. táblázat). A σ_{θ} , σ_{φ} és δ_{\max} szórások és a δ_{\max} maximális szögtávolság 25 képre átlagolt értékei $\langle\sigma_{\theta}\rangle = 7,4^\circ$, $\langle\sigma_{\varphi}\rangle = 11,9^\circ$, $\langle\delta_{\max}\rangle = 70,7^\circ$ voltak. Az égbolt felhőzöttségétől és a Nap horizont alatti szögétől függően az alkonyati/hajnali égen becsült azimutiszögek szórása $\sigma_{\varphi}^{\min} = 0,6^\circ$ -tól (ekkor a Nap még látható volt a horizonton) $\sigma_{\varphi}^{\max} = 2^\circ$ -ig terjedt, a becsült szoláris azimutiszögek γ_{\max} maximális szögtávolsága



3. ábra. Az első laboratóriumi pszichofizikai kísérletsorozatban a tesztalanyoknak a számítógép képernyőjén mutatott 25 felhős égboltkép közül 3, amelyeken a nem látható Nap helyét szabad szemmel kellett megbecsülni. A kör alakú képek közepe a zenit, kerülete pedig a horizont. Apró, fekete kerületű fehér pontok jelölik a tesztalanyok által becsült nappozíciókat, míg nagy, fehér szélű, fekete pontok mutatják a becsült nappozíciók helyének átlagát.



4. ábra. A második laboratóriumi pszichofizikai kísérletsorozatban a tesztalanyoknak a számítógép képernyőjén mutatott 15 alkonyati égboltkép közül 3, amelyeken a horizont alatti Nap helyét szabad szemmel kellett megbecsülni a tengeri horizonton. A kör alakú képek középpontja a horizontra néz, míg a zenitnek, illetve a nadírnak a kör legfelső, illetve legalsó pontja felel meg. A kép felső fele az égbolt, az alsó fele pedig a tengeri horizont alatti vízfelület. A tesztalanyok által becsült szoláris azimutirányokat a horizont alatti rövid, fekete-fehér vonalak mutatják. A horizont fölötti hosszú, függőleges vonal mutatja a becsült azimutirányok átlagát, míg a szórását a vízszintes vonal két végén lévő rövid, függőleges vonalak jelzik.

$2,1^\circ$ (a Nap a horizonton volt) és 99° (a Nap a horizont alatt volt) közé esett. A σ_{θ} és γ_{\max} mennyiségek 15 alkonyati képre átlagolt értékei $\langle\sigma_{\theta}\rangle = 11,4^\circ$, $\langle\gamma_{\max}\rangle = 37,3^\circ$ voltak. A $\langle\sigma_{\varphi}\rangle$ és $\langle\gamma_{\max}\rangle$ mennyiségeknek a kísérletben részt vevő 18 személyre vett átlaga $\langle\langle\sigma_{\varphi}\rangle\rangle = 5,9^\circ$, $\langle\langle\gamma_{\max}\rangle\rangle = 14,5^\circ$ volt.

A felhős és alkonyati/hajnali égboltképeken a nappozíció, illetve napazimutirány vizuális meghatározásának pontosságát jellemző σ_{θ} , σ_{φ} , $\sigma_{\delta_{\max}}$ és δ_{\max} , γ_{\max} szögtávolságok átlagai valamennyi felhős égboltra ($\langle\sigma_{\theta}\rangle = 7^\circ$, $\langle\sigma_{\varphi}\rangle = 12^\circ$, $\langle\sigma_{\delta_{\max}}\rangle = 22^\circ$, $\langle\delta_{\max}\rangle = 71^\circ$), minden alkonyati égboltra ($\langle\sigma_{\theta}\rangle = 11^\circ$, $\langle\gamma_{\max}\rangle = 37^\circ$), továbbá az összes tesztalanyra (felhős képek: $\langle\langle\sigma_{\theta}\rangle\rangle = 3^\circ$, $\langle\langle\sigma_{\varphi}\rangle\rangle = 8^\circ$, $\langle\langle\delta_{\max}\rangle\rangle = 25^\circ$; alkonyati képek: $\langle\langle\sigma_{\theta}\rangle\rangle = 6^\circ$, $\langle\langle\gamma_{\max}\rangle\rangle = 15^\circ$) igen nagyok voltak. A legnagyobb mért szórásértékek $\sigma_{\theta}^{\max} = 20^\circ$, $\sigma_{\varphi}^{\max} = 25^\circ$, $\sigma_{\delta_{\max}}^{\max} = 80^\circ$, $\max(\delta_{\max}) = 163^\circ$ -nak adódtak a felhős égboltoknál, és $\sigma_{\varphi}^{\max} = 42^\circ$, $\max(\gamma_{\max}) = 99^\circ$ -nak az alkonyati egeknél. Ezek a nyilvánvalóan nagy hibák nem támasztják alá azt a vélekedést, hogy felhős vagy alkonyati/hajnali égboltocon a nem látható Nap helye az égbolt szín- és fényességmintázata alapján szabad szemmel is nagy pontossággal megbecsülhető.

Bár ezen eredményeink alulbecsülik egy tapasztalt viking navigátor vizuális nappozíció-meghatározásának pontosságát, a vizsgált ellenérv (miszerint a vi-

1. táblázat

Felhős égboltképeken 18 tesztalany mindegyike által 12-szer megbecsült nappozíciók $\sigma_{||}$ és σ_{\perp} szögszórásai a Nap becsült átlagos helyén átmenő, két egymásra merőleges főkör mentén, egy adott képen becsült nappozíciók δ_{\max} maximális szögtávolsága, és a becsült nappozíciók tetszőleges vonatkoztatási iránytól mért φ azimutszögének σ_{φ} szórása az első laboratóriumi pszichofizikai kísérletsorozatban [5].

sorszám	$\sigma_{ }$	σ_{\perp}	δ_{\max}	σ_{φ}
1.	1,9°	3,5°	36,5°	5,0°
2.	1,1°	1,4°	8,1°	2,1°
3.	7,5°	10,5°	80,3°	14,3°
4.	7,9°	8,8°	76,8°	10,3°
5.	3,2°	4,9°	23,2°	6,9°
6.	4,5°	5,3°	41,2°	8,5°
7.	4,8°	8,7°	102,7°	15,3°
8.	5,6°	7,6°	67,1°	8,2°
9.	5,5°	10,8°	89,6°	13,0°
10.	6,3°	10,0°	79,4°	13,4°
11.	4,9°	6,1°	48,4°	6,4°
12.	4,3°	6,6°	30,5°	8,2°
13.	5,6°	11,4°	67,1°	11,0°
14.	4,1°	13,2°	116,8°	17,8°
15.	4,5°	6,9°	36,5°	13,6°
16.	2,8°	6,6°	33,3°	11,4°
17.	9,6°	12,8°	62,7°	20,4°
18.	20,2°	22,5°	106,6°	66,7°
19.	10,8°	14,3°	36,5°	19,0°
20.	5,3°	10,2°	105,1°	14,1°
21.	7,4°	23,8°	162,9°	36,5°
22.	17,0°	25,2°	81,3°	75,2°
23.	11,6°	17,6°	66,0°	21,6°
24.	11,3°	22,8°	90,3°	80,1°
25.	17,4°	24,7°	119,3°	58,4°
átlag	$\langle \sigma_{ } \rangle$	$\langle \sigma_{\perp} \rangle$	$\langle \delta_{\max} \rangle$	$\langle \sigma_{\varphi} \rangle$
	7,4°	11,9°	70,7°	22,3°

king navigátoroknak nem volt szükségük kettőtörő kristályokra a felhők által takart Nap helyének az égboltpolarizáció alapján történő meghatározásához, mivel a Nap helye a felhős égbolton szabad szemmel is egészen pontosan megbecsülhető (nem vehető komolyan a polarimetrikus viking navigáció hipotézisének bírálatként. Eredményeink csupán a polarimetrikus viking navigáció egyik ellenérvét kérdőjelezzik meg, s arra utalnak, hogy felhős vagy ködös időben szükség lehetett valamilyen „mankóra” a viking navigátoroknak a nyílt vizeken való tájékozódáshoz. Az egyik ilyen mankó éppen a polarimetrikus viking navigáció lehetett.

Tiszta és részben felhős égboltok polarimetrikus viking navigációra alkalmas hányada

A polarimetrikus viking navigáció két légköroptikai feltétele:

1. Az égboltfény rezgéssíkja merőleges a szórási síkra, vagyis az égboltfény polarizációiránya megegyezik az egyszeres szórású Rayleigh-modell jóslatával. A polarimetrikus viking navigáció pontosságát az határozza meg, hogy az ég mely részéről jön

olyan fény, amelynek polarizációiránya megfelel a Rayleigh-elméletnek.

2. Az égboltfény p lineáris polarizációfokának megfelelően nagyoknak kell lennie, különben a szem előtt ide-oda forgatott, polárszűrőként működő napkövön át az eget nézve nem észlelhető annak periodikus kifényesedése és elsötétülése, s abból nem, vagy csak igen pontatlanul lehet meghatározni az égboltfény polarizációirányát.

Korábban e feltételek teljesülését még senki sem tudta vizsgálni nagylátószögű képalkotó polariméterek hiányában. E légköroptikai feltételek teljesülése utáni nyomozásunk egy tunéziai sivatagi expedíción kezdődött, amikor 1999-ben azt vizsgáltuk a Nap horizont fölötti θ_N szögmagassága függvényében, hogy a részben felhős ég polarizációs mintázata mennyiben hasonlít a tiszta égéhez, amit fontos volt tudni a sivatagi hangyák (*Cataglyphis bicolor*) égbolt-polarizáció alapján történő navigációjának megértéséhez [6]. Habár korábban már számos alkalommal mérték, hogy az égboltfény polarizációja mennyire felel meg a Rayleigh-elméletnek, e vizsgálatok az ég viszonylag kevés pontjára/irányára korlátozódtak csak, mert pontforrású polarimétereket használtak.

Egy adott napállásnál és a spektrum egy adott tartományában az égboltfény 180° látószögű képalkotó polarimetriával mért α polarizációs szög-mintázatának felhasználásával az ég minden általunk vizsgált pontjában képeztük az $\alpha_{\text{mért}}$ mért és az α_{Rayleigh} Rayleigh-elméletből számolt polarizációs szögek $\Delta\alpha = |\alpha_{\text{mért}} - \alpha_{\text{Rayleigh}}|$ különbségét. Ezután az ég azon pontjainak N_{Rayleigh} számát számoltuk meg, amelyekre $\Delta\alpha < \alpha_{\text{küszöb}} = 5^\circ$. Ebből megkaptuk az égbolt összesen $N = 150\,000$ vizsgált pontjának azon $r = N_{\text{Rayleigh}}/N$ hányadát, amelynek polarizációiránya 5° -nál kisebb mértékben tér el a Rayleigh-jóslattól. Meghatároztuk az ég azon pontjainak $N_{\text{nem-Rayleigh}}$ számát is, amelyekre $\Delta\alpha > \alpha_{\text{küszöb}} = 5^\circ$. Az égboltnak a Nap közelében volt $N_{\text{túlexponált}}$ számú olyan pontja is, amelyben a polarizációs felvétel túlexponált volt; e pontokban ismeretlen volt az égboltfény polarizációiránya. Kiszámítottuk az $n = N_{\text{nem-Rayleigh}}/N$ és a $t = N_{\text{túlexponált}}/N$ relatív értékeket is. Az r , n és t közti viszony nyilván $r+n+t=1$. E számításokat elvégeztük a tunéziai sivatagban mért tiszta és részben felhős égboltokra a napállás függvényében (5. ábra). A felhős égboltképeken a felhőket egy általunk kifejlesztett algoritmussal detektáltuk. Ily módon az ég tiszta, illetve felhős régióira külön-külön azt is megvizsgálhattuk, hogy az égbolt mely részeinek polarizációiránya követi $\alpha_{\text{küszöb}} = 5^\circ$ pontossággal a Rayleigh-elméletet. Méréseinkből (például 5. ábra, 2. és 3. táblázat) a következőket állapítottuk meg [6, 7]:

1. A Nap egy adott állásánál és a spektrum egy adott tartományában az ég polarizációirány-mintázatának polarimetrikus viking navigációra alkalmas r hányada tiszta égnél mindig nagyobb, mint részben felhősnél. Tiszta égre r 13% és 69% között változik, míg részben felhős égre 4% és 69% között. Ha a Nap a horizonton vagy annak közelében van és nem takarják felhők, akkor a részben felhős ég r -értékei megközelítik a tiszta égét.

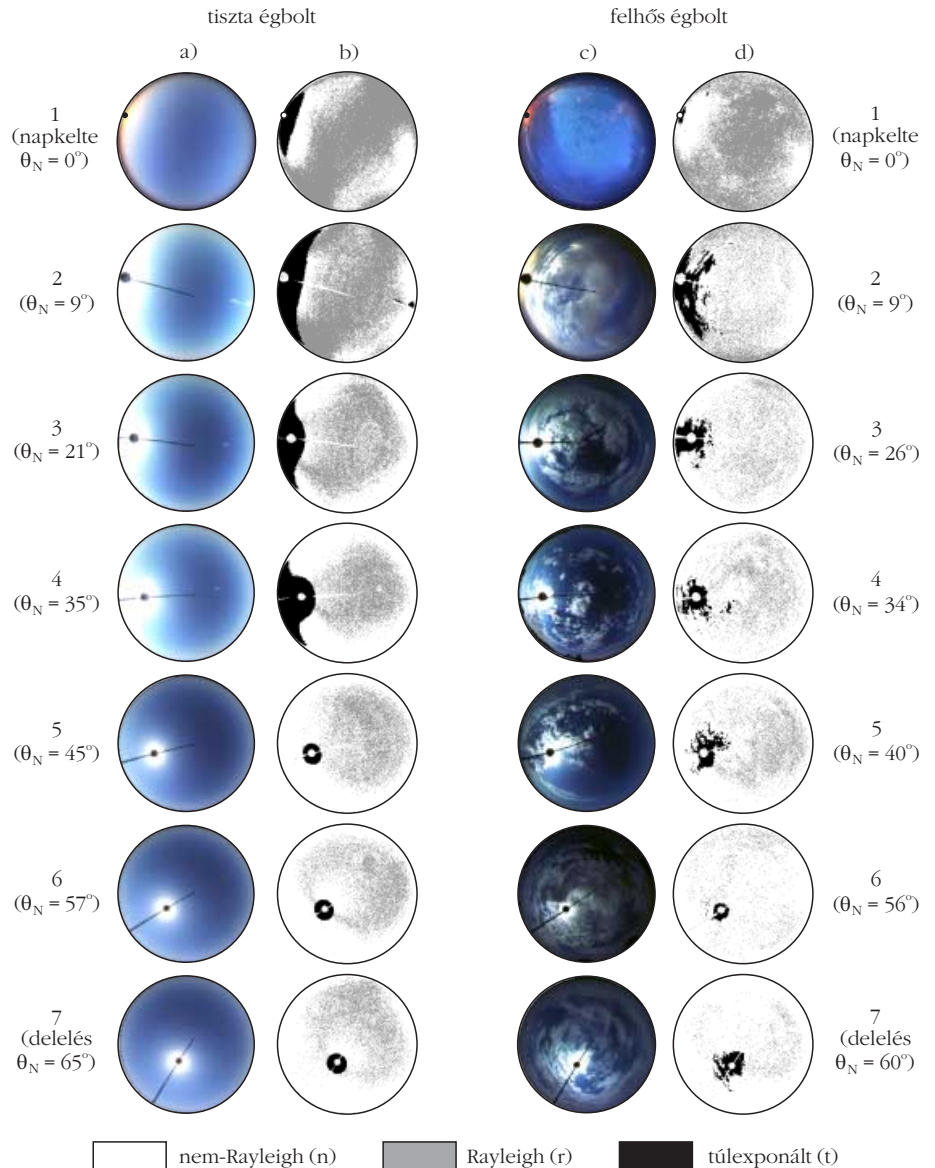
2. Minél kisebb a Nap horizonttól mért θ_N szögtávolsága, annál nagyobb a tiszta vagy részben felhős ég polarimetrikus viking navigációra alkalmas r hányada a hullámhossztól függetlenül. Tiszta égen a spektrum vörös tartományában (ahol az ég túlexponált részének t hányada a legkisebb, vagyis ahol r mért értékeinek pontossága maximális), r 19%-ról 65%-ig nő, amint θ_N 65°-ról (delelés) 0°-ra (napkelte vagy napnyugta) csökken. Részben felhős égen a spektrum vörös tartományában r 4%-ról 56–65%-ra nő, amint θ_N a legnagyobb szögértékről nulláig csökken.

3. Nagy napmagasságoknál tiszta és részben felhős egeknél egyaránt r legnagyobb a spektrum kék tartományában és legkisebb a vörösben. Alacsonyabb napmagasságoknál $r_{\text{zöld}} > r_{\text{vörös}}$, de $r_{\text{kék}} < r_{\text{zöld}}$.

4. Néha az ég felhős részein a polarizációirány mintázatának tekintélyes része (12–34%-a) felel meg a Rayleigh-elméletnek, ami a θ_N napmagasság csökkenésével a hullámhossztól függetlenül fokozatosan nő.

Ha az égnek a Nap körüli túlexponált részein is ismert lenne a polarizációirány mintázata, akkor e régiók főleg az ég polarimetrikus viking navigációra alkalmatlan n hányadát növelnék, mert azok nagy mértékben átfednek a neutrális pontok környékének a Rayleigh-mintázattól jelentősen eltérő részeivel. Ezért a 2. és 3. táblázatban az r értékei csak kis mértékben térnek el a valóságtól t viszonylag nagy értékei ellenére.

A felhőkbeli többszörös fényszórás az oka annak, hogy a felhőfény polarizációiránya eltérhet az egyszerű szórás Rayleigh-elmélete által jósolt iránytól. Ha azonban a felhőket közvetlen napfény világítja meg, akkor nagy annak az esélye, hogy egy földi megfigyelt a felhő részecskéiről csak egyszerűen szóródott napfény éri. Ugyanakkor, minél alacsonyabban áll a Nap, annál nagyobb az esélye, hogy a felhőket direkt napfény világítja meg. Ezzel magyarázható tehát, hogy minél közelebb van a Nap a horizonthoz, annál



5. ábra. Tunéziai tiszta (a) és részben felhős (c) égboltok fényintenzitásának eloszlása a Nap horizonttól mért θ_N szögmagassága függvényében. A kör alakú mintázatok közepe a zenit, kerülete a horizont, a zenittől mért φ szög pedig arányos a kör közepétől mért sugárral ($\varphi_{\text{zenit}} = 0^\circ$, $\varphi_{\text{horizont}} = 90^\circ$). (b, d) Szürke, illetve fehér jelöli az ég azon „Rayleigh”, illetve „nem-Rayleigh” részeit, amelyeknél az égboltfénynek a spektrum vörös (650 nm) tartományában mért $\alpha_{\text{mért}}$ polarizációs szöge $\Delta\alpha = |\alpha_{\text{mért}} - \alpha_{\text{Rayleigh}}| = 5^\circ$ -nél kisebb, illetve nagyobb mértékben tér el a Rayleigh-féle egyszeres szórás elméletből számolt α_{Rayleigh} polarizációs szögtől. Fekete jelöli az égbolt túlexponált régióit. Tehát a szürke részek alkalmasak a polarimetrikus viking navigációra, a fehér részek nem, a feketékről pedig nem tudható. A Nap helyét pontok, illetve a Napot kitakaró korong jelöli. A sugárirányú fekete vonal a napkitakaró korong drótyja. r , n és t tiszta, illetve részben felhős égboltokra mért értékeit a 2., illetve 3. táblázat első 7 sora tartalmazza.

nagyobb a részben felhős ég polarimetrikus viking navigációra alkalmas r hányada, ami megközelítheti, sőt el is érheti a tiszta égre jellemző értékeket, amikor a Nap a horizonton van.

A fentiekből az a következtetés vonható le, hogy tiszta égboltnál a Nap θ_N szögmagasságától függően az égboltfény polarizációirány-mintázatának a Rayleigh-elméletet $\alpha_{\text{küszöb}} = 5^\circ$ pontossággal követő r hányada nagyon magas, főleg $\theta_N \leq 13^\circ$ alacsony napállások mellett, amikor $40\% < r < 70\%$. A felhőzöttség-től és a felhők napfény általi megvilágításától függően r többé-kevésbé csökken felhős viszonyok között, de

2. táblázat

Tunéziai tiszta égboltok azon r (%), illetve n (%) hányada, amelynél az égboltfénynek a spektrum vörös (650 nm), zöld (550 nm) és kék (450 nm) tartományában mért $\alpha_{\text{mért}}$ polarizációs szöge $\Delta\alpha = |\alpha_{\text{mért}} - \alpha_{\text{Rayleigh}}| = 5^\circ$ -nál kisebb, illetve nagyobb mértékben tér el a Rayleigh-féle egyszerűes szórás elméletből számolt α_{Rayleigh} polarizációs szögtől, és az ég t (%) hányada, amelyről az égboltról készített polarizációs képek túlexponáltsága miatt nem tudható semmi. N : az égbolt sorszáma napkeltétől (1), delelésen (7) át napnyugtáig (14). θ_N : a Nap horizonttól mért szögmagassága. $r + n + t = 100\%$.

N	θ_N	vörös (650 nm)			zöld (550 nm)			kék (450 nm)		
		r (%)	n (%)	t (%)	r (%)	n (%)	t (%)	r (%)	n (%)	t (%)
1.	0°	65,74	55,75	4,97	67,78	28,83	3,39	49,94	36,43	13,63
2.	9°	59,01	28,39	12,60	56,15	21,08	22,77	25,99	26,63	47,39
3.	21°	38,17	52,31	9,52	51,83	35,03	13,14	37,44	35,01	27,55
4.	35°	25,88	62,43	11,68	35,88	46,22	17,89	29,25	31,18	39,57
5.	45°	24,86	73,22	1,91	34,95	62,68	2,37	34,20	58,33	7,47
6.	57°	19,94	78,04	2,02	30,25	67,41	2,34	27,92	67,61	4,46
7.	65°	19,45	78,49	2,06	37,04	60,60	2,36	43,15	52,59	4,25
8.	64°	20,09	77,78	2,13	38,63	59,09	2,29	51,59	43,60	4,81
9.	58°	19,64	77,81	2,55	33,01	64,23	2,76	43,20	38,11	18,69
10.	44°	18,74	77,90	3,35	37,80	58,53	3,67	43,13	40,51	16,36
11.	34°	27,08	67,04	5,87	37,24	55,29	7,47	40,55	41,95	17,51
12.	25°	36,88	47,93	15,20	43,60	36,12	20,28	23,87	35,02	41,11
13.	13°	39,28	42,64	18,08	43,76	31,72	24,52	12,53	35,32	52,15
14.	0°	64,53	32,54	2,93	69,17	28,98	1,85	24,92	53,34	21,74

3. táblázat

Mint a 2. táblázat, de most részben felhős tunéziai égboltokra.

N	θ_N	vörös (650 nm)			zöld (550 nm)			kék (450 nm)		
		r (%)	n (%)	t (%)	r (%)	n (%)	t (%)	r (%)	n (%)	t (%)
1.	0°	64,59	34,81	0,60	68,05	31,89	0,06	28,88	34,20	36,92
2.	9°	22,54	67,88	9,58	22,78	68,59	8,63	26,35	57,19	16,47
3.	26°	14,72	80,43	4,85	21,46	72,99	5,55	20,04	60,12	19,84
4.	34°	14,58	81,46	3,96	20,75	74,73	4,53	16,32	60,23	23,45
5.	40°	14,74	81,38	3,87	26,00	69,69	4,32	21,12	60,97	17,92
6.	56°	6,22	92,67	1,12	9,21	89,67	1,12	6,91	63,27	29,81
7.	60°	3,96	92,25	3,79	6,88	89,11	4,02	11,89	80,53	7,58
8.	61°	5,30	93,21	1,50	9,87	88,46	1,67	14,20	71,28	14,52
9.	59°	10,99	84,78	4,23	20,17	74,30	5,52	27,63	60,70	11,67
10.	46°	18,95	78,02	3,03	23,20	73,46	3,34	25,45	55,84	18,71
11.	37°	15,60	78,68	5,72	18,75	74,05	7,20	17,95	62,65	19,41
12.	23°	30,19	55,99	13,82	37,63	45,17	17,20	35,20	29,13	35,68
13.	11°	41,49	51,82	6,69	50,74	43,01	6,25	52,47	37,95	9,58
14.	0°	56,42	37,63	5,96	68,72	28,65	2,63	57,36	22,20	20,45

4. táblázat

Tiszta, részben felhős és napfény világitotta ködös ég polarizációs sajátosságai (átlag \pm szórás) a spektrum vörös (V, 650 nm), zöld (Z, 550 nm) és kék (K, 450 nm) tartományában 180° látószögű képalkotó polarimetriával mérve az Északi-sarkvidéken. p : lineáris polarizációfok, z : az α polarizációs szög-mintázat zajossága, b : az α -mintázat azon hányada, amely 5° pontosságon belül megegyezik a tiszta égboltéval, e : az α -mintázat azon hányada, amely 5°-nál jobban eltér a tiszta égétől, t : az α -mintázat túlexponált része. Az átlagolás 10 tiszta, 10 részben felhős és 10 ködös égre történt.

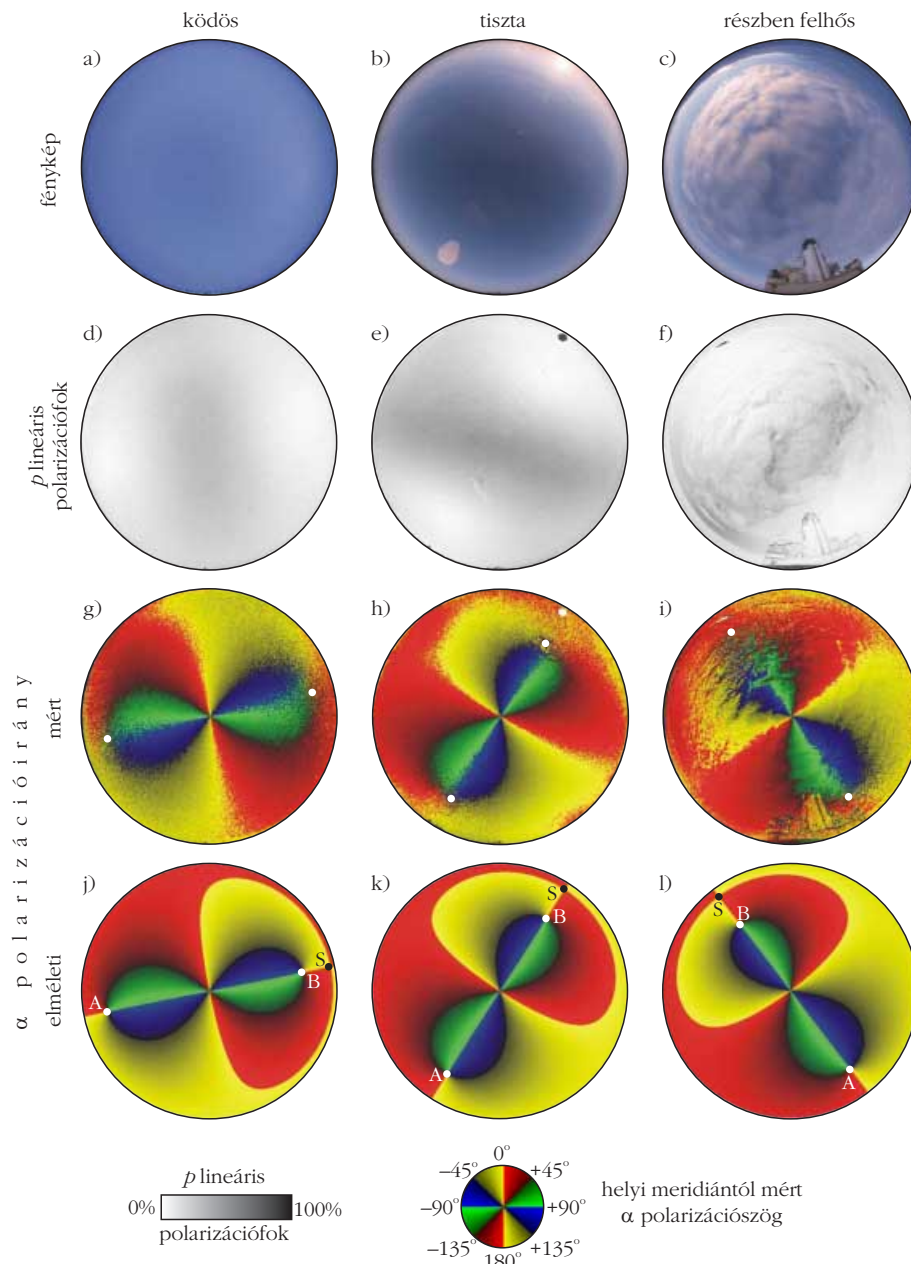
égbolt	p (%) lineáris polarizációfok			az α -mintázat z (%) zajossága			a tiszta ég α -mintázatának való megfelelés (%)								
							V			Z			K		
	V	Z	K	V	Z	K	b	e	t	b	e	t	b	e	t
tiszta	28,2 $\pm 17,5$	23,5 $\pm 14,3$	20,6 $\pm 12,1$	4,6 $\pm 0,7$	3,5 $\pm 0,8$	4,6 $\pm 1,4$	65,8 $\pm 10,0$	25,6 $\pm 8,0$	8,6 $\pm 4,9$	70,7 $\pm 8,2$	22,9 $\pm 6,4$	6,4 $\pm 3,4$	67,0 $\pm 11,6$	23,5 $\pm 7,3$	9,5 $\pm 6,0$
felhős	15,8 ± 10	14,8 $\pm 8,7$	14,4 $\pm 8,4$	10,4 $\pm 2,7$	8,1 $\pm 2,2$	6,3 $\pm 1,3$	49,0 $\pm 7,5$	46,7 $\pm 9,6$	4,3 $\pm 4,2$	57,2 $\pm 7,4$	39,4 $\pm 8,7$	3,4 $\pm 3,7$	61,8 $\pm 7,7$	33,9 $\pm 8,5$	4,3 $\pm 4,1$
ködös	8,6 $\pm 4,7$	8 $\pm 4,1$	7,8 $\pm 3,6$	21,8 $\pm 6,8$	22,9 $\pm 12,5$	14,8 $\pm 8,4$	41,4 $\pm 14,5$	55,9 $\pm 14,3$	2,7 $\pm 4,0$	45,7 $\pm 16,6$	52,0 $\pm 16,6$	2,3 $\pm 3,3$	50,0 $\pm 14,2$	47,6 $\pm 15,2$	2,4 $\pm 3,4$

néha r értéke figyelemre méltóan magas lehet, ismét főleg alacsony napállásokra (például $r_{\text{max}} = 69\%$ volt $\theta_s = 0^\circ$ mellett). A tiszta és részben felhős ég polarizációirány-mintázatának nagy része tehát általában jó közelítéssel megfelel a Rayleigh-féle mintázatnak, ami a polarimetrikus viking navigáció alapja.

A polarimetrikus viking navigáció lehetősége ködben

A vikingek fő hajózási útvonalain (1. ábra) gyakran van köd, ami sokszor olyan sűrű, hogy nem látható a napkorong sem, főleg amikor a Nap a horizont közelében van. Vajon a polarimetrikus viking navigáció működhet-e ködben is? A Svéd Sarkkutató Titkárság által szervezett *Beringia 2005* hat-hetes nemzetközi expedíció tagjaiként 2005 augusztusában–szeptemberében a svéd Oden jégtörőhajóval *Susanne Åkesson* és *Horváth Gábor* átszelték a Jeges-tengert, 2005. szeptember 12-én áthaladtak az Északi-sarkon, közben pedig mérték a ködös vagy teljesen borult arktiszi ég polarizációs mintázatát, amikor a napkorong nem volt látható [8] (6. ábra, 4. táblázat).

Az általunk vizsgált meteorológiai helyzetekben a ködré-



6. ábra. Ködös, tiszta és részben felhős eget 180° látószögű fényképei (a–c) és lineáris polarizációs mintázatai (d–f) a spektrum kék (450 nm) tartományában az Északi-sarkvidéken mérve. (j–l) a tiszta égboltnak a Rayleigh-modellnél a valóságot jobban közelítő elmélet alapján számított α polarizációs szög-mintázatai a Nap a–i mintázatokéval megegyező helye mellett. Az α -mintázatokon fehér pontok jelölik a Nap (S), valamint az Arago- (A) és Babinet-féle (B) neutrális pontokat.

teget direkt napfény érte, mivel a horizont fölötti Napot nem takarták felhők, de a köd olyan vastag volt, hogy a napkorong nem látszott. A felhőzöttségtől és a hullámhossztól függően, a részben felhős ég lineáris polarizációfokának és zajosságának $p_{\text{felhős}} = 10\text{--}25\%$ és $z_{\text{felhős}} = 4\text{--}15\%$ átlaga a tiszta ég $p_{\text{tisza}} = 16\text{--}34\%$, $z_{\text{tisza}} = 3\text{--}6\%$ és a ködös ég $p_{\text{ködös}} = 4\text{--}15\%$, $z_{\text{ködös}} = 5\text{--}45\%$ átlagai közé esik. A tiszta, részben felhős és ködös ég mért α -mintázatainak az elméleti α -mintázatokhoz való hasonlóságaira $h_{\text{tisza}} = 65,8\text{--}70,7\%$, $h_{\text{felhős}} = 49,0\text{--}61,8\%$ és $h_{\text{ködös}} = 41,4\text{--}50,0\%$ értékek adódtak, h minimumai és maximumai pedig $45\% \leq h_{\text{tisza}} \leq 81\%$, $36\% \leq h_{\text{felhős}} \leq 72\%$ és $19\% \leq h_{\text{ködös}} \leq 71\%$ voltak. Tehát, ha a köd nem

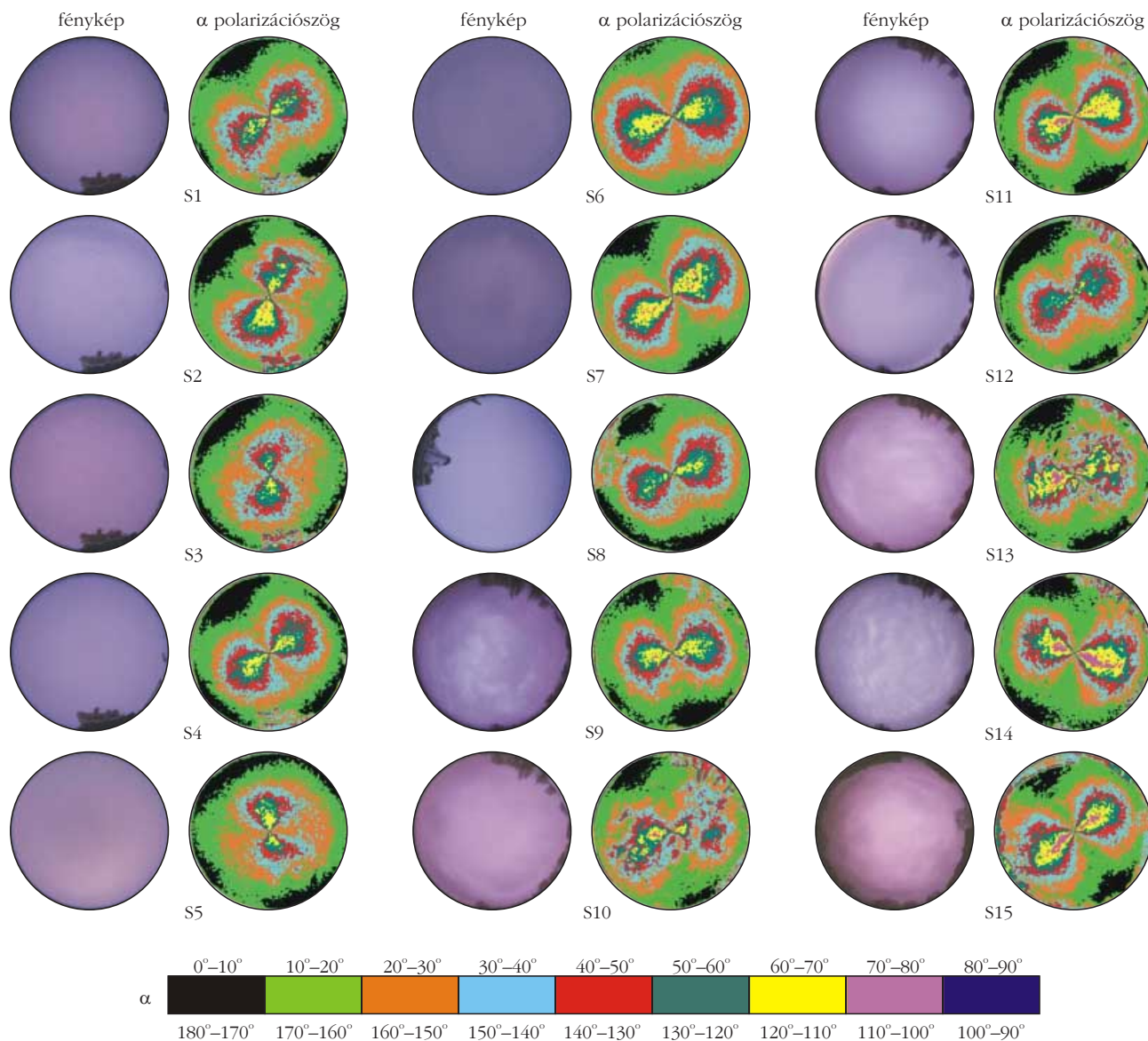
túl vastag, akkor a napvilágította ködös ég α -mintázata nagyon hasonlíthat az elméleti α -mintázathoz. Ugyanakkor az átlagok közti viszonyok a következők: $p_{\text{ködös}} < p_{\text{felhős}} < p_{\text{tisza}}$, $z_{\text{tisza}} < z_{\text{felhős}} < z_{\text{ködös}}$, $h_{\text{ködös}} < h_{\text{felhős}} < h_{\text{tisza}}$.

Méréseinkből ([8], 6. ábra, 4. táblázat) a következőkre jutottunk: Ha a ködöt közvetlen napfény éri, akkor a ködös ég α -mintázata nagyon hasonló a megfelelő tiszta égéhez. Következésképpen, napvilágította ködben a polarimetrikus viking navigáció 1. légköroptikai feltétele közel annyira teljesül, mint tiszta ég esetén. Ugyanakkor a ködös égbolt fényének p lineáris polarizációfoka gyakran annyira alacsony, hogy a polarimetrikus viking navigáció 2. légköroptikai feltétele valószínűleg sokszor nem teljesül. A polarimetrikus viking navigáció korlátozó tényezője tehát nem az égboltfény polarizációiránya, hanem a polarizációfoka. Másrészt viszont, részben felhős időben a polarimetrikus viking navigáció mindkét feltétele általában teljesül.

Polarimetrikus viking navigáció teljesen borult időben?

Mivel a vikingeknek gyakran kellett akár napokig is teljesen borult ég alatt hajózniuk a nyílt vizeken, ezért az Arktiszon és Magyarországon mértük teljesen felhős eget polarizációs sajátosságait is [9] (7.

ábra, 5. táblázat), amikor a földfelszínt nagy albedójú fehér hó és jég fedte, néha pedig vagy hó vagy eső esett, amiből a felhők összetételére (jég vagy víz) lehetett következtetni. Nagy meglepetésünkre a teljesen borult eget polarizációirány-mintázatai nagyon hasonlónak bizonyultak a tiszta ég polarizációirány-mintázatához (5., 7. ábra). Ebből az a következtetés vonható le, hogy még teljesen borult időben is teljesül a polarimetrikus viking navigáció azon légköroptikai feltétele, hogy az ég polarizációirány-mintázatának jó része közelítőleg megegyezik a Rayleigh-mintázattal még akkor is, ha az α -mintázat meglehetősen zajos (5. táblázat). Azonban a teljesen borult ég fényének p



7. ábra. Teljesen borult égek 180° látószögű képalkotó polarimetriával a spektrum kék (450 nm) tartományában az Északi-sarkvidéken (S1–S8) és Magyarországon (S9–S15) mért fényintenzitásának és a helyi meridiántól mért α polarizációs szögének mintázatai. Mind az arktiszi, mind pedig a magyar helyszíneken a földfelszín nagy albedójú fehér hó és jég fedte.

lineáris polarizációfoka olyan kicsi (5. táblázat), ami mégis valószínűtlenné teszi, hogy egy viking navigátor képes lett volna használni az ég polarizációját: ha p kicsi, akkor hiába forgatja az ember a szeme előtt a polarizátorként működő napkövet, a borult égbolt fényének szinuszos ingadozása nem vagy csak alig észlelhető, miáltal az égboltfény polarizációiránya nem vagy csak igen pontatlanul határozható meg.

További kutatások

Eddigi vizsgálatainkkal tisztáztuk, hogy a polarimetrikus viking navigáció légköroptikai feltételei milyen meteorológiai körülmények között teljesülhetnek, s amikor nem. Hátra van még annak laboratóriumi pszichofizikai mérésekkel, számos tesztalanyon való tanulmányozása, hogy

- lineáris polárszűrőként működő különféle napkövekkel (például kordierit-, turmalin- és mészpátkristályokkal) mekkora pontossággal határozható meg a lineárisan poláros fény rezgésirányának iránya a polarizációfok függvényében (a polarimetrikus viking navigáció 1. lépése);

- az égbolt két tetszőleges pontjában mért polarizációirányból milyen pontossággal határozható meg a köd/felhő miatt nem látható Nap helye az égboltpontokon átmenő, s a polarizációiránnyal párhuzamos két főkör metszéspontjának becslésével (a polarimetrikus viking navigáció 2. lépése);

- a köd/felhő által takart Nap helyének ismeretében egy viking napórával mekkora pontossággal határozható meg a földrajzi északi irány (a polarimetrikus viking navigáció 3. lépése).

Miután e pszichofizikai mérésekkel meghatároztuk a polarimetrikus viking navigáció egyes lépéseinek

5. táblázat

Egy tiszta ég (S0) és 15 teljesen borult ég (S1–S15) polarizációs sajátosságai (átlag±szórás) a spektrum vörös (V, 650 nm), zöld (Z, 550 nm) és kék (K, 450 nm) tartományában 180° látószögű képalkotó polarimetriával mérve az Északi-sarkvidéken (Arktiszon) (S1–S8) és Magyarországon (S9–S15). A p lineáris polarizációfokot az egész égboltra átlagoltuk. Az α polarizációs-zög-mintázat z zajosságát a teljes égre számoltuk. Mind az arktiszi, mind a magyar helyszíneken a földfelszín nagy albedójú fehér hó és jég fedte.

N	p (%) lineáris polarizációfok			az α -mintázat z (%) zajossága		
	V	Z	K	V	Z	K
arktiszi tiszta ég						
S0	34±25	25±16	21±15	5	3	6
arktiszi teljesen borult egek						
S1	6±4	5±3	4±3	32	43	30
S2	5±3	5±3	4±2	28	29	24
S3	5±4	5±3	4±3	33	41	30
S4	5±4	5±3	4±3	31	34	27
S5	5±3	5±3	4±2	28	38	29
S6	7±4	7±4	5±3	36	37	23
S7	8±5	8±5	6±3	30	40	22
S8	5±3	4±3	3±2	27	33	31
magyarországi teljesen borult egek						
S9	5±3	5±3	4±3	27	38	29
S10	5±3	5±3	5±3	29	42	31
S11	5±3	5±3	4±3	26	32	28
S12	4±3	4±3	3±2	27	32	32
S13	5±3	5±3	5±3	26	36	29
S14	3±3	4±3	3±2	28	30	23
S15	5±3	6±4	5±3	30	42	39

pontosságát leíró hibafüggvényeket, vállalkozhatunk arra, hogy egy adott ég polarizációfok- és polarizáció-irány-mintázatainak mérése után számítógépes modellezéssel megbecsüljük annak valószínűségét, hogy az adott meteorológiai helyzetben mekkora annak az esélye, hogy a polarimetrikus viking módszerrel adott pontossággal megkapjuk a földrajzi északi irányt. Végül válaszolni tudunk majd arra a kérdésre, hogy milyen meteorológiai szituációkban működhetett, s melyekben nem a polarimetrikus viking navigáció.

MAGHASADÁS, FEKETE LYUKAK

Emlékezés John Archibald Wheelerre

John Archibald Wheeler (1911–2008), a huszadik század egyik legkiemelkedőbb fizikusa távozott közülünk 96 éves korában, 2008. április 13-án. A *Fizika Története (The Story of Physics)* című könyv a huszadik század egyik legsokoldalúbb fizikusaként említi. Rövid megemlékezésemben megpróbálom érzékeltetni, mennyire reális ez az értékelés.

Mivel az egykori viking navigátorokkal már nem végezhető el a fönti kísérletek, ezért zömében magyar egyetemi hallgatókon mérjük a polarimetrikus viking navigáció különböző lépéseinek hibafüggvényeit. E kísérletek jelenleg is folynak az ELTE Biológiai Fizika Tanszékének Biooptika Laboratóriumában.

Köszönetnyilvánítás

Kutatómunkánkat a német Alexander von Humboldt Alapítvány műszeradamánya támogatta. A tunéziai expedíciót a Svájci Tudományos Kutatási Alap finanszírozta. A finnországi mérőkampányt az Oului Egyetem Biológiai Intézete támogatta. Az északi-sarki expedíciót a Svéd Sarkkutató Titkárság és a Lundi Egyetem szervezte és támogatta. A laboratóriumi pszichofizikai kísérletek külföldi teszt-alanyainak toborzásában és a kísérletek elvégzésében Gál József (Brémai Egyetem) és Horváth Róbert (Roskildei Egyetem) segített, amiért hálásak vagyunk. Köszönjük továbbá Selmeczi Dávidnak (Dánia), hogy Ramskou dánul publikált cikkeit magyarra fordította.

Irodalom

1. Thirslund, S.: *Viking Navigation: Sun-Compass Guided Norsemen first to America*. Humlebaek, Denmark, Print: Gullanders Bogtrykkeri a-s, Skjern, 2001.
2. Ramskou, T.: Solstenen. *Skalk* 2 (1967) 16–17.
3. Frisch K. von: Die Polarisation des Himmelslichtes als orientierender Faktor bei den Tänzern der Bienen. *Experientia* 5 (1949) 142–148.
4. Horváth, G., Varjú, D.: *Polarized Light in Animal Vision - Polarization Patterns in Nature*. Springer-Verlag, Heidelberg–Berlin–New York, 2004.
5. Barta, A., Horváth, G., Meyer-Rochow, V.B.: Psychophysical study of the visual sun location in pictures of cloudy and twilight skies inspired by Viking navigation. *Journal of the Optical Society of America A* 22 (2005) 1023–1034.
6. Pomozi, I., Horváth, G., Wehner, R.: How the clear-sky angle of polarization pattern continues underneath clouds: full-sky measurements and implications for animal orientation. *Journal of Experimental Biology* 204 (2001) 2933–2942.
7. Suhai, B., Horváth, G.: How well does the Rayleigh model describe the E-vector distribution of skylight in clear and cloudy conditions? A full-sky polarimetric study. *Journal of the Optical Society of America A* 21 (2004) 1669–1676.
8. Hegedüs, R., Åkesson, S., Wehner, R., Horváth, G.: Could Vikings have navigated under foggy and cloudy conditions by skylight polarization? On the atmospheric optical prerequisites of polarimetric Viking navigation under foggy and cloudy skies. *Proceedings of the Royal Society A* 463 (2007) 1081–1095.
9. Hegedüs, R., Åkesson, S., Horváth, G.: Polarization patterns of thick clouds: overcast skies have distribution of the angle of polarization similar to that of clear skies. *Journal of the Optical Society of America A* 24 (2007) 2347–2356.
10. Roslund, C., Beckman, C.: Disputing Viking navigation by polarized skylight. *Applied Optics* 33 (1994) 4754–4755.

Sok évvel ezelőtt, egy princetoni látogatásom előtt írtam neki, hogy szeretnék vele interjút készíteni a *Candid Science* című sorozatunk számára. Nagy örömmre azonnal válaszolt, hogy szívesen fogad. A látogatás annyira kellemes volt, hogy későbbi útjaim során minden alkalommal meglátogattam és mindig kedvesen fogadott és rendszerint a Faculty Clubba vitt

ebédelni. Egyik alkalommal megmutatta *Einstein* korábbi szobáját és soha nem felejtette el megemlíteni, hogy mennyire szereti a magyarokat.

Először nagy sikere *Niels Bohrral* való közös munkája volt, amelyben elméleti magyarázatot adtak a pár hónappal azelőtt felfedezett maghasadásra. 1934-ben, poszt-doktorként Bohr koppenhágai intézetébe került egy évre, ami döntő hatással volt további pályájára. 1939 elején Bohr éppen Princetonba készült előadásokat tartani, amikor a hajóra szállás előtti utolsó pillanatban kapott friss híreket a maghasadás felfedezéséről. Mint ismeretes, két német kémikus, *Otto Hahn* és *Fritz Strassmann* 1938 végén uránt bombázott neutronokkal és arra gondoltak, hogy az uránnál magasabb rendszámú elemeket állítottak elő, de a kémiai elemzés szerint a termékek atomsúlya nagyjából az urán atomsúlyának fele volt. Két, Németországból elmenekült fizikus, *Lise Meitner* és unokaöccse, *Otto Frisch* értelmezték Hahnék kísérletét. Megállapították, hogy a kísérlet során maghasadás történt és bárium keletkezett. Ez az információ Bohrt egész úton nem hagyta nyugodni. Korábbi munkatársa, John Wheeler, Bohrt a New York-i kikötőben várta, és Bohr azon nyomban megkérdezte Wheelert, akar-e vele dolgozni a felfedezés elméleti leírásán. Wheeler boldogan mondott igent.

Wheeler Bohrral való közös munkájának több apró részletét is elmesélte nekem. Mint köztudott, a maghasadás angol kifejezését, „fission”, még Otto Frisch javasolta, a sejtek osztódásának mintájára. Bohrnak azonban sehogy sem tetszett ez a szó. Ha „fission” a főnév, mi lesz belőle az ige – kérdezte; azt fogjuk majd mondani, hogy a mag „fishes”? [ami angolul viccesen hangzik]. Bohr és Wheeler még a könyvtárba is elmentek, ahol mindenféle értelmező szótárakat bújva próbáltak jobb kifejezést találni – eredménytelenül. Az elnevezés végül is sikeres lett és megragadt.

Ugyancsak időt álló lett Bohr és Wheeler elmélete: azt próbálták megérteni, mi is történik az urán maghasadásakor. A bombázáskor a neutron energiát ad át az uránnak, ami a mag rezgését válthatja ki, annak deformálódásához vezetve. Arra gondoltak, ez épp olyan, mint egy kémiai reakció. Ekkor jutott Wheeler eszébe, hogy *Wigner Jenőtől* kérjen tanácsot, aki ugyan ekkor már elméleti fizikus volt, de tudta róla, hogy doktori disszertációját *Polányi Mibály* irányításával a kémiai reakciók elméletéből készítette. Wigner valóban tudott segíteni, és végül Bohr és Wheeler sikeresen kidolgozta a maghasadás elméletét, amely hamarosan megjelent a *Physical Review*-ban [1]. Érdekes véletlen, hogy a cikk éppen szeptember elsején jelent meg, azon a napon, amelyen Németország megtámadta Lengyelországot és kezdetét vette a 2. világháború.

A háborús években Wheeler, a legtöbb kiváló amerikai fizikussal egyetemben, tevékenyen kivette részét az amerikai fegyverfejlesztésekben. Részt vett a Manhattan-tervben, a hanfordi telephelyen, ahol a plutónium előállítására építettek atomreaktort. Amikor a reaktort beindították, az egy idő után elkezdett lassulni, és hamarosan le is kellett állítani. Több okra is lehetett gondolni, és végül Wheeler fejtette meg a rejtélyt: a maghasadás közben képződő egyik melléktermék okozta a reaktormérgezést. A lehetséges melléktermékek felezési idejét megállapítva rájött arra, hogy a xenon a bűnös. Ezután már egyszerűbb volt kidolgozni, hogyan lehet a problémát kiküszöbölni.

A fizikusok véleménye a Hiroshimában és Nagasakiban ledobott atombombákról megoszlik. Vannak, akik úgy gondolják, az atombombák bevetése nélkül is legyőzték volna Japánt. Wheelernek azonban más volt a véleménye. Egyfelől az amerikai szőnyegbombázások folytatása valószínűleg legalább annyi, vagy még több áldozatot követelt volna, mint az atombombák. Másrészt azt is tudta, hogy milyen sok fiatal amerikai katona életét mentette meg a Japánra ledobott két atombomba azáltal, hogy Japán ezután nagyon gyorsan kapitulált. Sokan meg is keresték Wheelert a későbbiekben, hogy személyesen is el-



John Archibald Wheeler a Princeton Egyetem fizikai tanszékén, 2001-ben. Hargittai Magdolna felvétele.

mondják neki, az atombombák mentették meg az életüket. Volt azonban egy személyes fájdalom is ezzel kapcsolatban. Öccse, *Joe*, 1944 októberében esett el az olasz fronton. Joe, bár a részleteket nem ismerte, tudta, hogy bátyja fontos, a háborúval kapcsolatos tudományos munkában vett részt. A halála előtti utolsó levelében így sürgette: *Siessetek azzal a munkával!* Sajnos, akkor még távolról sem voltak kézszen az atombombákkal. Wheeler később sokat töprengett azon, mi lett volna, ha 1945 közepe helyett már 1944 közepére elkészültek volna velük. Elképzelése szerint mintegy 15 millió életet lehetett volna megmenteni – és ez a kínzó gondolat élete végéig kísértette.

Wheeler részt vett a hidrogénbomba kifejlesztésében is. Nemrég ünnepeltük *Teller Ede* születésének századik évfordulóját, a *Fizikai Szemle* 2008. januári számának jó részét ennek szentelte. Tellerrel kapcsolatban az egyik legerősebb kritika éppen a hidrogénbomba miatt merült fel – sokak szerint a hidrogénbomba kifejlesztésére már nem lett volna szükség. Wheeler azonban Tellerrel értett egyet. Igaz, a háború után boldogan vetette bele magát az elméleti fizikába és egy ösztöndíjjal éppen Párizsban volt, amikor telefonon felhívták Washingtonból, hogy csatlakozzon a hidrogénbomba kifejlesztésén dolgozó tudóscsoporthoz. Óriási dilemma volt ez számára, folytassa az elméleti fizikai kutatásait, vagy ismét egy borzalmas fegyver kifejlesztésén dol-

gozzon. Tanítómesteréhez, Bohrhoz fordult tanácsért. Bohr nem mondta meg, hogy mit csináljon, csak a következő kérdést tette fel neki: *Vajon Nyugat-Európa szabad lehetne-e a szovjet fenyegetés árnyékában, ha nem fejlesztették volna ki az atombombát?* Wheeler számára Bohr kérdése egyértelműen megmutatta a követendő utat. Lemondott párizsi ösztöndíjáról és csatlakozott a magfúziót kutató *Matterhorn Project*hez.

Wheeler előszeretettel foglalkozott a gravitációval és Einstein általános relativitáselméletével. A gravitációs összeomlás elméletével kapcsolatos, ma már oly népszerű kifejezés, a „fekete lyuk”, egyértelműen az ő nevéhez fűződik. Hozzá kell tennem, hogy ezt nem ő találta ki. Egy konferencián beszélt a gravitációs összeomlásról, amikor valaki bekiabált a hallgatóság köréből ezzel a kifejezéssel. Wheelernek annyira megtetszett, hogy ezentúl már ő is ezt a kifejezést propagálta. Az addig használt „a gravitáció miatt teljesen összeomlott csillag” kifejezés rettenetesen hosszú volt és, ahogy Wheeler megjegyezte: *Elég néhányszor egymás után kimondani ezt a hosszú dolgot, hogy azután kétségbeesetten keressél valami mást helyette.* Persze, itt csak ezeknek a hatalmas gravitációs vonzással rendelkező csillagoknak az elnevezéséről és nem a felfedezéséről beszélünk. A fekete lyukszerű csillagok létezését már közel kétszáz évvel előttük felvetették, elsőként *John Michell* angol csillagász 1784-ben, majd vagy az ő hatására, vagy tőle függetlenül, írt ugyanerről a híres francia matematikus, *Pierre-Simon Laplace* is 1796-ban.

Fontos azt is megemlíteni, hogy kiváló tanár és legalább annyira kiváló tankönyvíró volt. Tanítványai közül *Richard Feynman* emelem ki. Könyvei didaktikusak, szép és közérthető nyelven szólnak az olvasóhoz. Különösen a *Gravitáció* című könyve [2] lett sikeres; két kollegájával, *Charles Misner*rel és *Kip Thorne*-nal együtt írta az 1970-es évek elején, és nemzedékeket tanított az általános relativitáselméletre.

Szerette a szavakat és szeretett játszani velük, sok mondására emlékeznek. Az egyik leghíresebb közülk: „Az idő az, ami megakadályozza, hogy minden egyszerre történjék.” [3].

Végül egy keveset az indulásáról. A floridai Jacksonville-ben született, de hamarosan Baltimore-ba költöztek, ott nőtt fel. Édesapja könyvtáros volt és sokat tett a könyvek és az olvasás népszerűsítéséért. Wheeler érdeklődését a természettudományok iránt valószínűleg édesanyjától örökölte. Doktorátusát a Johns Hopkins Egyetemen szerezte. Életének legnagyobb részében a Princetoni Egyetemen dolgozott, kivéve néhány évet, amelyet a Texasi Egyetemen töltött Austinban és a korábban már említett háború alatti munkáját a Manhattan-tervben és a későbbi hidrogénbomba-projektben. Utolsó találkozásunkkor épp szokásos szabadságára készült Maine-államba, ahol a családjuknak van nyaralója. Kérdeztem, mit fog ott csinálni. A következőt válaszolta: „Látod a kezemet, a lábamat? Mindegyiket boldogan odaadnám, ha megtudhatnám, mi az a kvantum? Mi az, hogy létezés? A kettő kell, hogy összefüggjön, de hogyan? A nyaralónkban van egy kő, amelyet a fiam és a felesége hozott nekem Görögországból, Athén külvárosából, ahol Platón és Arisztotelész sétált és beszélgetett. Egy olyan gépről álmodozom, amelybe beletehetném ezt a követ és a gép kiadná ezeknek a fantasztikus embereknek a beszélgetését. Mindenemet odaadnám azért, hogy hallhassam őket!”

Hargittai Magdolna

Magyar Tudományos Akadémia

Irodalom

1. Bohr N., Wheeler J.A.: The Mechanism of Nuclear Fission. *Phys. Rev.* 56 (1939) 426–450.
2. Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A.: *Gravitation*. W.H. Freeman, San Francisco, 1973.
3. Mackay A.L.: *A Dictionary of Scientific Quotations*. IOP Publishing, Bristol, 1991, 261.

A FIZIKA TANÍTÁSA

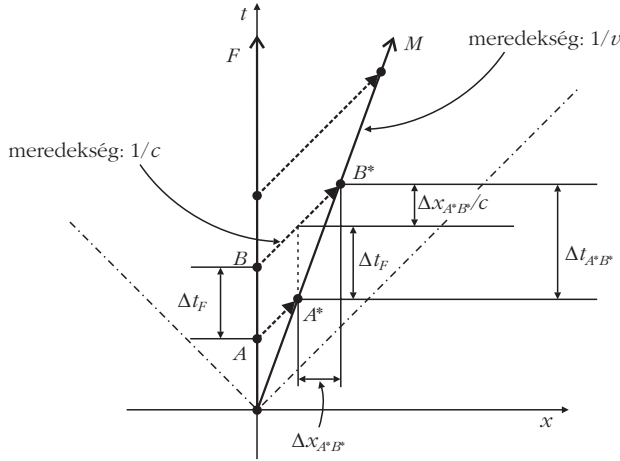
AZ ELEKTROMÁGNESES ÉS AZ AKUSZTIKAI DOPPLER-EFFEKTUS ELEMZÉSE GEOMETRIAI DIAGRAMOKKAL

Bokor Nándor
BME, Fizika Tanszék

A középiskolás diákok és az első éves egyetemi hallgatók, amikor a hullámtannal ismerkednek, gyakran találják zavarba ejtőnek az elektromágneses és az akusztikus Doppler-formulák közötti különbséget. Geometriai diagramoknak, valamint az „esemény” fogalmának felhasználásával egyszerűen rá lehet világítani a kétféle Doppler-effektus közötti matematikai különbségeket fizikai okaira.

Egydimenziós elektromágneses Doppler-effektus

Tekintsük először az elektromágneses Doppler-effektust, egy térbeli dimenzióban. Az *1. ábra* egy 2-dimenziós (x és t) téridő-diagramot mutat arra az esetre, amikor a fényforrás (F) és a megfigyelő (M)



1. ábra. Az elektromágneses Doppler-effektus téridő-diagramja. A forrás (F) nyugalmi rendszerét használjuk; az ábrán szereplő összes távolság és időtartam ebben az inerciarendszerben értendő. A fénylejelek c sebességgel terjednek. A megfigyelő (M) v relatív sebességgel mozog, amelyre $v < c$. A tengelyek olyan módon vannak kalibrálva, hogy a forrás által jobbra kibocsátott fénylejelek világvonalai $+45^\circ$ -os egyenesek (szaggatott vonalak az ábrán). A és B két egymás utáni kibocsátási esemény, A^* és B^* a hozzájuk tartozó észlelési események.

távolodik egymástól az x -tengely mentén. A forrás és a megfigyelő mozgása is időszerű világvonallal írható le (azaz világvonalluk mindenütt a lokális fénykúp belsejében halad), ez megfelel annak a követelménynek, hogy v_F és v_M sebességük kisebb a fény c vákuumbeli sebességénél. Ezen a ponton kihangsúlyozandó az a tény, hogy inerciarendszerünk teljesen tetszőlegesen választható, mivel a fénysebesség *bármelyik* inerciarendszerben c , és csak a forrás és a megfigyelő egymáshoz képesti v sebessége számít. Ilyen módon, az egyszerűség kedvéért és az általánosságból semmit sem veszítve, választhatjuk a forrás nyugalmi rendszerét, vagyis $v_F = 0$ és $v_M = v$, amint az 1. ábra mutatja. Az ábra $A(x,t)$ és $B(x,t)$ pontjai két egymás utáni kibocsátási eseményt (pl. egymás utáni fényimpulzusok vagy szomszédos hullámfrontok elindítását) jelképezik. A hozzájuk tartozó észlelési eseményeket az $A^*(x,t)$ és $B^*(x,t)$ pontok ábrázolják. A kényelem kedvéért kalibráljuk a t - és x -tengelyeket olyan módon, hogy bármely fényimpulzus világvonala $\pm 45^\circ$ meredekségű egyenes vonal legyen ($+45^\circ$, ha az impulzus jobbra, és -45° , ha balra halad). Ezt elérhetjük például úgy, ha az x -tengelyen az $x = 1$ métert választjuk egységnek, a t -tengelyen pedig a $t = (1 \text{ méter}) / (3 \cdot 10^8 \text{ méter/másodperc}) = 3,33 \cdot 10^{-9}$ másodpercet. Az ábrán tehát a $+45^\circ$ meredekségű szaggatott vonalak a forrástól a megfigyelőhöz haladó fényimpulzusok világvonalai.

Az A és B kibocsátási események téridőbeli koordinátáit felhasználva az A^* és B^* észlelési események között eltelt idő így írható (lásd 1. ábra):

$$\Delta t_{A^*B^*} = \Delta t_F + \frac{\Delta x_{A^*B^*}}{c} = \Delta t_F + \frac{v \Delta t_{A^*B^*}}{c}, \quad (1)$$

amiből

$$\Delta t_{A^*B^*} = \frac{\Delta t_F}{1 - \frac{v}{c}}, \quad (2)$$

ahol Δt_F az A és B kibocsátási események között eltelt időtartam, a nyugvó rendszerben (a forrás inerciarendszeréből) mérve. A $\Delta t_{A^*B^*}$ és a Δt_M (az A^* és B^* események között eltelt, a megfigyelő rendszerében mért sajátidő) kapcsolatát az idődilatáció adja meg:

$$\Delta t_{A^*B^*} = \frac{\Delta t_M}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (3)$$

A (2) és (3) egyenletek összevetéséből:

$$\Delta t_M = \Delta t_F \frac{\sqrt{1 + \frac{v}{c}}}{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}} = \Delta t_F \frac{\sqrt{c+v}}{\sqrt{c-v}}. \quad (4)$$

Mindkét oldal reciprokát véve megkapjuk a megfigyelt és a kibocsátott frekvencia közötti kapcsolatot:

$$f_M = f_F \frac{\sqrt{c-v}}{\sqrt{c+v}}. \quad (5)$$

Egy hasonló téridő-diagram segítségével azt is könnyű megmutatni (ez a diákoknak házi feladatként feladható), hogy ha a forrás a megfigyelő felé mozog, a (4) és (5) képletekben szereplő plusz és mínusz előjel felcserélődik. Az egydimenziós esetre az általános képlet tehát:

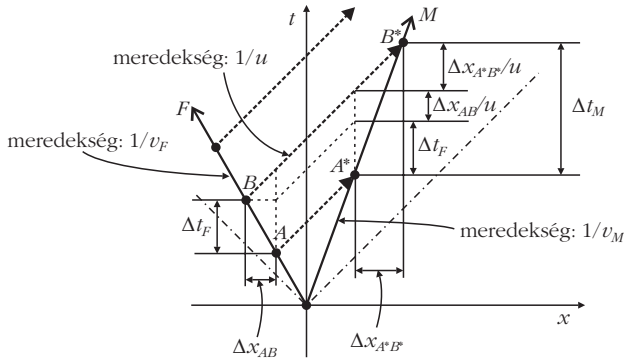
$$f_M = f_F \frac{\sqrt{c \pm v}}{\sqrt{c \pm v}}, \quad (6)$$

ahol a felső előjelek az egymástól távolodó forrás és megfigyelő, míg az alsó előjelek az egymáshoz közeledő forrás és megfigyelő esetén érvényesek.

(Egyszerű házi feladatként az is feladható, hogy a diákok – hasonló téridő-diagramot használva – a megfigyelő nyugalmi rendszerében tárgyalva vezessék le a (6) képletet.)

Egydimenziós akusztikai Doppler-effektus

Ezután készítsünk a fentivel analóg téridő diagramot az akusztikai Doppler-jelenségre. Mivel mind a forrás, mind a megfigyelő lassabban mozog a hang sebességénél (különben nincs Doppler-effektus), ebben az esetben a hang u sebessége az, ami a „természeti háttérsebesség”. Amikor tehát az akusztikus téridő-diagramot készítjük, a t - és x -tengelyeket úgy kalibráljuk, hogy a $\pm 45^\circ$ meredekségű egyenesek a hangimpulzusok világvonalai legyenek. Ezt elérhetjük például úgy, ha az x -tengelyen az $x = 1$ métert választjuk egy-



2. ábra. Az akusztikai Doppler-effektus téridő-diagramja. A terjedési közeg nyugalmi rendszerét használjuk; az ábrán szereplő összes távolság és időtartam az ebben a vonatkoztatási rendszerben mért értéket jelenti. (Itt azonban, mivel a sebességek kicsik, a nyugvó rendszer, a forrás mozgó vonatkoztatási rendszere és a megfigyelő mozgó vonatkoztatási rendszere mind ugyanazokat az időtartamokat mérik!) A tengelyek olyan módon vannak kalibrálva, hogy a közeg vonatkoztatási rendszerében az izotróp u sebességgel terjedő hangjelek világvonalai $\pm 45^\circ$ -os egyenesek (a hangsebesség csak ebben a vonatkoztatási rendszerben izotróp!). A forrás (F) balra mozog v_F sebességgel, a megfigyelő (M) pedig jobbra, v_M sebességgel, amelyekre $v_F, v_M < u$. A és B két egymás utáni kibocsátási esemény, A^* és B^* a hozzájuk tartozó észlelési események.

ségnek, a t -tengelyen pedig a $t = (1 \text{ méter}) / (340 \text{ méter/másodperc}) = 2,94 \cdot 10^{-3}$ másodpercet ($u = 340$ méter/másodperces hangsebességet feltételezve). A Doppler-effektus feltétele, hogy mind a forrás, mind a megfigyelő világvonala mindenütt a lokális „hangkúp” belsejében haladjon. Ezen a ponton kihangsúlyozandó az a tény, hogy *csak egyetlen* olyan inerciarendszer van, amelyben a hangimpulzusok minden irányban ugyanazzal az u sebességgel haladnak – és amelyben $\pm 45^\circ$ -os világvonallal ábrázolhatók: ez az az inerciarendszer, amelyben a *terjedési közeg* nyugalomban van.

A 2. ábra egy akusztikai téridő-diagram arra az egydimenziós esetre, amikor a hangforrás és a megfigyelő távolodik egymástól az x -tengely mentén. A fentiekhez hasonlóan $A(x, t)$ és $B(x, t)$ két egymás utáni kibocsátási esemény (pl. két hangimpulzus vagy két egymást követő hullámfront elindítása), $A^*(x, t)$ és $B^*(x, t)$ pedig a hozzájuk tartozó észlelési események. Mint az ábra mutatja, az A^* és B^* között eltelt idő:

$$\begin{aligned} \Delta t_M &= \Delta t_F + \frac{\Delta x_{AB}}{u} + \frac{\Delta x_{A^*B^*}}{u} = \\ &= \Delta t_F + \frac{v_F \Delta t_F}{u} + \frac{v_M \Delta t_M}{u}. \end{aligned} \quad (7)$$

Átrendezve kapjuk:

$$\Delta t_M = \Delta t_F \frac{u + v_M}{u - v_F}. \quad (8)$$

Mindkét oldal reciprokát véve kapjuk az akusztikai Doppler-effektus ismert képletét:

$$f_M = f_F \frac{u - v_M}{u + v_F}. \quad (9)$$

Könnyű megmutatni, hogy közeledő forrás vagy közeledő megfigyelő esetén a (9) képletben szereplő megfelelő előjel ellenkezőjére változik. Az egydimenziós esetre az általános képlet tehát:

$$f_M = f_F \frac{u \mp v_M}{u \pm v_F}, \quad (10)$$

ahol felső előjelek a távolodó forrás/megfigyelő esetében, az alsó előjelek a közeledő forrás/megfigyelő esetében érvényesek.

Az elektromágneses és az akusztikai Doppler-képletek levezetésének összehasonlítása

Ezen a ponton pedagógiai szempontból hasznos felkérni a diákokat, sorolják fel az alapvető különbségeket a kétféle levezetéshez használt téridő-diagramok és algebrai lépések között. Ez segíti őket összpontosítani az elektromágneses és az akusztikus hullámok, valamint a relativisztikus és a klasszikus kinematika közötti alapvető fizikai különbségekre. A felsorolandó különbségek a következők:

Inerciarendszer

- Az elektromágneses hullámterjedés szempontjából *nincs preferált inerciarendszer*. Minden inerciarendszer egyenértékű, és a fény sebességét mindegyik inerciarendszerben, bármilyen irányban ugyanolyan c értékűnek mérjük. Ez a meglepő kísérleti tény tette lehetővé, hogy az általánosságról való bármilyen lemondás nélkül olyan egyszerűsített téridő-diagramot tekintsünk, amelyben a megfigyelő nyugszik (1. ábra). Az inerciarendszerek egyenértékűségéből következik az is, hogy csak a forrásnak a megfigyelőhöz képesti, *relatív* sebessége fog szerepelni a végső (6) képletben.

- Az akusztikus esetben azonban *van preferált inerciarendszer*: az a rendszer, amelyben a hullámterjedés közege nyugalomban van. Ez az egyetlen vonatkoztatási rendszer, amelyben a hang sebessége izotróp, és u -val egyenlő. Úgy döntünk, hogy téridő-diagramunkat erre az inerciarendszerre rajzoljuk fel (2. ábra). Az általánosság megőrzése végett a számításainkban külön-külön figyelembe kell vennünk a forrás mozgását és a megfigyelő mozgását (lásd 2. ábra). Nem az egymáshoz képesti relatív sebességük, hanem külön-külön mindkettőjük „abszolút” sebessége, azaz ebben a preferált inerciarendszerben (a terjedési közeghez rögzített rendszerben) mért sebességük jelenik meg a (10) végső képletben.

Természetes határsebesség

- Az 1. ábrán a természetes határsebesség a fény vákuumbeli c sebessége. Mind a fényforrás, mind a megfigyelő világvonalának a lokális fénykúpon belül kell elhelyezkednie. A kísérleti eredmények azt mutatják, hogy a c minden fizikai objektum számára alapvető határsebesség. Mivel tehát $v < c$, a (6) képlet mindig tényleges fizikai tartalommal bíró értéket ad f_M -re.

• A 2. ábrán a „természetes határsebességet” a hang u sebessége adja. Mind a hangforrás, mind a megfigyelő világvonalának a lokális „hangkúpon” belül kell elhelyezkednie. Az u hangsebesség *nem* alapvető határsebesség; a természet mind a hangforrás, mind a megfigyelő számára megengedi u túllépését. A (10) képletben azonban a $|v_F| \geq u$ vagy $|v_M| \geq u$ értékek fizikailag értelmetlen (negatív, zérus, vagy végtelen) f_M -értékekhez vezethetnek. Ezek olyan eseteknek felelnek meg, amikor lökéshullámok alakulnak ki és/vagy a hanghullámok nem érik el a megfigyelőt. A Doppler-képlet ilyen esetekben nem alkalmazható.

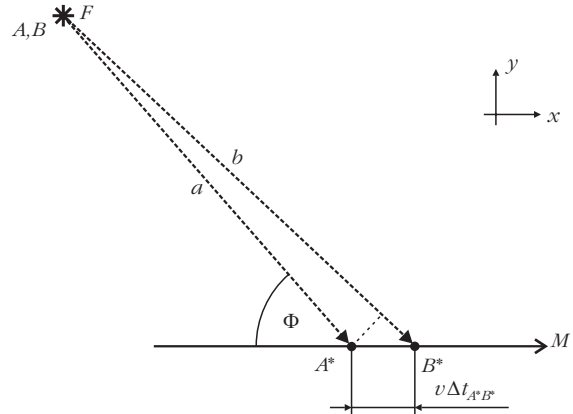
Idődilatáció

• Az elektromágneses esetben az A^* és B^* események között eltelt időtartam függ attól, melyik inerciarendszerben mérjük. Ez az időtartam a forrás vonatkoztatási rendszerében mérve $\Delta t_{A^*B^*}$, a megfigyelőében mérve pedig Δt_M . A két mért érték közötti kapcsolatot az *idődilatáció* (3) képlete adja meg.

• Az akusztikai esetben a jelenségben szereplő összes sebesség (lényeges módon az u „határsebességet” is beleértve) sokkal kisebb a fénysebességnél: $v_F, v_M, u \ll c$. Az idődilatációs hatást tehát biztonsággal elhanyagolhatjuk; ugyanazokat az időtartamokat mérjük a közeg, a forrás és a megfigyelő vonatkoztatási rendszerében egyaránt. A (7) egyenletben ezt használtuk ki.

Háromdimenziós elektromágneses Doppler-effektus

Nem csak az egydimenziós, hanem az általános háromdimenziós mozgás esetére is konstruálható tér-idő-diagram, amelyből az elektromágneses Doppler-képlet általános alakja könnyen levezethető. Mivel a forrásnak és a megfigyelőnek csak a relatív sebessége számít, bármelyiket tekinthetjük nyugvónak. Tegyük fel ismét, hogy a forrás van nyugalomban (helyesebben: írjuk le a jelenséget a forrás nyugalmi vonatkoztatási rendszerében). Tegyük fel továbbá, hogy a forrás és a megfigyelő elegendően nagy távolságra van egymástól, így a tárgyalt megfigyelési időtartam alatt párhuzamos fénysugarak érik a megfigyelőt. Ekkor, az általánosságból semmit sem veszítve, választhatjuk az x -tengelyt úgy, hogy egybeessen a megfigyelő mozgási irányával; és választhatjuk az y -tengelyt úgy, hogy a hullám terjedési irányát meghatározó \mathbf{k} hullámszámvektor az (x,y) síkban fekszen. Ilyen módon az általános 3 térbeli dimenziós eset 2 térbeli dimenzióra redukálható. A jelenség tehát teljes egészében leírható egy 3 (2 térbeli + 1 időbeli) dimenziós (x,y,t) tér-idő-diagrammal, az 1. ábra 2-dimenziós (x,t) tér-idő-diagramjának analógiájára. Az érdeklődőbb diákoknak házi feladatként feladható, hogy konstruálják meg papíron (axonometrikus nézetben) ezt a 3-dimenziós tér-idő-diagramot, és vezessék le belőle az elektromágneses Doppler-effektus általános képletét.



3. ábra. A 3-dimenziós elektromágneses Doppler-effektus térbeli diagramja. Mivel csak a relatív sebesség számít a forrás (F) és a megfigyelő (M) között, a forrást tekinthetjük nyugalomban levőnek. A és B két egymás utáni kibocsátási esemény, A^* és B^* a hozzájuk tartozó észlelési események. A térbeli diagram ezeknek az eseményeknek csak a helyét ábrázolja, időkoordinátájukat az algebrai levezetésben külön figyelembe kell venni.

Itt azonban ismét meg kell jegyezni, hogy az *akusztikai* Doppler-effektusnál a forrás és a megfigyelő sebessége külön-külön veendő figyelembe. Teljesen általános esetben még az sem biztos, hogy – a hullámot szállító közeg nyugalmi rendszerében nézve – a forrás és a megfigyelő pályaegyenese egy síkba esik. A jelenség teljes téridőbeli leírásához tehát egy 4-dimenziós (x,y,z,t) diagramra lenne szükség. *Téridő*-diagram helyett ezért használjunk most egy egyszerű 3-dimenziós *térbeli* diagramot, amelyen a forrás és a megfigyelő (x,y,z) *pályáját* [nem pedig az (x,y,z,t) *világvonalukat*] fogjuk ábrázolni. A grafikus megjelenítésből kimaradó időkoordinátát természetesen figyelembe vesszük az algebrai levezetésben. Mint kiderül, a térbeli diagram segítségével ismét tanulságos összehasonlítást végezhetünk az elektromágneses és az akusztikai eset között.

A 3. ábra az elektromágneses Doppler-effektus térbeli diagramját mutatja, a forráshoz rögzített inerciarendszerben. Az A -val és B -vel jelölt két egymás utáni kibocsátási esemény ugyanazon a helyen (bár különböző időpontokban) zajlik, tehát ugyanaz a pont jelzi őket az ábrán. A hozzájuk tartozó két észlelési esemény A^* és B^* . Feltesszük, hogy az A^* és B^* közötti térbeli távolság elég kicsi a forrás és a megfigyelő közötti távolsághoz képest, vagyis a tekintett megfigyelési időtartam alatt a forrás iránya a megfigyelőhöz képest egyetlen Φ szöggel jellemezhető.

Az ábrán szaggatott vonallal jelölt két fénysugár úthosszkülönbsége:

$$b - a = c(\Delta t_{A^*B^*} - \Delta t_{AB}) = c \left(\frac{\Delta t_M}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \Delta t_F \right) \quad (11)$$

A fenti zárójel első tagjában a (3) idődilatációs összefüggést alkalmaztuk, a második tagban pedig kihasználtuk, hogy inerciarendszerünkben a forrás nyugalomban van.

Ugyanez a távolság úgy is kifejezhető, mint

$$b - a = v \Delta t_{A^* B^*} \cos \Phi = v \frac{\Delta t_M}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cos \Phi. \quad (12)$$

A (11) és (12) egyenletek jobb oldalát egyenlővé téve, és a kapott egyenletet Δt_M -re megoldva kapjuk:

$$\Delta t_M = \Delta t_F \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \Phi}, \quad (13)$$

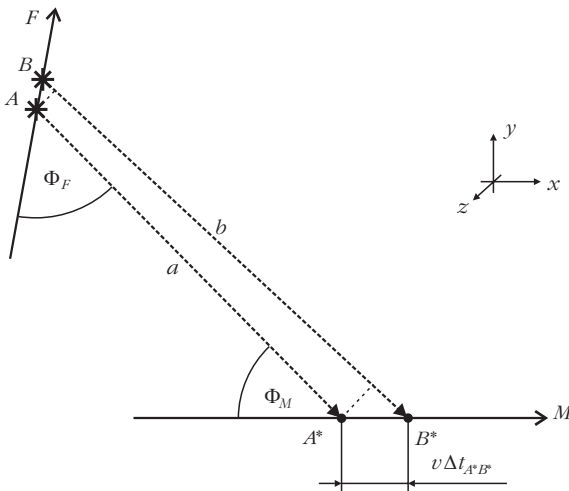
és reciprokát véve megkapjuk az elektromágneses Doppler-effektus képletének ismert általános alakját:

$$f_M = f_F \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \Phi}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (14)$$

Háromdimenziós akusztikai Doppler-effektus

A 4. ábra (a 3. ábrán bemutatott elektromágneses eset analógiájára) az általános, 3-dimenziós akusztikai Doppler-effektus térbeli diagramját ábrázolja. A hullámot szállító közeg inerciarendszerében a forrás és a megfigyelő pályája nem szükségképpen fekszik azonos síkban. Ez ellentétben áll az elektromágneses esettel, ahol vagy a forrásról, vagy a megfigyelőről feltehetjük, hogy nyugszik (lásd az *Inerciarendszer* megjegyzést az 1-dimenziós tárgyalásnál). Feltesszük, hogy mind az A és B kibo-

4. ábra. A 3-dimenziós akusztikai Doppler-effektus térbeli diagramja, a hullámot szállító közeg inerciarendszerében. Ebben az inerciarendszerben a forrás (F) és a megfigyelő (M) mozgása általános irányokkal veendő figyelembe. A és B két egymás utáni kibocsátási esemény, A^* és B^* a hozzájuk tartozó észlelési események. A térbeli diagram ezeknek az eseményeknek csak a helyét ábrázolja, időkoordinátájukat az algebrai levezetésben külön figyelembe kell venni.



csátási események közötti távolság, mind az A^* és B^* észlelési események közötti távolság elegendően kicsi a forrás és a megfigyelő közötti távolsághoz képest, azaz a Φ_F és Φ_M szögek nem változnak észrevehető mértékben a megfigyelési időtartam alatt. A két hangjel által megtett úthosszak különbsége:

$$b - a = u(\Delta t_{A^* B^*} - \Delta t_{AB}) = u(\Delta t_M - \Delta t_F). \quad (15)$$

Bár $\Delta t_{A^* B^*}$ és Δt_{AB} is a hullámterjedési közeg inerciarendszerében mért időtartamok, mégis egyenlővé tehetők Δt_M -mel, illetve Δt_F -fel (amelyek a megfigyelő, illetve a forrás inerciarendszerében mért időtartamok), mert az idődilatació szerepét itt el lehet hanyagolni (lásd az *Idődilatació* megjegyzést az 1-dimenziós esetre).

Ugyanez a távolság kifejezhető úgy is, mint

$$b - a = v_M \Delta t_{A^* B^*} \cos \Phi_M + v_F \Delta t_{AB} \cos \Phi_F = v_M \Delta t_M \cos \Phi_M + v_F \Delta t_F \cos \Phi_F. \quad (16)$$

A (15) és (16) egyenletek jobb oldalát egyenlővé téve, és a kapott egyenletet Δt_M -re megoldva kapjuk:

$$\Delta t_M = \Delta t_F \frac{u + v_F \cos \Phi_F}{u - v_M \cos \Phi_M}, \quad (17)$$

amelynek a reciprokát véve megkapjuk az akusztikai Doppler-effektus képletének általános alakját:

$$f_M = f_F \frac{u - v_M \cos \Phi_M}{u + v_F \cos \Phi_F}. \quad (18)$$

Megjegyzés

Az akusztikai Doppler-effektus általános esetének teljes grafikai megjelenítéséhez 4-dimenziós tér-idő-diagramra lenne szükség. Mivel ilyen diagramot nem tudunk a táblára rajzolni, kénytelenek vagyunk beérni egy 3-dimenziós térbeli diagram megrajolásával (lásd 4. ábra), és lemondani az időkoordináta grafikus megjelenítéséről. Ez a szegényesebb geometriai megjelenítés is hasznos lehet pedagógiailag az elektromágneses és az akusztikus Doppler-képletek különbségeinek megértéséhez, de az ábráról bizonyos lényeges vonások óhatatlanul hiányoznak. Amikor a diákok a két eset közötti különbségeket sorba veszik (*Az elektromágneses és az akusztikai Doppler-képletek levezetésének összehasonlítása* pontban az 1-dimenziós esetre felírt lista analógiájára), nincs például semmi vizuális támpont, ami a *Természetes határsebesség* megjegyzésre (és a hozzá tartozó diskusszióra a lökéshullámokról és az információ eljutásáról a megfigyelőhöz) utalna az ábrákból. Elképzelhető, hogy a „kevesebb többet ér”: ha csak az 1-dimenziós eset tárgyalására szorítkozunk, a diákok általánosabb következtetések levonására lesznek képesek.

Irodalom

E.F. Taylor, J.A. Wheeler: *Tér-időfizika*. Typotex, Budapest, 2006.
www.mathpages.com/rr/

BÉKÉSI + CSABAI + FIZIKA + ANKÉT

Keszőcze László
Csonka János Műszaki Szakközépiskola
és Kollégium, Szeged

Az 51. Országos Középiskolai Fizikatanári Ankét és Eszközbemutató helyszíne Békéscsaba, nevezetesen a Szent-Györgyi Albert Gimnázium, Szakközépiskola és Kollégium volt. A 2008. március 26–30. között lebonyolított rendezvény résztvevőinek többsége szerda délután érkezett Békéscsabára. Akik vonattal jöttek, azokat a pályaudvaron egy „fogadóbizottság” várta, és segítette az ankét helyszínére történő eljutásban. A gépkocsival érkezőket nyomtatott és internetes térkép, valamint táblák segítették a navigációban. A regisztrációnál a helyi szervezők ajándécsomagot adtak át minden résztvevőnek, amely a programfüzet mellett békéscsabai tájékoztatókat, egy CD-t és egy DVD-t tartalmazott.

Az Ankét március 27-én, csütörtökön fél 9-kor kezdődött a megnyitással. Elsőként Békéscsaba város alpolgármestere, Köles István köszöntötte az ankéton résztvevő fizikatanárokat. Ezután Kádár György, az ELFT főtitkára szól a megjelentekhez. Megköszönte Zátanyi Sándor és Lehoczki Pál szeptembertől tartó szervező munkáját, majd arról beszélt, hogy a gazdasági élet kulcsa az oktatás, az oktatás alapja a tanárok megbecsülése. Megnyitó beszédét egy idézettel zárta: „Fizika és zene nélkül lehet élni, de nem érdemes.”

A főtitkár megnyitója után Pákó Gyula, az ELFT Középiskolai Oktatási Szakcsoportjának elnöke levezető elnökként szól az ankét résztvevőikhez, majd a díjátadások következtek.

A Mikola-díjat több évtizedes munkásságáért ifj. Zátanyi Sándor kapta. A tanítás mellett tankönyvírás, két ankét megszervezése, eszközépítő tábor, a Fizikapu honlap létrehozása szerepelt az indoklásban. A felhang-

Köles István alpolgármester megnyitója (fotók: Lehoczki Pál)



zó taps azt jelezte, hogy a kollégák szerint is jó helyre került a díj.

A Marx György által alapított Vándor-díjat Plósz Katalin adta tovább Dézsi Zoltánnénak, aki Debrecenben dolgozott, dolgozik hosszú évek óta. Plósz Katalin betegsége miatt nem tudott személyesen eljönni, így egy videófelvételen ismertette a díjazott érdemeit.

A Vermes Miklós Országos Fizikus Tehetségápoló Alapítvány által adományozott Fényes Imre díjat Varga István, az ankétnak helyet adó iskola tavaly elhunyt tanára kapta posztumusz. A díjat felesége vette át, ezután egy perces néma felállással emlékeztünk az ankétokról, versenyekről és a KöMaL fizika rovatából is jól ismert kollégánkra.

A szakmai munka Szabó Gábor (SZTE) a Michelson-kísérlet 100 évéről című előadásával kezdődött. Michelson tudományos eredményei, a fénysebesség minél pontosabb mérésére tett kísérletei mellett sokoldalú személyiségéről is képet kaphattunk.

A szünet után Tóth Eszter és tanítványai (Boronkay György Műszaki Középiskola és Gimnázium, Vác) a Teller-centenárium alkalmából Teller Ede és a magyar iskolások címmel tartottak nagyszerű dramatizált bemutatást.

A délelőtti program utolsó előadójaként az ELFT főtitkára, Kádár György (MTA MFA) előadását hallgathattuk meg Áramok a mágneses nano-rétegekben címmel. Az előadásban hallhattunk az „óriás” mágneses ellenállás-változásról, valamint ennek mai felhasználásról a mágneses szenzor és a mágneses RAM révén.

Zátanyi Sándor az idei Mikola-díjas





Az előadások helyszíne és a résztvevők egy csoportja

Az ízletes ebéd elfogyasztása után az eszközbemutató megnyitására és megtekintésére került sor, majd két-két műhelyfoglalkozást nézhetek meg a résztvevők.

Vacsora után egy vetélkedőre invitálták a tanárokat a szervezők *Békési + Csabai + Fizika* címmel. Akár játékosként, akár szemlélőként vett részt valaki a vetélkedőn, jól érezhette magát, kikapcsolódhatott, és nem utolsó sorban felszabadultan nevetett egy-egy feladat kapcsán. Valószínűleg minden résztvevő sokáig fog emlékezni rá, hogy milyen reklámfilmmel szemléltetheti a tehetetlenség törvényét.

Pénteken elsőként *Vankó Péter* (BME) *Mérési versenyfeladatok és „utóéletük”* címmel tartott előadást, ahol országos és nemzetközi versenyek feladatait ismertette és azok iskolai alkalmazhatóságára mutatott rá.

Őt követte *Geszti Tamás* (ELTE) *Régi és új kísérletek a kvantummechanikában* című előadásával. Sok érdekességről hallottunk, de ezek sajnos csak nagyon jó iskolákban használhatók fel.

A rövid szünet után *Radnai Gyula* (ELTE) a tőle megszokott közvetlenséggel a fizika tanításában felhasználható játékok tömkelegét mutatta be, most éppen a hangtan témaköréből. Az előadás végén egy kis közös „zenélésre” invitálta a kollégákat, akik szívesen vettek részt ebben.

A nap utolsó előadója *Horváth Ákos* (ELTE) volt, aki *Rutherford* klasszikus szórás kísérlete mellett hasonlóan érdekes, fontos, de nem annyira közismert Rutherford-kísérletekkel ismertetett meg bennünket.

Ebéd és szieszta után műhelyfoglalkozások következtek, amelyek közül az első egy rendhagyó (plenáris) műhely volt. Ezen *Pálinkás József* (Debreceni Egyetem) a természetismeret érettséginek a parlament oktatási bizottsága által elfogadott tervéről tájékoztatta az ankét közönségét, utána *Ádám Péter* (Pécsi Tudományegyetem) a fizika középiskolai oktatása fejlesztésének lehetséges új irányát ismertette, majd *Frei Zsolt* (ELTE) mutatta be a *Sulifizika* digitális tananyagot. A természetismeret tantárgy bevezetésének terve a fizikatanárok között komoly ellenállásba ütközött, de mint vizsgatárgyat elképzelhetőnek tartotta az ankét hallgatósága. Ennek vitájára az este folyamán kerítettünk sort, amikor is a következő megállapodásra jutottunk:

Az 51. Országos Középiskolai Fizikatanári Ankét résztvevőinek állásfoglalása

- Egyetértünk azzal, hogy egy természettudományos tárgyból mindenkinek kötelező legyen érettségizni.

- Állást foglalunk amellett, hogy a természettudományos tantárgyak, azaz a fizika, a kémia, a biológia és a földrajz oktatása a 7. évfolyamtól a 12. évfolyamig önálló diszciplínaként történjen.

- Elfogadjuk, hogy a tovább nem tanuló, vagy a továbbtanulást nem természettudományi, műszaki, agrár, orvos- és egészségügyi képzési területeken folytató tanulók egy természettudományi érettségi vizsgatárgy helyett természetismeretből, mint új, integrált érettségi vizsgatárgyból is tehessenek érettségi vizsgát. Nem támogatjuk azonban azt, hogy a természetismeret önálló tantárgyként is megjelenjen a középiskolában.

Békéscsaba, 2008. március 28.

A rendhagyó műhely után ismét két-két műhelyfoglalkozást nézhetek meg a résztvevők, majd a vacsora következett.

Vacsora után *Sükösd Csaba* (BME) *Magfizikai kísérletekről és a chicagói fél uatról* beszélt. Itt halltunk a neutron felfedezéséről és felhasználásáról.

Az előadás után a tavalyi szegedi ankéton kitalált „Egyperces kísérletek” következtek. Itt többek között a hajszálcsovességről, a hőtágulásról hallottunk-láttunk kísérletet, majd egy filterrakétát láttunk elröplülni.

A szombati előadások sorát *Härtlein Károly* (BME) kezdte *Kísérletek – ahogy a Műegyetemen csináljuk* címmel.

Másodiknak újból *Sükösd Csaba* lépett a képzeletbeli pódiumra, ahol az induló LHC (Nagy Hadron Ütköztető) apropóján az óriás kísérleti eszközökről, a gyorsítókról és a detektorokról hallhattunk sok érdekeseget.

A szünet után *Jubász András* (ELTE) az emelt szintű érettségien felhasználható kísérletekről és az idei évben történt változásokról beszélt.

Radnai Gyula tanár úr előadása közben



Őt *Farkas Illés* (MTA–ELTE) követte, aki a hálózatokról beszélt fizikus szemmel. Az előadásból kiderült, hogy szinte az élet minden területe leírható a hálózatok segítségével.

A kiadós ebéd után ismét a műhelyek vették birtokba a terepet, és ezen a napon három-három műhelyt láthattak az érdeklődők.

A vacsora után *Härtlein Károly* kedvenc kísérletei következtek, köztük meglepő és frappáns kísérleteket is láthattunk.

Vasárnap reggel az órák előre állítása miatt egy órával „hamarabb” kezdődött a program. Elsőként *Pálfalvi László* (PTE) beszélt a fizikai mennyiségek méréséről a harmonikus mozgásegyenlet alapján.

Őt *Almási Gábor* (PTE) követte, aki a számítógépes mérésekről beszélt a hallgatóságának.

Mielőtt a díjakról és a zárásról beszámolnánk, térjünk vissza a műhelyekhez. A közel 150 főnyi tanári társaság a három nap alatt 19 műhely között válogathatott. Minden műhelyvezető kétszer mutatta be műhelyét, így a választás kicsit könnyebb volt. A műhelyek témái nagyon széles skálán mozogtak. A teljeség igénye nélkül néhányat megemlítek. (a teljes lista a *FizKapu Műhelyek* rovatában megtalálható)

OK avagy otthoni kísérletek

Modern fizikai problémákról egyszerűen

Fizika a szabadban

Kísérletezzünk hétköznapi eszközökkel

Digitális fényképezőgép a fizikaoktatásban

Szeresd a fizikát! (Bemutakozik egy új fizikatan-könyv)

Ez is fizika?

A műhelyek többsége igényesen összeállított és a mindennapi tanári munka szempontjából hasznos volt, sokat tanulhattunk belőlük.

Az ankét zárására visszatérve: elsőként a kiállítók értékelése történt meg. *Farkas László* az eszközbemutató bíráló bizottságának elnöke kapott szót. Dicsérte

Piláth Károly eszközeit mutatja az érdeklődő kollégának



Hétköznapi sugárzó anyagok a kiállításon

a kiállítók ötletességét és azt, hogy ebben a rohanó világban van türelmük, elszánásuk újat alkotni. Az alábbi helyezések születtek: *Piláth Károly* (I. díj), *Nyerges Gyula* (II. díj), *Kopasz Katalin* (III. díj), *Mészáros Sándor* és *Márki-Zay János* (IV. díjasok).

A házigazdák (versenyen kívül) két kiállítást is bemutattak. Az egyikben a Békéscsabán három évente megrendezett *Játsszunk fizikát!* kiállítások eszközeiből válogattak össze néhányat. Ezeket az eszközöket, kísérleteket *Lehoczki Pál*, *Varga István* és *Zátonyi Sándor* készítették, és a házigazda iskola tanulói mutatták be az érdeklődőknek. Emellett *Lehoczki Pál* visszavitt bennünket 25 évvel korábbra, abba az időbe, amikor is megjelentek az iskolákban a számítógépek. Az első gépekből láthattunk néhányat, amelyek ma is működőképesek. Nekik dicsérő oklevél jutott.

A kiállítók után a műhelybizottság vezetője, *Ujvári Sándor* értékelt a műhelyeket. Az elcsépett közhely, hogy a zsűri nehéz helyzetben volt, itt is érvényesnek bizonyult. A korábban már említett magas színvonalú műhelyek közül nagyon nehéz volt kiválasztani a legjobbakat. Végül is az alábbi eredmények születtek: *Jaloveczki József* és *Nagy Anett* (I. díjasok), *Jendrék Miklós* (II. díj), *Elblinger Ferenc*, *Szakmány Tibor* és *Baranyai Klára* (III. díjasok). Kiemelt dicséretben részesült *Papp Katalin* és *Gallai Ditta*. A házigazdaként versenyen kívül műhelyt tartó *Zátonyi Sándor* a zsűri különdíjában részesült.

A díjak átadása után *Kádár György* főtktár zárása következett, aki szerint dicséret illeti azokat a tanárokat, akik hajlandók szabadidejüket és erejüket feláldozni arra, hogy egy ilyen összejövetelen részt vehessenek. Arra kéri a tanárokat, hogy ne veszítsék el türelmüket, tenni akarásukat az elkövetkező időben sem.

Az ankét utolsó felszólalója, *Pákó Gyula*, a Középiskolai Oktatási Szakcsoport elnöke bejelentette, hogy a következő évi ankét helyszíne előreláthatóan *Kaposvár* lesz, a téma a csillagászat. Reméli, ott is sokunkkal találkozik majd.

Kapcsolódó internetes honlapok:

<http://www.fizkapu.hu>

<http://www.elft.hu>

<http://www.kfki.hu/~elftkisk/>

A MAGFIZIKAI KUTATÁSOK HŐSKORA, NŐI SZEMMEL – II.

Epizódok a radioaktivitás hazai történetének kezdeteiből

Radnóti Katalin
ELTE TTK Fizikai Intézet

A 20. század elejének aktuális és érdekes kutatási területévé váltak a nukleáris kutatások. Egyre többen kezdtek el foglalkozni a téma legkülönbözőbb aspektusaival. Több női kutató is izgalmasnak találta ezt az új területet. Növekedett az egyetemre járó nők száma, mivel akkoriban már nem egy országban engedélyezték a nők egyetemi tanulmányait. Közülük számosan választottak nukleáris jellegű kutatási témákat. Két nevezetes hely volt akkoriban, ahol viszonylag sok nő kutathatott. Az egyik Párizsban, a *Marie Curie* által alapított intézetben, a másik pedig Bécsben.

Hazánkban a nőhallgatók szinte a századfordulóig ki voltak zárva az egyetemekről. 1896-ban iratkozhattak be az első, bölcsészeti, orvosi és gyógyszerészeti pályára készülő nőhallgatók a budapesti egyetemre. Jelentős változást e tekintetben az első világháború éveit hozták. Ekkor ugyanis a férfiak katonai szolgálata következtében az egyetemeken megduplázódott a nőhallgatók aránya.

Feladat nagyon sok volt, hiszen fel kellett térképezni a radioaktív családokat (amelyeket napjainkban már minden függvénytáblázat tartalmaz), elkerülhetetlen volt meghatározni a felezési időket, és megvizsgálni a kibocsátott sugárzások különféle hatásait, beleértve az orvosi alkalmazások széles körét.

A magyar kutatók nemcsak, hogy ismerték a legújabb kutatási eredményeket, de alkotó módon hozzájárultak a továbbfejlesztésükhöz, a meglehetősen szűkös kutatási lehetőségek ellenére. Ezt mutatják a hazai szakfolyóiratokban megjelent cikkek, illetve az akkor készült doktori értekezések. A radioaktivitással kapcsolatos kutatások hazánkban a mérés technika és az ásványvízvizsgálatok, valamint az orvosi radiológia köré csoportosultak. A radioaktivitás témaköre hamarosan megjelent az oktatásban, majd nem sokkal később a tudományos ismeretterjesztésben is [1]. A kutatók megvitták egymás eredményeit a Természettudományi Társulat, vagy a Magyar Tudományos Akadémia keretei között, és ezekről a vitákról publikációk is készültek. Írásunk következő részében két magyar asszony munkásságát mutatjuk be.

Götz Irén Júlia

Magyaróvár, 1889. április 3. – Ufa, Szovjetunió, 1941.

Gimnáziumi tanulmányait a Veres Pálné utcában lévő budapesti nőgimnáziumban végezte, ahol kiváló tanárai voltak, akik gondozták tehetségét. Később fizikát, matematikát, kémiát és filozófiát hallgatott a Budapesti Tudományegyetemen. Kémiában *Lengyel Béla*, matematikában *Beke Manó* tanítványa volt. Itt ismerkedett meg későbbi férjével, *Dienes Lászlóval*,

aki bevonta a Galilei-kör munkájába. Már egyetemista korában igen tájékozott volt a radioaktivitás témakörében, jól ismerte *Rutherford* és a Curie-házaspár munkásságát. Minden bizonnyal olvasta Marie Curie doktori értekezését is.

1911–1912-ben, doktori értekezésének megvédését követően, alkalma volt Madame Curie párizsi laboratóriumában posztgraduális tanulmányokat folytatni. Ott a rádium β -sugárzásával foglalkozott. A témáról írt publikációra többen hivatkoztak, például *Soddy* is. A hazai szakirodalomban azonban nem található semmiféle utalás. *Götz Irén* nukleáris témakörbe eső, szépen induló kutatásai lehetőségek híján be is fejeződtek, mivel nem sikerült bejutnia az egyetemi laboratóriumba. A továbbiakban a kémia más területén dolgozott.

1913-tól az Állatélettani Kísérleti Állomás munkatársa volt, amelyet *Tangl Ferenc* vezetett, s itt végzett kutatási eredményei egy részét *Grób Gyulával* együtt publikálta. Ebben az évben kötött házasságot Dienes Lászlóval, akivel 1938-ig élt együtt. Három leánygyermekük született. A Tanácsköztársaság alatt egyetemi katedrát kapott (1919. április 10.), és elméleti kémia előadásokat tartott heti három órában. Ő volt az első nő, aki hazánkban egyetemen adott elő.

1919-ben jelent meg a *Magyar Chemiai Folyóirat* márciusi számában a *Folyadékok keverésekor beálló térfogatváltozások okairól* című cikke, amely 1919. január 28-án előadás formájában is elhangzott a Természettudományi Társulat ülésén, ahol nagy elismerést aratott. Az írás első részében a folyadékok keverésekor fellépő térfogatcsökkenés elméleti magyarázata szerepel, amelyet empirikusan is alátámasztott néhány szerves folyadékkal végzett kísérlet eredményeivel. Cikke később megjelent német nyelven is a kor egyik legrangosabb folyóiratában, a *Zeitschrift für Physikalische Chemie*-ben, amelyet a Budapesti Tudományegyetem Fiziológiai Tanszéke nyújtott be 1918-ban, és 1920-ban jelent meg.

A Tanácsköztársaság bukása után bujkálnia kellett. Férje Bécsbe szökött, ő kénytelen volt Pesten maradni, hogy megszüljön második gyermeküket, majd a gyerekekkel Mosonmagyaróvárra ment családjához. Itt azonban felfedezték, és 1920 márciusában letartóztatták. *Madzsar József* segítségével illegálisan hagyta el az országot gyerekeivel. Csatlakozott férjéhez Bécsben, de nem tudtak egzisztenciát teremteni, ezért 1920 őszétől Bukarestbe mentek, innen pedig Kolozsvárra. 1922-től 1928-ig a



kolozsvári egyetem gyógyszer-tani intézetének adjunktusa, majd docense volt, ahol gyógyszer- és élelmiszer-kémiát adott elő. 1925-től az orvosi karon is előadott orvosi fizikai ismereteket. Ekkor született meg harmadik gyermeke. Tanulmányai jelentek meg a *Korunkban*. A román vasgárdisták elől családjával együtt menekülni kényszerült, s Berlinben, majd 1931 telén Moszkvában telepedett le, ahol 1938-ig a Nitrogén Kutató Intézet tudományos munkatársa, később osztályvezetője volt. 1941 őszén hamis vádak alapján letartóztatták, de rövidesen felmentették. A börtönben szerzett tífuszban halt meg [2]. 2007 végén Mosonmagyaróváron utcát neveztek el róla.

Doktori értekezésének témája a rádiumemanáció kvantitatív meghatározása volt [3]. Kísérleteihez tiszta, híg rádiumbromid-oldatot használt, amelyből az emanációt a készülék evakuálása után átszívással vitte át. A feladat egy mérés-technikai nehézség kiküszöbölése volt, amit a rádiumemanáció gyors átalakulása során keletkezett, egészen különböző aktivitású termékek okoztak. Ezt többféle módon próbálták áthidalni. Götz szerint célszerű az emanációt 3 órán keresztül a készülékben hagyni, mivel addigra már viszonylag lassabbak a változások. Méréseit, a többi doktoranduszhoz hasonlóan, ő is a *Weszelzsky Gyula* által kifejlesztett készülékkel végezte, amelynek lényege az volt, hogy egy kondenzátor egyik lemezére ismert mennyiségű töltést visznek föl, és a kisülés sebességét mérik. Mérőeszközként elektroszkópot használtak, amelynek elmozdulása az elveszített elektromos töltéssel arányos. (Ez azért történik, mert a radioaktív sugárzás ionizálja a levegőt, így az vezető lesz.) A készüléket *Süss Nándor* gyárában készítették, ahol az Eötvös-féle torziós ingát is.

Dolgozatában írt a radioaktív bomlási sorokról és a háromféle emanációról (rádium, tórium, aktínium). Fontos észrevétele volt az, hogy a bomlások során „egyensúlyi állapot következett be”. Ennek beállása után megfigyelte és követte az exponenciális csökkenést. Mérései kiértékelésénél utalt arra, hogy az átalakulási termékek lerakódnak, erre használták akkoriban azt a kifejezést, hogy „indukálja a készüléket”. Azért választotta az emanáció vizsgálatát, mivel a gázt könnyű felfogni.

Idézet a dolgozatból: „Ha a rádiumemanációval kevert levegő elektromos vezetőképességét mérjük, azt tapasztaljuk, hogy a vezetőképesség, az emanációnak a készülékbe bocsátásától kezdve, eleinte rohamosan, később lassabban nő, körülbelül három óra múlva eléri maximumát, majd csökkenni kezd. E jelenségnek oka, Rutherford és Soddy elmélete alapján, hogy a rádiumemanáció, miközben a levegőt vezetővé tevő sugarait kilöveli, lassan bomlik, bomlásának termékei azonban szintén radioaktívak, ezek eleinte szaporodnak, majd a rádiumemanációval egyensúlyba kerülnek s végül vele együtt fogynak. A radioaktivitás nagyságának mértékéül ma leginkább az általa vezetővé tett levegő továbbította elektromos mennyiséget használjuk fel, illetve abból következtünk a jelenlevő radioaktív test mennyiségére.”

1. Táblázat. A rádium átalakulási termékei.

Az átalakulási termék neve:	Milyen sugarakat lövel ki:	Bomlásának félideje:	Az α -sugarak hatástávola:
Rádiumemanáció	α ,	3,8 nap	4,2 cm
" A	α ,	3 perc	4,8 cm
" B	?	28 perc	–
" C	α , β , γ	20 perc	7 cm
" D	?	40 év	–
" E	β , γ	6 nap	–
" F	α ,	143 nap	–

A fentiek az 238-as urán izotóp sorozatának tagjai, amelyet urán–rádium sorozatnak neveznek. A táblázatban említett izotópok mai jelölése és felezési idejük:

Radon 222-es izotóp	3,8 nap
Polónium 218-as izotóp	3 perc
Ólom 214-es izotóp	27 perc
Bizmut 214-es izotóp	20 perc
Ólom 210-es izotóp	22 év
Bizmut 210-es izotóp	5 nap
Polónium 210-es izotóp	139 nap

Kimaradt a sorból a polónium 214-es tömegszámú izotópjá, amelynek felezési ideje 10^{-4} s.

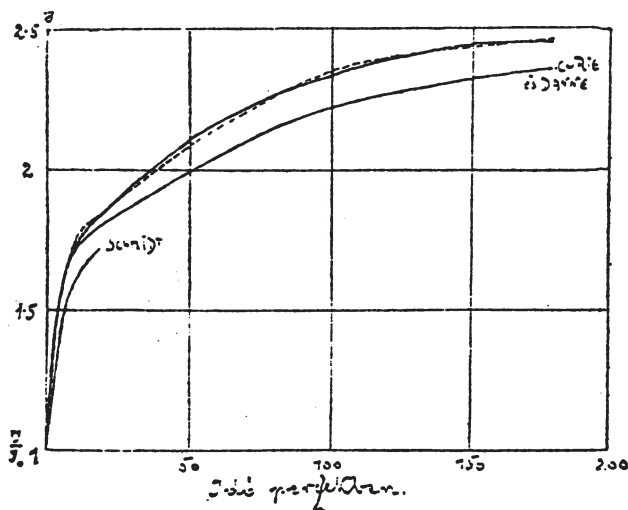
A sorozat végterméke az ólom 206-os izotópjá. A szerző a táblázat utolsó oszlopában az α -részecskék energiája helyett a kor szokásának megfelelően a hatótávolságot adta meg, mivel az egyértelműbben meghatározható volt. Az ólom 210-es izotópjá kicsit később Hevesy György életében játszott jelentős szerepet, de erről Götz Irén akkor még semmit nem tudhatott.

Ábrázolta a vezetőképességet az idő függvényében, amelyre a saját elméleti számításaiból kapott görbét is felrajzolta (*1. ábra*). Látható, hogy Götz Irén elméletét jól alátámasztják saját tapasztalatai. A másik görbe, amelyhez nem tartoznak mérési eredményeket jelentő pontok, az addig alkalmazott Curie–Danne közelítő formula alapján került ábrázolásra.

$$\frac{J_t}{J_0} = \alpha - \beta \left[\gamma e^{-\lambda_2 t} - \mu \left(\frac{\lambda_4}{\lambda_3 - \lambda_4} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_4} e^{-\lambda_4 t} - \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_4} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_4} e^{-\lambda_1 t} \right) \right]$$

ahol J_0 a levegő vezetőképessége kezdetben, J_t pedig annak a tetszőleges időben észlelt nagysága, λ_1 , λ_2 , λ_3 , λ_4 a rádium-emanációnak, illetve a rádium A-, B-, C-nek átalakulási együtthatói, α , β , γ és μ állandók, amelyeknek nagyságát $\alpha = 2,37$, $\beta = 1,37$, $\gamma = 0,57$, $\mu = 0,438$ -nak találták.

Götz Irén dolgozatát, munkáját nagyon magas színvonalúnak tartották a kortársak, és mai szemmel nézve is annak mondható. Világosan értette, hogy a mérést akkor célszerű elvégezni, amikor már beállt a



1. ábra. Götz Irén mérései. A vezetőképesség-idő függvények.

radioaktív egyensúly. Kísérleti kutatást végzett, de komoly elméleti háttérrel, eredményeinek matematikai megfogalmazásával, és ez nagyon imponáló volt.

1911-es doktori vizsgájának szóbeli kérdése a következő volt: „a radioaktivitás története, a mérési módszerek kritikai ismertetése, a radioaktivitás kémiai jelentősége”. Fő tárgya a kémia volt, melléktárgyai a matematika és a kísérleti fizika.

Róna Erzsébet

Budapest, 1890. – Oak Ridge, USA 1981.

Budapesten végezte tanulmányait a Tudományegyetemen. Már másodéves korában az Állatorvosi Főiskola kémiai laboratóriumában dolgozott önkéntesként. Doktori értekezése (1912, 33 oldal) teljes mértékben kémiai témájú, címe: *A bróm és az egyértékű telített aliphás alkoholok*. Később a III. számú Kémiai Intézetben végzte kísérleteit. További munkássága azonban teljes mértékben nukleáris témakörökhöz kapcsolódott.

Tanulmányai befejezése után *Fajans*nál dolgozott Karlsruhe-ban. Az első világháború előtt és alatt Budapesten tevékenykedett. A radioaktivitás terén végzett kutatásait követően *Tangl Ferenc* kérésére kémiai jellegű kurzusok vezetésében is részt vett a budapesti egyetem hallgatói számára, amint az saját visszaemlékezéseiben olvasható [4]. Ez afféle tanársegédi munkakör lehetett. Ennek az az érdekessége, hogy ezek szerint ő az első nő, aki egyetemen hallgatókkal foglalkozott, ha nem is tartott rendszeres előadásokat, mint Götz Irén.

A Tanácsköztársaság leverése után a fehérterror elől *Róna Erzsébet* Berlinbe ment, és *Otto Hahn* mellett dolgozott. Majd *Stefan Meyer* meghívására 1924-től a bécsi Rádium Intézetben folytatta munkáját (2. ábra), ahol hamarosan komoly elismerést vívott ki



magának. Az Intézet megbízásából *Irene Curie* munkatársaként is tevékenykedett Párizsban a Curie Intézetben. Polóniumot állított elő, amelyet aztán a bécsi intézet kapott meg kutatási célokra. Eközben első kézből, a helyszínen élte át az első mesterséges radioaktív elem felfedezését, amelyért a Joliot-Curie-házaspár Nobel-díjat kapott.

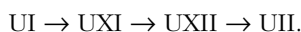
Ausztria 1938-as anektálása után a zsidó származású tudósok, így *Róna Erzsébet* is, elhagyták az intézetet. Előbb Cambridge-be, majd Oslóba ment. Itt találkozott *Otto Hahn*nal, aki elmondta neki a maghasadás felfedezését, amelyet *Lisa Meitner* magyarázott meg. Innen még hazajött Magyarországra, majd Amerikába ment 1941-ben. További pályafutása ott folytatódott, és ott is komoly tekintélyű tudós lett. A Manhattan-projektben is részt vett, polónium előállítására volt a feladata. Oak Ridge-ben dolgozott, tanított, majd később Miami-ban lett professzor. A tengervíz összetételének meghatározásával foglalkozott az aktivációs analízis módszerének felhasználásával. Később visszatért Oak Ridge-be, ahol sok személyes élményéről számolt be, amelyek összefonódtak a nukleáris tudomány fejlődésével, alakulásával. A könyv 1978-ban jelent meg. Elismertségét jelzi a róla megjelent nekrológ [5].

Első publikációja 1914-ben, 24 éves korában jelent meg. Ebben az urán bomlási sorozatának vizsgálati eredményeit közli. A munkát *Zemplén Győző* ismertette a Magyar Tudományos Akadémia ülésén. *Róna Erzsébet* cikkében leírja, hogy az urán kibocsát egy α -részecskét, majd ezt két β -bomlás követi, és ismét urán keletkezik. Az egyik köztes termék az akkor még ismeretlen protaktínium, amelyet *Lise Meitner* és *Otto Hahn* csak 1917-ben fedezett fel, de tudták, hogy léteznie kell, és *Róna Erzsébet* utalt is rá. Rámutatott arra, hogy a tórium bomlási sorában szintén megfigyelhető egy ehhez hasonló folyamat. A keletkezett anyag mégsem teljesen azonos az eredeti kiindulási anyaggal, mivel négy egységgel könnyebb izotóp keletkezik az átalakulás során.

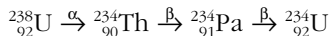
2. ábra. A bécsi Rádium Intézetben. Róna Erzsébet közepén ül.



Cikkében a következőképp írja le a folyamatot:



Az egyes tagok a bomlási sor ismeretében azonosíthatók. Mai jelöléseinkkel a következőképp írjuk le a folyamatot:

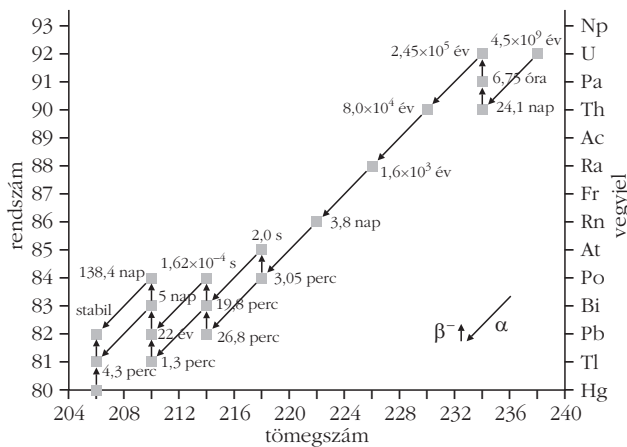


Az aktivitásmérésekhez a kor mérés technikájának megfelelően por alakban állította elő a különböző termékeket, amelyeket kondenzátorlemezen szétterítet, és mérte az aktivitások időbeli változását. Róna Erzsébet munkájának könnyebb nyomon követhetése érdekében bemutatjuk a bomlási folyamatokat a mai jelölések felhasználásával is a 3., 4., 5. ábra segítségével.

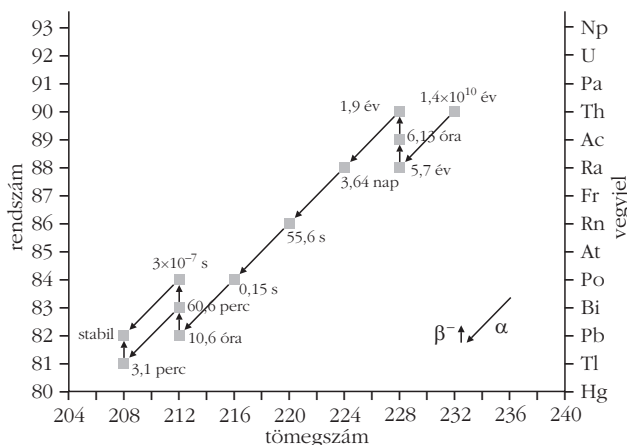
Hevesy György javaslatára Róna Erzsébet az UY-t (amely a tórium 231-es tömegszámú izotópjá) akarta előállítani elkülönítve az UX-től (amely a tórium 234-es tömegszámú izotópjá). Ez sikerült is, a különböző felezési idők ismereténél köszönhetően. Azonban az, hogy az uránnak kétféle sorozata van, és a keresett UY a másik sorozat tagjaként számoltartott urán 235-ös tömegszámú izotópjából keletkezik α -bomlással, nem volt még világos abban az időben. Ezt az urán-izotópot akkor még nem is ismerték, csak 1935-ben fedezték fel tömegspektroszkóppal. Azt hitték, hogy a sorozat már az uránnál (UI) elágazik, és két irányban folytatódik, mivel több példát is ismertek az elágazásra, amelyeket meg is említ a szerző. Ezek a következők: RaC, ThC és ActC, amelyek mind különböző tömegszámú bizmut-izotópok, és három különböző sorozathoz tartoznak, amint az az eredeti jelölésekből is látható. (A bizmut 214, 212 és 211 tömegszámú izotópjai.) Bár azt furcsának tartotta, hogy mindkét esetben α -bomlás történik. A következőt írta: „Ezen sorozatnál szokatlannak tűnik fel, hogy az urán mindkét elágazása α átalakulás eredménye, eddig ilyen esetet nem ismertünk és azt hittük, hogy elágazások csak úgy jöhetnek létre, hogy az atomok egy része α részt, a másik β részt lövel ki.” Azt is jól sejtette meg Róna Erzsébet, hogy az UY „valószínűleg a thoriumplejádhoz tartozik”, tehát a tórium egyik izotópjá. Cikkében javasolta, hogy meg kellene határozni az atom súlyát, melyet 230-nak gondolt a 231 helyett.

Az urán 238-as bomlási sorában még egyszer megjelenik a tórium egy másik, hosszú felezési idejű (80 000 év) izotópjá, amit külön elemnek hittek sokáig, ioniumnak nevezték, és ennek a tömegszáma 230. Erre az „elemre” is utalt cikkének bevezetőjében, valamint a protaktíniumra, ami az aktínium bomlási sorában van, amelyből az aktínium keletkezik. Ennek kiinduló eleme az urán 235-ös tömegszámú izotópjá.

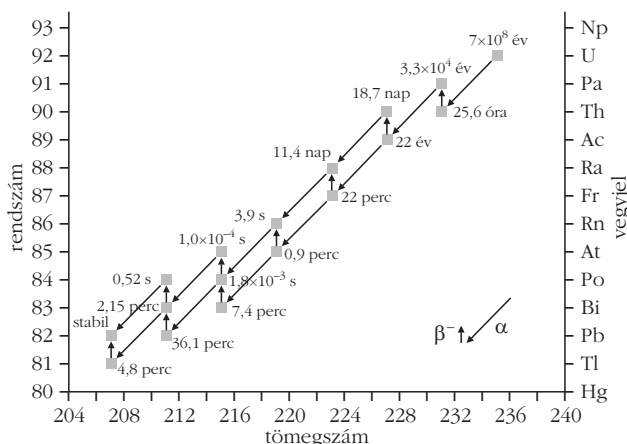
1915-ben Hevesy Györggyel közös kísérleti munkákról beszámoló cikket jelentettek meg a nyomjelzéses technika egy konkrét alkalmazásáról. Kimutatták, hogy a szilárd és a folyadékfázis közötti atomkicszerelődést jól lehet tanulmányozni, ha az ólmot a radioaktív ThB-vel, mint indikátorral keverik össze. A ThB valójában nem más, mint az ólom egyik β -bomló izo-



3. ábra. Az urán-238 bomlási sora. Ebben a bomlási sorban van a híres RaD, amelyet Hevesy György nem tudott elválasztani az ólomtól, hiszen az a 22 év felezési idejű ólomizotóp.



4. ábra. A tórium bomlási sora. Ebben a bomlási sorban van a ThB, amely az ólom 10,6 órás felezési idejű izotópjá. Ezt használták először nyomjelzésre.



5. ábra. Az urán-235 bomlási sora. Régebben aktíniumsorozatnak nevezték.

tópjá, amely a tórium bomlási sorának tagja és 10,6 óra a felezési ideje. (Ez nem azonos a híres RaD-vel, amely a nyomjelzés ötletét adta Hevesynek, mert az az urán 238-as izotóp bomlási sorának tagja, és 22 év a felezési ideje.) Kérdéses, hogy a kísérleti munkát valóban ketten végezték-e, ugyanis Hevesy akkor Nagytétényben szolgált, mint katona.

Egy 1917-es cikkében a rádiumemanáció diffúzióállandóját határozta meg, majd kiszámította a rádium atomtömegét. Erre a témára is Hevesy György hívta fel a figyelmét, mivel az akkoriban végzett mérések szerinti $40 \cdot 10^{-8}$ cm túl nagynek tűnt. Ez egy összetett molekula mérettartománya. Róna Erzsébet $1,75 \cdot 10^{-8}$ cm értéket kapott, amely már reális. Eredményeinek megerősítése is hamar megtörtént, mivel éppen abban az időben egy svéd kutató, *Eva Ramstead* is ezt az értéket kapta. Róna Erzsébet évekkal később találkozott is vele Stockholmban [4].

Cikkének bevezetőjében leírta, hogy mivel nemesgázatomról van szó, nincs hidrátburka. A radioaktív gáz mennyiségét elektroszkópos módszerrel határozta meg. A leírás alapján azt mondhatjuk, hogy valószínűleg a

Weszelszky Gyula által kifejlesztett készüléket használhatta, mérési módszerként pedig a Götz Irén által kifejlesztett eljárást, amelynél a „leolvasásokat az emanáció bevétele után 3,5 órával eszközöltem”. Folyadékként vezet, etilalkoholt, benzolt és toluolt használt.

Irodalom

1. Palló G.: *Radioaktivitás és a kémiai atomelmélet*. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1992.
2. Hegedűs É.: Götz Irén Júlia, az első magyar egyetemi előadónő. *Magyar Kémikusok Lapja* 28 (1973) 432–436.
3. Götz I.: *A radium emanatio quantitativ meghatározásáról*. (doktori értekezés) Budapest, 1911.
4. Rona E.: *How it Came About. Radioactivity, Nuclear Physics, Atomic Energy*. Oak Ridge Associated Universities, 1978.
5. Brucer M: In memoriam Elizabeth Rona (1891?–1981). *The Journal of Nuclear Medicine* 23/1 (1981)

A FIZIKA OKTATÁSÁT ÉS KUTATÁSÁT KÖZELRŐL ÉRINTŐ ÁLLÁSFOGLALÁSOK

Az Országgyűlés Oktatási és Tudományos Bizottságának állásfoglalása a tudomány- és technológiapolitika legsürgetőbb feladatairól¹

1. A bizottság támogatja azokat a törekvéseket, amelyek a közoktatásban több figyelmet és forrást kívánnak fordítani a természettudományra, a természettudományos oktatás és a tehetséggondozás átfogó fejlesztésére. Javasolja megvizsgálni annak lehetőségét, hogy egy természettudományos tárgyból vagy természetismeretből, mint új érettségi vizsgatárgyból legyen kötelező az érettségi vizsga, továbbá, hogy a természettudományok iskolai oktatása részben vagy teljesen integrált módon, természetismeretként történjék.

2. A bizottság üdvözli a műszaki és természettudományos területen diplomát szerzők számának, valamint a kutató és fejlesztő szakembergárda létszámának emelésére irányuló szándékot, és további jelentős – az uniós célkitűzéseknek megfelelő – növelésüket szorgalmazza.

3. A bizottság sürgeti a kutatóegyetemekre vonatkozó szakmai kritériumok rögzítését, javasolja mielőbb kialakítani a cím odaítélésének rendszerét.

4. A bizottság javasolja a K+F+I támogatási rendszer felülvizsgálatát, a jogszabályi környezet, mindezekelőtt a nehézkes közbeszerzési eljárás innovációbaráttá alakítását.

5. A bizottság sürgős feladatnak tartja a pályázati rendszer és a finanszírozás egyszerűbbé, átláthatóbbá és kiszámíthatóbbá tételét.

6. A bizottság úgy ítéli meg, hogy a K+F+I források átláthatóbb odaítélésére, felhasználásának jelenleginél sokkal szigorúbb ellenőrzésére volna szükség.

7. A bizottság azt indítványozza, hogy az illetékes szervek mielőbb tekintsék át az Európai Kutatási Térség koncepciójának, illetve a magyar nemzeti innovációs rendszer OECD keretében most folyó felmérésének ajánlásait, és tegyenek javaslatot ezek hazai viszonyokhoz adaptált alkalmazására.

8. A bizottság támogatja a K+F+I költségvetési támogatásának gyorsabb növelésére irányuló törekvéseket annak érdekében, hogy a költségvetésből e célra fordított összeg mielőbb érje el az EU által ajánlott mértéket, a GDP 1%-át. A bizottság ezen belül azt ajánlja, hogy

- az OTKA éves költségvetése ezt meghaladó mértékben növekedjék;
- a növekmény felét minden évben fordítsuk a gazdasági szereplők K+F+I tevékenységének ösztönzésére.

9. A bizottság üdvözli, hogy a 2008. évi költségvetésben ismét megjelent a magyar kutatóhelyek és kutatói közösségek elektronikus szakfolyóiratokkal való ellátása koordinációjának feladata, és fontosnak tartja, hogy a következő évek költségvetésében e feladat anyagi forrása külön soron szerepeljen.

10. A bizottság indokoltnak tartja az OTKA-nak a kincstári finanszírozási szabályok alóli mentesítését, a kutatási tevékenység logikájához jobban illeszkedő pénzügyi támogatási rendszer bevezetését.

11. A bizottság – az Európai Unió K+F+I célú támogatásainak felhasználását elősegítendő – javasolja olyan előfinanszírozási konstrukció bevezetését, amellyel az utófinanszírozásként érkező uniós támogatásokat vagy azok egy részét meg lehet előlegezni.

¹ A Házszabály 96/A §-a szerinti állásfoglalás száma: 2/2006-2010. (2008. február 27.)

területén magyarnak születtek, itt jártak iskolába, egyetemre, itt támadtak azok az ötleteik, amelyeket a sors iróniájaként hazájukban, Magyarországon nem mindannyian tudtak megvalósítani”.

A fenti „kiválasztási szabálytól” azután nem egyszerű eltér, mint például *Bárány Róbert* vagy *Zsigmondy Richárd* esetében. Ugyancsak meglehetősen tágra értelmezi, hogy kit tekint fizikusnak. A műszakiakat, például *Bláthy Ottó Tituszt*, *Csonka Jánost* vagy *Zipernowsky Károlyt* egyértelműen ide számítja, de „echt” kémikusok is bekerültek a sorba, mint például *Oláh György*. Még akkor is érdemes megjegyezni ezt, ha tény, hogy a különböző tudományterületek között a határok nagyon is elmosódtak. Számos példát lehet erre hozni, de talán – mint jellemzőt – említsük meg *Szent-Györgyi Albertet*, aki 1917-ben Budapesten orvosi diplomát szerzett, 1927-ben Cambridge-ben a kémia doktorává avatták, 1931-től a biokémia professzora volt Szegeden, az orvostudományi Nobel-díjat pedig 1937-ben kapta meg.

A 18. században élőknel korábbi tudósok nem szerepelnek a könyvben, a szóban forgó évszázadból pedig *Hatvani Istvánt*, *Segner János Andrást* és *Hell Miksát* találhatjuk meg. Két tudós viszont még ma is él: *Oláh György* és *Tisza László*. Érdekes megemlíteni, hogy a könyvben szereplők közül a recenzens számo-

sat személyesen ismert, másokról többet vagy kevesebbet hallott, de akadt egy, aki kifejezetten új volt számára: *Tárczy Lajos* (1807–1881), aki mint fizikus, kémikus, tankönyvíró és tudománynépszerűsítő játszott szerepet és életének döntő részében Pápán működött.

Az egyes tudósokról szóló részek névsorban követik egymást, és mindegyiknél szerepel a megfelelő portré is. Az egyes részek hosszúsága, részletessége nem egyforma: másfél nyomtatott oldaltól 10–12 nyomtatott oldalig különböző terjedelműeket találunk. Ugyanakkor az egyes tudósokról szóló ismertetés nagyon különböző nemcsak a terjedelem tekintetében. Természetesen tudományos eredményeiket, teljesítményüket mindegyik tartalmazza, de magánéletükről, a családról, ahonnan származnak és a saját maguk alapította családról a beszámoló jelentősen eltérő lehet.

Különös jellegzetessége a könyvnek, hogy minden egyes tudósról szóló rész végén külön ki van emelve, hogy az oktatásban hol lehet, illetve hol célszerű eredményeit megemlíteni.

A könyv utószóval zárul, amely a magyar tudósok képzésével, a magyar középiskola teljesítményének értékelésével és különböző közelítésben, más-más paraméterek alapján a magyar tudósok, illetve Magyarország „helyezését” vizsgálja az országok versenyében.

Berényi Dénes

HÍREK – ESEMÉNYEK

HÍREK ITTHONRÓL

Kitüntetések a nemzeti ünnepen



2008. március 15-én a Parlamentben adták át a Kosuth- és Széchenyi-díjakat, valamint a Magyar Köztársasági Érdemrend különböző fokozatait. A kitüntetettek *Sólyom László* köztársasági elnöktől, *Gyurcsány Ferenc* miniszterelnöktől és *Szili Katalintól*, az Országgyűlés elnökétől vehették át a díjakat. A Magyar Köztársaság elnöke – a miniszterelnök előterjesztésére – nemzeti ünnepünk, március 15-e, az 1848–1849-es forradalom és szabadságharc kezdetének, a modern parlamentáris Magyarország megszületésének napja alkalmából

A SZÉCHENYI-NAGYDÍJ

Kitüntetést adományozta a diszkrét matematika, és az elméleti számítógép tudomány terén elért, világszerte kimagasló tudományos eredményeiért, négy évtizedes hazai és nemzetközi iskolateremtő, oktatási és tudományos szervezői tevékenységéért *Lovász László* Állami-díjas matematikusnak, az MTA rendes tagjának, az Eötvös Loránd Tudományegyetem Matematikai Intézete egyetemi tanárának.

A MAGYAR KÖZTÁRSASÁGI ÉRDEMREND KÖZÉPKERESZTJE (polgári tagozata)

kítüntetést adományozta a határon túli magyar tudományosság, a magyar tudomány integrációja érdekében kifejtett úttörő munkásságáért, az MTA határon túli magyar tudományosságáért programjának elindításáért, különösen a Domus Hungarica ösztöndíjprogram kialakításáért *Berényi Dénes*nek, az MTA rendes tagjának, az MTA ATOMKI professor emeritusának, Állami-díjasnak.

A MAGYAR KÖZTÁRSASÁGI ÉRDEMREND KÖZÉPKERESZTJE (polgári tagozata)

kítüntetést adományozta a neutronszórás módszereinek fejlesztése és alkalmazása terén elért kiemelkedő, világszínvonalú eredményeiért *Cser László*nak, az MTA doktorának, a fizikai tudomány doktorának, az MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet tudományos tanácsadójának, az Eötvös Loránd Tudományegyetem címzetes egyetemi tanárának.

Rekordpénzek K+F-re

Május 14-ig lehet véleményezni azokat az új pályázati kiírástervezeteket, amelyek révén rekordösszegű forráshoz juthatnak 2008-ban a kutatás-fejlesztésre (K+F) pályázók. Az *Új Magyarország* fejlesztési terv gazdaságfejlesztési és Közép-Magyarország regionális operatív programjainak most egyeztetésen lévő pályázatainak összesen 56,41 milliárd forint támogatást kínálnak. A nyertes projektek száma az öt kutatás-fejlesztési témájú és egy környezetközponterő techno-

lógiafejlesztést szolgáló felhívásnál, illetve azok közép-magyarországi tükörpályázatainál meghaladhatja az ötszázat. A zömében június közepén meghirdetendő kiírások fő célja a magyar gazdaság versenyképessége szempontjából fontos szakmai területek – így például az orvos-, gyógyszerészeti, biotechnológiai, agrár-, egészség-, energetikai, közlekedéstudományok stb. – fejlesztése.

(<http://www.vilaggazdasag.hu/>)

AZ AKADÉMIAI ÉLET HÍREI

Az Országgyűlés elfogadta a Magyar Tudományos Akadémia elnökének jelentéseit a magyar tudomány helyzetéről

A magyar parlament ritkaságszámba menő egyetértést mutatva állt ki a tudomány ügye mellett, a határozat egyhangú megszavazását taps kísérte. Az Országgyűlés határozatában kiemeli:

„A hazai kutatás-fejlesztés támogatottságán múlik, hogy Magyarország az uniós versenyképességi programnak nyertese legyen. Ehhez alapkövetelmény a kutatói létszám – kiemelten a fiatal kutatói álláshelyek számának – érdemi növelése, megfelelő költségvetési támogatása.”

Mint arról korábban hírt adtunk, a Magyar Tudományos Akadémia törvénybe iktatott feladata értelmében két évente készíti el beszámolóját. Az Országgyűlés ez alkalommal együtt tárgyalta a korábban

benyújtott (2003–2004. évről szóló) jelentést az idén elkészült, 2005–2006. évről szóló dokumentummal.

A jelentést előzetesen megtárgyalta az MTA-n kihelezett ülésén az Oktatási bizottság február 6-án, a Foglalkoztatási Bizottság február 11-én, valamint a Gazdasági és Informatikai Bizottság február 20-án. Ezen egyeztetések alapján valamennyi szerv támogatta és általános vitára javasolta azt.

A bizottsági viták után március 11-én délelőtt a Parlament plenáris ülése elé került az MTA beszámolója, az expozét *Vizi E. Szilveszter*; az MTA elnöke tartotta. A jelentés elfogadását valamennyi frakció támogatta. A határozat szövege az Országgyűlés honlapján olvasható.

Akadémiai Ifjúsági Díj 2008.

Az MTA főtitkára a fiatal kutatók eredményeinek elismerésére létrehozott Akadémiai Ifjúsági Díjban részesítette a fizikai tudományok területén

Barnaföldi Gergely Gábert, az MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet tudományos munkatársát az *Erősen kölcsönható anyag vizsgálata földi és égi laboratóriumokban* című pályamunkájáért,

Dombi Pétert, az MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet tudományos munkatársát a *Fázismodulált szuperkontinuum előállítására hosszú rezonátoros Ti:zafír oszcillátorral és a kevés optikai ciklusból álló lézerimpulzusok vivő-burkoló fázisainak hatása ponderomotoros felületi plazmonos elektron gyorsításra* című pályamunkájáért,

Kiss Tamást, az MTA KFKI Rézecske- és Magfizikai Kutatóintézet tudományos munkatársát a *Hippokampális ritmusok kialakulása, funkciója, farmakológiai profilja és modulációja* című pályamunkájáért,

Lazarovits Bencét, az MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet tudományos munkatársát a *Felületi nanostruktúrák mágneses tulajdonságai* című pályamunkájáért.

HÍREK A NAGYVILÁGBÓL

A buborékfúzió prófétája perli a kételkedő kutatókat

A West Lafayette, Indiana székhelyű Purdue Egyetem elküldte jelentését a szövetségi hatóságoknak a *Rusi Taleyarkhan* nukleáris mérnök ügyében végzett vizsgálatról. Nevezett arról lett ismert, hogy azt állította, sikerült deuterizált acetont ultrahanggal besugározva magfúziót előidéznie a keletkező buborékokban. A munkájával kapcsolatban család vádjá merült fel, amelyet a Purdue Egyetem kivizsgált.

John Lewis, Taleyarkhan ügyvédje az indianapolisi Lewis and Wilkins cégtől, azt állítja, hogy az ügyben a végső döntést a Haditengerészeti Kutatási Iroda (Office of Naval Research) Arlington, Virginia főfelügyelője fog-

ja meghozni. A Purdue Egyetem jelentése bizalmas, azonban Taleyarkhan kapcsolatba akar lépni az irodával, hogy megtámadja a jelentés „pontosságát, megfelelőségét és teljességét”. A mérnök Indianában Tippecanoe megyében pert indított rágalmazás miatt több kutató ellen, akik kétségbe vonták a buborékfúzióval kapcsolatos eredményeit. Az alperesek között szerepelnek a *Nature* folyóiratban megjelent olyan cikkek szerzői, amelyeknek eredményeképpen merült fel kiterjedt vizsgálat szükségessége. Taleyarkhan kijelentette: „azért indítottam pert, hogy a hírnevem tisztázzam”.

(<http://www.nature.com/>)

A Szaturnusz holdjának porglóriája van

A NASA Cassini űrszondája fedezte fel, hogy a Szaturnusz *Rhea* nevű holdjának az egyenlítője körül egy porból álló glóriája van, amelyet eddig nem lehetett megfigyelni. A Cassini fedélzetén a Los Alamos Nemzeti Laboratórium kutatói által épített iontömeg- és ionnyaláb-spektrométerek működnek. Az eredményekről a *Science* magazin március 7-i számában számoltak be *The Dust Halo of Saturn's Largest Icy Moon, Rhea* címmel, amelynek 35 szerzője között szerepel *Hazel J. McAndrews*, *Robert Tokar* és *Robert J. Wilson* űrkutató Los Alamosból. A Cassini plazmaspektrométer (CAPS)

három analizátorból áll, amelyek feladata a Szaturnusz ionoszférája által befogott elektromosan töltött részecskék mérése. Los Alamos két műszer megépítésében játszott kulcsszerepet, az iontömeg-spektrométerben (IMS), amelyet arra fejlesztettek ki, hogy azonosítsa a Szaturnusz magnetoszférájában jelen lévő atomokat, valamint az ionnyaláb-spektrométert (IBS), amelyet korábban már több alkalommal is használtak a napszélkutató missziók alkalmával. A CAPS kutatócsoport tagjai 6 ország 14 intézményéből kerültek ki.

(<http://www.lanl.gov/news/>)

Az amerikai elnökjelöltek álláspontja a 2008/09 évi tudományos költségvetésről

A még versenyben lévő elnökjelöltek szinte mind egyetértenek abban, hogy az Egyesült Államoknak továbbra is be kell fektetni az alap- és energiakutatásokba. A legrészletesebb javaslattal *Hillary Clinton* állt elő, őt követi *Barack Obama*. Most hogy *John Edwards* és *Mike Huckabee* is kiszállt a versenyből, a republikánusok jelöltjének *John McCain*nek nincs konkrét javaslata, de pártfogolja a kutatás és oktatás emelt szintű támogatását. John McCain, Hillary Clinton és Barack Obama a szenátusban még a kampány vége előtt szavazni fog a 2009-es költségvetésnél a tudomány támogatásáról.

A 2008-as költségvetés a tudomány, különösképpen a nagyenergiás fizika számára katasztrofális volt, mivel gyakorlatilag megszüntették a Nemzetközi Lineáris Gyorsító (International Linear Collider) és a nemzetközi kísérleti termionukleáris reaktor támogatását. A döntés nyomán a *Fermilab* és a *Stanford Linear Accelerator Center* idő előtt leállított kísérleteket, bizonyos esetekben a személyzet elbocsátására kényszerült, valamint arra kérte alkalmazottait, hogy minden hónapban vegyenek ki két nap fizetetlen szabadságot.

A 2009-es költségvetésben a Fermilabot felügyelő ügynökség, az *Office of Science at the Department of*

Energy költségvetése 18%-kal emelkedik, 3,97 milliárd dollárról 4,72 milliárdra. A *National Science Foundation* költségvetése 14%-kal, a *National Institute of Standards and Technology* ellátmánya 22%-kal

fog növekedni. Tavalay Hillary Clinton és Barack Obama egyaránt tartózkodott a költségvetés megszavazásánál, míg John McCain ellene szavazott.

(<http://blogs.physicstoday.org/politics08/>)

Szexizmus a fizikában?

Az Egyesült Államokban a nők a fizikában alulreprezentáltak, mindössze csak 10%-át teszik ki az egyetemi oktatóknak. Egy részecskefizikus nő most azt állítja, hogy meggyőző bizonyítékai vannak arra nézve, hogy Amerika legnagyobb kutató laboratóriumaiban a szexizmus intézményesítve van. *Sherry Towers*, aki a Purdue Egyetemen statisztikát tanul, azt állítja, hogy „Döbbenetes különbségek vannak, a részecskefizika terén az elmúlt 30 évben semmiféle előrehaladás nem tapasztalható.”

Towers a nyilvánosság számára elérhető adatokat felhasználva követte 57 posztdoktori kutató, köztük 9 nő pályáját, akik 1998 és 2005 között az Illinois állambeli Bataviában, a Fermilabban dolgoztak a „Dzero” részecske-detektoron. Ő maga is ezen a projekten dolgozott 2000 és 2005 között. Szerinte a felmérés megállapításai döbbenetesek. Azt állítja, hogy a nők 40%-kal több karbantartási munkát végeztek, mint férfi társaik, valamint évente lényegesen több „belső cik-

ket” készítettek, mint a férfiak. A teljesítményük alapján azonban csak harmadannyi szereplési lehetőségük volt a konferenciákon, mint férfi kollégáiknak. A konferenciákon való szereplés kulcsfontosságú a fiatal kutatók karrierje szempontjából. A Dzero-együttműködéshez hasonló társulások cikkeinek több száz szerzője van, de ha valakinek lehetősége van az eredmények ismertetésére konferenciákon, akkor ezzel „ki lehet ugrani” a sok szerző közül.

A legtöbb együttműködési társulásban bizottságok jelölik ki a kutatókat, akik az eredményeket ismertetik. Ezekben a bizottságokban azonban a férfiak dominálnak, állítja Towers. Többen azonban szkeptikusok a megállapításokat illetően. *Kevin Pitts*, a University of Illinois, Urbana-Champaign részecskefizikusa azt állítja, nincs meggyőződve arról, hogy az effektus valós, azonban azt elismeri, hogy a nőkkel szemben létezik némi diszkrimináció.

(<http://arxiv.org/abs/0804.2026>)

Neves kozmológus hagyja ott Nagy-Britanniát

Neil Turok, a Cambridge Egyetem híres kozmológusa úgy döntött, hogy a kutatások költségvetésének csökkentése miatt búcsút mond Angliának és Kanadába távozik. Új munkahelye, az Ontario állambeli Waterloóban működő nonprofit *Perimeter Institute for Theoretical Physics* lesz, ahol ügyvezető igazgatói állást ajánlottak fel neki. Turok véleménye szerint a költségvetés

drasztikus csökkentése, valamint anyagi hasznot hozó alkalmazott kutatások erőtetése „a legújabb példája annak, hogy a kormány alapvetően nincs tisztában az alapkutatások szerepével”. *Mike Lazaridis*, a Perimeter alapítója szerint Turok kiterjedt tapasztalatait, valamint vezetői képessége nagy nyereség az intézet számára.

(<http://www.nature.com>)

A ráncosodás fizikája

A 2007 októberében átadott fizikai IgNobel-díjat egy amerikai és egy chilei kutató kapta feszültség alatti lemezek ráncosodásának tanulmányozásáért. Az IgNobel-díjat tavaly 17. alkalommal osztották ki. Mint minden jó tréfa, ez is sokértelmű; ez a felismerés már a díj elnevezésénél érvényesül – hívják bolondos, vicces, anti-Nobel-díjnak, leggyakrabban *citrom* Nobel-díj a neve – bármelyik találóbb, mintha az ignoble fordításából adódó *alantas* jelzőt használnánk. Az IgNobel tartalmazza az ignoble karaktereit, de a végén fordított sorrendben, és ez a kétértelműség



Minden hónaphoz bozzá tartozik az első napja is

fejezi ki az ötletekben kifogyhatatlannak látszó *Marc Abrahams* szándékát, hogy valami olyat díjazzon, ami először megnevetet, később elgondolkoztat.

A legutóbbi kémiai IgNobelt a japán *Yamamoto Mayu* a vaníliának tehéntrágyából történő előállítására irányuló kutatásaiért kapta. Az IgNobel-béke-díjat az Amerikai Légierő Wright Laboratóriumának kutatói kapták a *Gay Bomb* (homokbomba?) kifejlesztésére irányuló munkásságukért, amely eszköz az ellenség katonáit szexuálisan ellenállhatatlanná teszi egymás számára.

Aki kíváncsi a meghökkentő témákra, amelyekért IgNobel-díjat adtak, Marc Abrahams magyarul is megjelent könyvében számosat találhat. A ráncosodás fizikájának áttekintésével egyetlen jellemző esetből sokat megtudhatunk a sajátos *Bolond Nobel-díjas* munkák jellemzőiről.

A *redőződés elemei* című cikkükben a szerzők egy természetesen sima, izotróp, rugalmas lemez gravitáció által kiváltott redőződését írják le egy háromdimenziós tárgyon. Amint a lemez mérete nő, egy mind nagyobb komplexitású rétegezett szerkezet megjelenését tapasztalják, amely a rugalmasság és a gravitáció közötti versengés következtében növekszik. Néhány egyszerű 3D-struktúrát elemeznek, meghatározzák alakjukat és válaszukat a különféle igénybevételre, vizsgálva stabilitásukat, kimutatva, hogy ezek a konfigurációk könnyedén alakulnak egymásba. Összetettebb drapériák vizsgálata érdekében skálatörvényeket állapítanak meg. Az eredmények jól egyeznek a tapasztalattal és alkalmasak vezérfonalnak a divattervezés számára.

A szerzők a Cambridge-i Egyetem elméleti fizika tanszékének munkatársai, és ennek megfelelő biztonsággal kezelik a kontinuummechanika eszköztárát. A rugalmasságtani összefüggések alkalmazásával, megfelelő elhanyagolásokkal előállítják az egy vagy több redőhöz tartozó Lagrange-függvényt, majd a hajlításnál fellépő elliptikus függvények segítségével értékelhető összefüggésekre jutnak. Ezek után elég meglepőek az összefoglalás szempontjai:

Még ha egyszerű geometriákra korlátozzuk is magunkat, azt találjuk, hogy kvalitatív módon különböző drapériaalakok különíthetők el egymástól viszonylag alacsony energiagátakkal. Így könnyű dinamikus átmenetet találni az egyes állapotok között. Valóban, a divattervezésnél épp ez az, ami esztétikus megjelenést kölcsönöz egy mozgásban lévő kinetikus szobornak. Az inherens metastabilitás – amit még a legegyszerűbb drapériáknál is bizonyítottunk – mutatja, hogy az eddigi, pusztán számításra alapuló közelítések a gyári tervezéshez, hasznosan egészíthetők ki kvalitatív közelítésekkel.

Hogy túljussunk az elemeken és egy teljes egészet állíthassunk elő, össze kell gombostűznünk a kúpos, hengeres és sima anyagokat, ahogy a ruhatervezők többsége is teszi, felhasználva határrétegeket, szűk tartományokat viszonylag gyors variációkkal, ahol egyik megoldás a másikba simul, és ahol az anyag hajlítva is van és feszítve is. Ezeknek a tartományoknak a megállapítása az energiaminimum követelményéből lehetséges... Azonban a határrétegekben tárolt energia elhanyagolható a teljes energiához képest, amely domináns módon az izometrikus hajlítás során tárolódik. Azután finomítjuk a megoldást, hogy számot adjunk olyan effektusokról, mint véges nyújtás a kettős görbület tartományában, a textil-anizotropia hatása és egyéb, magasabb rendű effektusok.

Ez az írás jó nevű folyóiratban, a *Proceedings of the National Academy of Sciences*ben jelent meg. Alapját a *Physical Review Letters* egy évvel előbbi számában

ugyanezekről – a majdani IgNobel-díjas – szerzőktől megjelent cikk adja. Ennek összefoglalója szerint:

*A hajlított rugalmas lemezek ráncaitól motiválva a ráncosodás általános elméletét származtatjuk, amely addig érvényes, amíg az instabil állapotoktól távol vagyunk. Mindössze elemi geometriát, a hajlítás és feszítés fizikáját használjuk. Fő eredményünk a skálatörvények egy egyszerű sorozata: a ráncok λ hullámhosszára $\lambda \sim \kappa^{-1/4}$, ahol κ a merevség, amelyet a rugalmas szubsztrátum kezdeti állapota határoz meg. A ráncosodás *A* amplitúdója: $A \sim \lambda$. Ezek jelentetik az állapot egy érzékeny kvantitatív ráncosodás vizsgálathoz vékony szilárd membránok mechanikai jellemzésénél.*

A *Physical Review Focus* ugyanabban az évben szinte szuperlatívuszokban nyilatkozott a ráncosodást elemző kutatásokról és eredményeiről, egyebek között egy, a *Nature*-ben megjelent cikkről, amely a gumilepedőkön kialakuló felületi alakzatokat tárgyalja.

Egy új elmélet a ráncok részletes szerkezetét jósolja bármilyen anyagú vékony lemezekben és esetleg eltűnőtetésük módját is felajánlja – akár a szemek körüli szarkaláb ráncaiét.

Mi a közös a szemetes zsákokban, az emberi húsban és az alma bójában? A ráncok. A klasszikus elmélet képes megjósolni, hogy hol fognak a ráncok megjelenni, azonban amplitúdójukat, hullámhosszukat meghatározni, valamint biztató lehetőséget kínálni megszüntetésükre nehezebbnek bizonyult.

A szerzők felismerték, hogy sok ráncosodó rendszert közös elméleti alapon lehet elemezni, amelyben egy vékony lemez egy vastag, de nem teljesen merev alaphoz kapcsolódik. Egy kiszáradó alma ráncosodik, mert a bója a húshoz van erősítve, amely a kiszáradástól összehúzódik. A héjfelület területe nem változik, miközben alkalmazkodik a kisebb almaátmérőhöz. De hogyan alakul ki a hullámhossz?

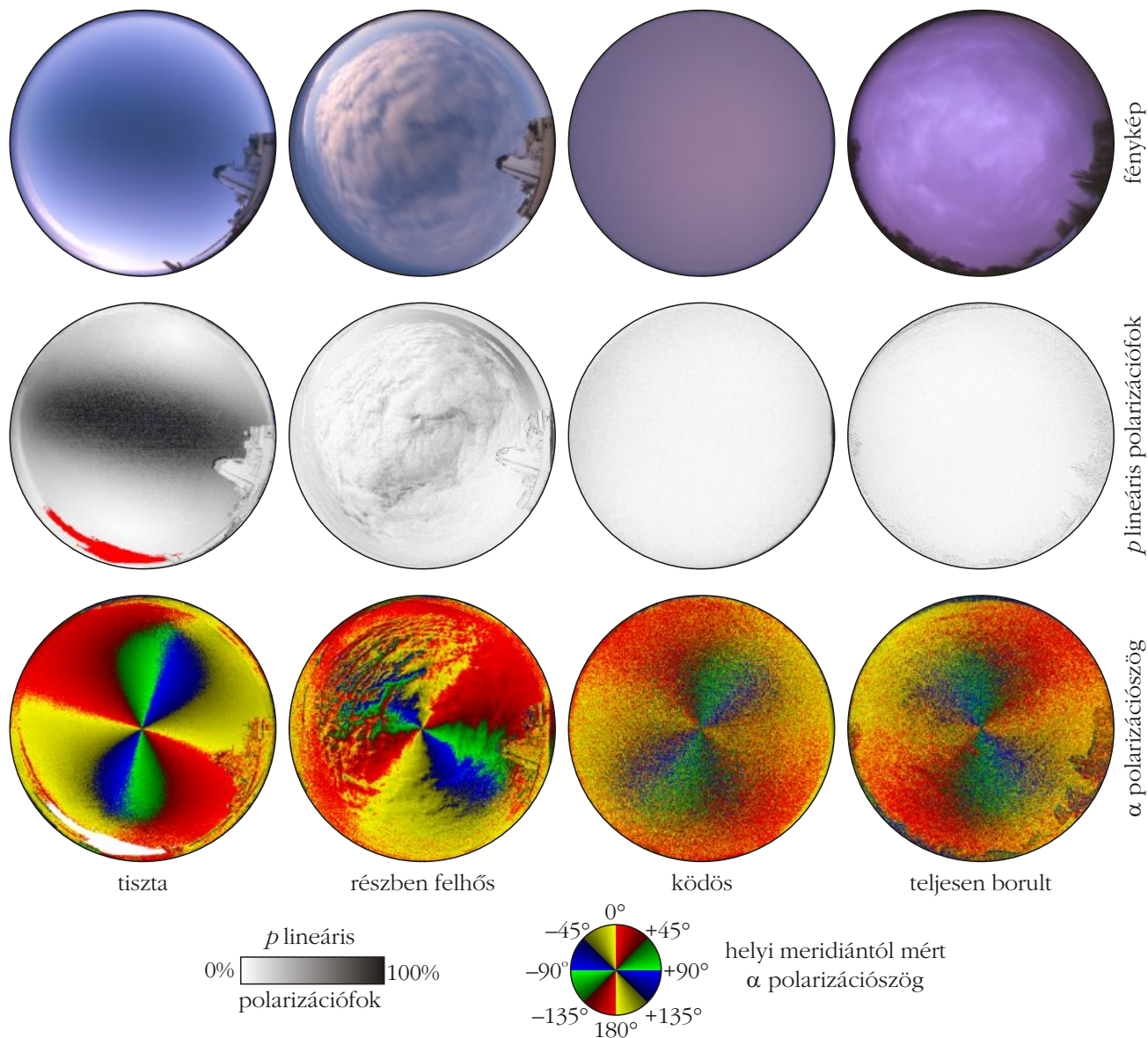
A *Physical Review Focus* szemleírója nem csökkenő lelkesedéssel ismerteti a ráncosodás elmélete terén eddig elvégzett munkát. Idézi egy szakértő véleményét: *Ez a cikk első a maga nemében. A szerzők teljesítménye sokkal nagyobb, mint a kérdésben járatlan olvasó gondolná. Ez a munka a ráncosodásról meg fogja találni útját a kézikönyvekbe, mint egy olyan informatív példa, amely megmutatja, hogyan lehet az energiaminimum megkeresése révén egy mintázat kialakulását nyomon követni.*

Mindez 2002–2003-ban történt. Az IgNobel-díjat odaítélő indoklás nem hivatkozik későbbi publikációkra. Valóban, internetes böngészés alapján úgy tűnik, a szerzők a későbbiekben az alkalmazott matematika, illetve az akusztika területén publikáltak és publikálnak jelenleg is. Egyenletesen teljesítő kutatókról van szó, és ez valószínűleg kellett is az IgNobel-díjhoz, hiszen egy kifulladás téma csak akkor érdekes, ha a szerzők eredményesek.

Az IgNobel-díj odaítélése indokainak kiderítése ígéretes terület. Kitartó munka és némi szerencse esetén a kutató maga is elnyerheti vizsgálatának ürcügét.

Füstöss László

A KIRÁLY FOGOTT EGY NAPKÖVET, FÖLFELE TARTOTTA ÉS LÁTTA, HOGY HOL SUGÁRZOTT FÉNY A KÖBŐL



Tiszta, részben felhős, ködös és teljesen borult ég fényképe, valamint az égboltfény p lineáris polarizációfokának és az ég helyi meridiánjától számított α polarizációs szögének a spektrum kék (450 nm) tartományában képkötő polarimetriával mért mintázatai olyan meteorológiai körülmények között, melyekkel a vikingek is sűrűn találkozhattak tengeri hajóútjaikon, s mely mintázatok a feltételezett polarimetrikus viking navigáció alapjául szolgálhattak. (Lásd Horváth Gábor és társai írását a 131–140. oldalakon.)



Jövők energiája



mvm paksi atomerőmű

www.atomeromu.hu

ISSN 0015325-7



9 770015 325009 08004