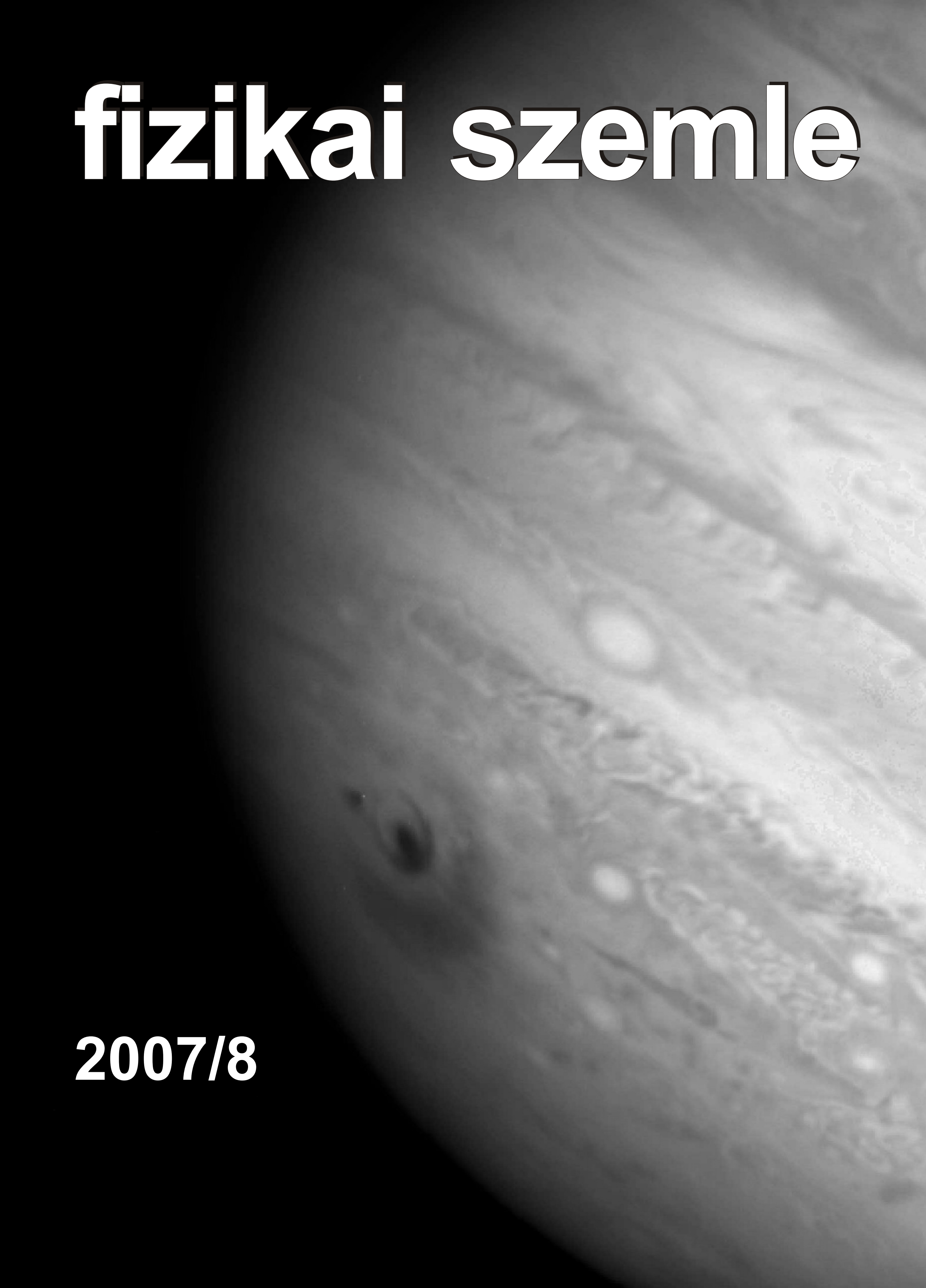
fizikai szemle



2007/8

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

A folyóirat e-mailcíme:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu
A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

http://www.fizikaiszemle.hu

A címlapon:

Az 1994 júliusában a Shoemaker-Levy üstökös belecsapódott a Jupiterbe (két fekete folt a kép bal oldalán). Az emberi történelem során ez az első megfigyelt ilyen kozmikus katasztrófa. Ehhez hasonló esemény következtében kerülhettek a Marsról kilökött kőzetdarabok a Földre.

TARTALOM

Trócsányi Zoltán: A Standard Modell Higgs-bozonja nyomában az LHC-nál 253
Bérczi Szaniszló: A Mars kőzetei a marsi meteoritok alapján 260
Kocsy Gábor: Az egyszerű radioaktív bomlás statisztikája 264
Gündischné Gajzágó Mária: Mit tanított Bolyai Farkas a gravitációról? 266

ATOMOKTÓL A CSILLAGOKIG
Juhász András: Mindennapok fizikája 273

A FIZIKA TANÍTÁSA
Szondy György: Nyugalmi vs. relativisztikus tömeg 275

KÖNYVESPOLC 279

HÍREK – ESEMÉNYEK 281

MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN
Hallhatatlan hangok (*Mester András*) 288

Z. Trócsányi: The search for the Higgs boson of the Standard Model (Work in progress at the LHC)
Sz. Bérczi: Minerals from Mars
G. Kocsy: The statistics of simple radioactive decay
M. Gündisch-Gajzágó: What F. Bolyai taught about gravitation

FROM ATOMS TO STARS
A. Juhász: Everyday physics

TEACHING PHYSICS
G. Szondy: Classical vs. relativistic mass

BOOKS, EVENTS

SCIENCE IN BITS FOR THE SCHOOL
Inaudible sound (*A. Mester*)

Z. Trócsányi: Die Suche nach dem Higgs-Boson des Standard-Modells (Arbeiten am LHC)
Sz. Bérczi: Gesteine vom Mars
G. Kocsy: Die Statistik des einfachen radioaktiven Zerfalls
M. Gündisch-Gajzágó: Was hat F. Bolyai über Gravitation gelehrt?

VON DEN ATOMEN BIS ZU DEN STERNEN
A. Juhász: Physik des Alltags

PHYSIKUNTERRICHT
G. Szondy: Ruhemasse und relativistische Masse

BÜCHER, EREIGNISSE

WISSENSWERTES FÜR DIE SCHULE
Unhörbare Töne (*A. Mester*)

З. Трочани: Поиски бозона Хиггса стандартной модели (Работа в LHC)
С. Берци: Минералы от планеты Марс
Г. Кочи: Статистика простого радиоактивного распада
М. Гюндиш-Гайзаго: Чему обучал Ф. Бояй по гравитации

ОТ АТОМОВ ДО ЗВЕЗД
А. Югас: Будничная физика

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ
Г. Сонди: Масса покоя и масса по теории относительности

КНИГИ, ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

НАУЧНЫЕ ОБЗОРЫ ДЛЯ ШКОЛ
Неслышные звуки (*А. Мештер*)

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@mtesz.hu
Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Németh Judit főszerkesztő.
Kéziratokat nem őrzünk 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 egyszámlán.
Megjelenik havonta, egyes szám ára: 750.- Ft + postaköltség.
HU ISSN 0015–3257

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Mathematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Mathematikai és Physikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

LVII. évfolyam 8. szám 2007. augusztus

A STANDARD MODELL HIGGS-BOZONJA NYOMÁBAN AZ LHC-NÁL

Trócsányi Zoltán
Debreceni Egyetem és
MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen

Négy alapvető kölcsönhatást ismerünk: a tömegvonzást, az elektromágneses, a gyenge és az erős kölcsönhatásokat. Az elemi részecskék általunk eddig vizsgált világában az utóbbi háromnak van lényeges szerepe. Ezek egységes elméleti keretbe foglalhatók: az elemi részek Standard Modellje a részecskék mindhárom kölcsönhatását leírja. A Standard Modell olyan kvantumtérelméletekre alapul, amelyben a fizikai terek bizonyos szabadsági fokainak értéke a geometriai tér különböző pontjaiban egymástól függetlenül, szabadon választható meg. Az ilyen elméleteket mértékelméleteknek nevezzük, a választási szabadságból fakadó szimmetriát mértékszimmetriának. A mértékszimmetrikus elméletek legegyszerűbb példája a kvantum-elektrodinamika (QED), amelyben az elektrontér, azaz egy komplex spinortér fázisa választható szabadon, annak értékétől fizikailag mérhető mennyiségek nem függnek. A szabad fázisválasztás leírható a térnek egy U(1) csoportelemmel (egydimenziós unitér mátrix, azaz egy komplex fázis) való szorzásaként.

A Standard Modell kiinduló szimmetriája a

$$G = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

csoportelemek szerinti transzformációkkal szembeni szimmetria. Az $SU(3)_c$ mértékszimmetria következménye a kvarkok közötti erős kölcsönhatás. A szimmetria a kvarkok három, az egyszerűbb szóhasználat kedvéért színnek (colour) nevezett, *c* szabadsági fokának a szabadon választhatóságát jelenti. Az

$$SU(2)_L \times U(1)_Y$$

szimmetria egyesíti az elektromágneses és gyenge kölcsönhatásokat az elektrogyenge elméletbe. Az *L* szabadsági fok két értéket vehet fel, ezért a fermionok spinjének mintájára gyenge izospinnek nevezik. Az *L* arra utal, hogy csak a balkezes (left) fermionok, amelyeknél a lendületvektor és a spin ellentétes irányúak, rendelkeznek gyenge izospinnel. A jobbkezesek az $SU(2)$ transzformáció esetén nem változnak. Az $U(1)_Y$ szimmetria a fermionok szabad fázisválasztását jelenti. Az elektromágneses $U(1)_{EM}$ szimmetriától csak annyiban különbözik, hogy a szimmetria következményeként nem az elektromos töltés, hanem az *Y gyenge hipertöltés* marad meg (a Standard Modellben a gyenge izospin harmadik komponense sajátértékének és a hipertöltésnek az összege az elektromos töltés $Q = T^3 + Y$).

A modellben három fermioncsalád van, mindegyikben 15 fermionnal – három leptonnal és 12 kvarkkal. Az első családban találjuk az $SU(2)$ dublettet alkotó balkezes elektront és a neutrínóját, a jobbkezes elektront,[1] valamint bal- és jobbkezes *u* és *d* kvarkokat, az utóbbiakat egyenként három szín szabadsági fokkal. A másik két család az elsőnek pontos mása, csak a részecskék tömege nagyobb. A bennük található fermionokat és azok $SU(N)$ ábrázolásának dimenzióit és kvantumszámait az *1. táblázat* tartalmazza.

Az elmélet kialakulásához vezető úton az első lépést *Fermi* tette meg, aki az 1930-as években a gyenge kölcsönhatás négy-fermion modelljét tisztán fenomenologikus úton megalkotta az akkor kialakuló QED mintájára. A továbblépéshez már elméleti megfontolások vezettek. Kiderült, hogy a Fermi-elméletben nem lehet következetesen számítani a magasabbrendű perturbatív járulékokat (sugárzási korrekció-

Elhangzott 2007. augusztus 24-én az ELFT Fizikus Vándorgyűlésén.

[1] Egyes szerzők a családok 16. tagjaként a jobbkezes neutrínókat is beszámítják. Minthogy a Standard Modellben azok egyik részecskével sem hatnak kölcsön, ezért kísérleti kimutatásuk részecskeütközésekben nem lehetséges.

kat), továbbá nagyenergiájú elektron–neutrínó szórásban sérül az unitaritás (az ütköző részecskék energiájának növelésével a folyamat valószínűsége egynél nagyobbá válik). Az elméleti problémák megoldása a mértékszimmetria, mint alapelv segítségével vált lehetővé.

A G mértékcsoportra alapuló Standard Modell szép, gazdaságos és a mérési adatok nagypontosságú leírását szolgáltatja. Az elektron–pozitron ütközésekben mérhető mennyiségeknek a Standard Modellel számolt, valamint a Nagy Elektron–Pozitron gyorsítónál (LEP) mért értékei közötti egyezés rendkívül meggyőző, ami a Standard Modell fizikai helyességét sugallja.

A LEP-gyorsítón közvetlenül lehetett ellenőrizni az elektrogyenge mértékszimmetriát az $e^+e^- \to W^+W^-$ folyamat végállapotában található longitudinálisan polarizált mértékbozonok keletkezési hatáskeresztmetszetének tanulmányozásával. A J = 1 parciális hullámban a perturbációszámítás vezető rendjében az *1.a–c ábrák* Feynman-gráfjai által mutatott folyamatok járulnak hozzá a szórási amplitúdóhoz.

1. táblázat

Fermionok szín ($SU(3)_c$\$) és gyenge izospin ábrázolásának dimenziói, valamint gyenge hipertöltés kvantumszáma a Standard Modellben. Az utolsó oszlop mutatja a részecskék elektromos töltését elemi töltés egységekben.

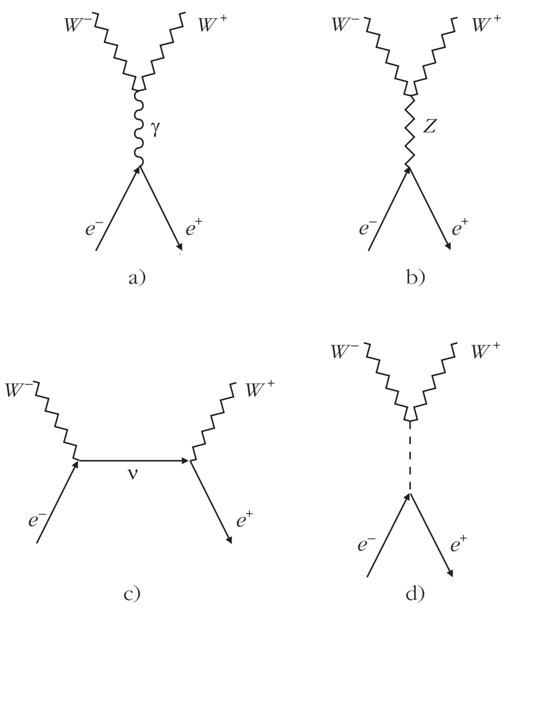
1. család	2. család	3. család	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Q
$\begin{pmatrix} u_L \\ dL \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	3	2	1/6	2/3 −1/3
u_R	c_R	t_R	3	1	2/3	2/3
d_R	s_R	b_R	3	1	−1/3	−1/3
$\begin{pmatrix} \nu_L^{(e)} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L^{(\mu)} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L^{(\tau)} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1	2	−1/2	0 −1
e_R	μ_R	τ_R	1	1	−1	−1
$(\nu_R^{(e)}$	$\nu_R^{(\mu)}$	$\nu_R^{(\tau)}$	1	1	0	0)

A gráfok alapján számolt, sugárzási korrekciókkal javított hatáskeresztmetszetnek a LEP-nél mért értékekkel való összehasonlítását mutatja a *2. ábra*. Ugyanott megtaláljuk a *ZWW*-kölcsönhatás elhagyásával kapott számítás, valamint a gyenge mértékbozonok közötti összes kölcsönhatás elhagyásával kapott számítás eredményét. A mérési eredmények világosan a teljes elektrogyenge modellel kapott számítást támasztják alá.

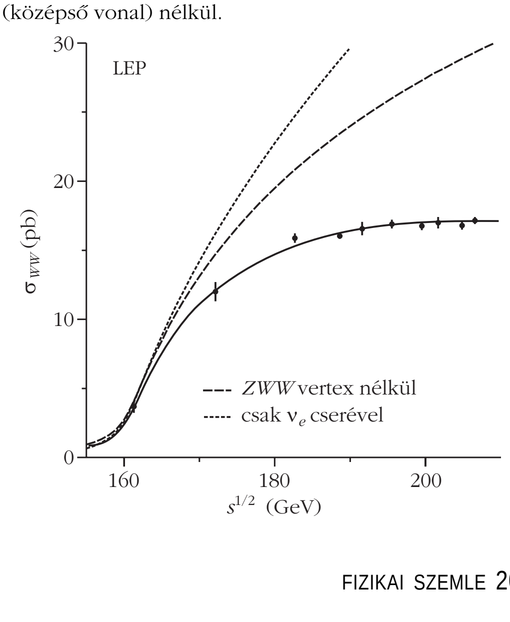
A J = 0 parciális hullám esetén azonban az *1.a–c ábrák* gráfjaiból számolt W-párkeltési valószínűség növekvő tömegközépponti energia esetén növekszik, és egynél nagyobbá is válhat, amit úgy mondunk, hogy sérül az unitaritás. Ezt a képtelenséget feloldhatjuk, ha feltesszük egy H skalár részecske létezését, amely mind a leptonokkal, mind a mértékbozonokkal kölcsönhat. Az *1.d ábrán* mutatott folyamat járuléka megszünteti az unitaritás sérülését. De vajon létezik-e a H részecske a természetben?

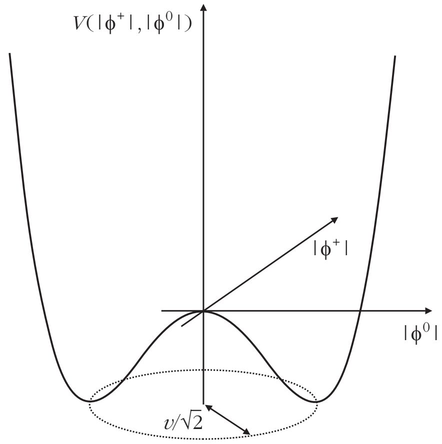
A Standard Modell szimmetriája közvetlenül nem tapasztalható a valóságban. Tömeggel rendelkező részecskéket leíró elmélet ugyanis nem lehet $SU(2)_L \times U(1)_Y$ szimmetrikus, a tapasztalat szerint azonban az összes fermion, továbbá a mértékterek elemi gerjesztései közül három tömeggel rendelkezik. A valóságban csak az erős kölcsönhatást közvetítő gluontér elemi gerjesztései és a foton nem rendelkeznek nyugalmi tömeggel, azaz csak $SU(3)_c \times U(1)_{EM}$ szimmetriát észlelünk. A mai részecskefizika legfontosabb válaszra váró kérdése, hogy hogyan marad rejtve az elektrogyenge szimmetria, mi az $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \to$

1. ábra. Az $e^+e^- \to W^+W^-$ folyamat legalacsonyabb rendű Feynman-gráfjai.



2. ábra. Az $e^+e^- \to W^+W^-$ folyamat LEP-kísérletek által mért hatáskeresztmetszetének elméleti számítással való összehasonlítása. Folytonos vonal: teljes elektrogyenge számítás. Szaggatott vonalak: számítás $(Z,\gamma)WW$ kölcsönhatások (legfelső vonal), illetve ZWW kölcsönhatás (középső vonal) nélkül.





3. ábra. A skalártér potenciálja. A pontozott kör mutatja a minimumhelyeket.

$SU(3)_c \times U(1)_{EM}$ szimmetriasérülés oka, amit úgy is szoktak fogalmazni, „Honnan nyerik az elemi részecskék tömegüket?”[2]

A modell szép megoldást kínál erre a kérdésre is. A szupravezetés Ginzburg–Landau-elméletének relativisztikus általánosításával néhányan egymástól függetlenül javasolták azt a modellt, amely végül Higgs-mechanizmusként rögzült a részecskefizikában. A modell lényege, hogy a természeti törvények szimmetriája nem jelenti azt, hogy a szimmetriát a megfigyelhető jelenségeknek is tükrözni kell. Például a Lagrange-függvény szintjén meglévő szimmetriát a rendszer alapállapota (részecskefizika esetén ez a vákuum) sérti. Ez a jelenség a spontán szimmetriasértés. Az elektrogyenge elméletben ezt úgy valósítjuk meg, hogy bevezetünk egy $SU(2)$-dublett, komplex skalárteret,

$$\phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}\text{-t,} \qquad (1)$$

(1,2,1/2) szín-, gyenge izospin- és hipertöltés kvantumszámokkal. A $Q = T^3 + Y$ összefüggés alapján a skalártér felső komponense +1 elemi töltéssel rendelkezik, míg az alsó komponens semleges. A skalártér

$$V(\phi^\dagger\phi) = -\mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \qquad (2)$$

(μ, λ valósak, $\lambda > 0$) potenciáljának végtelen sok minimuma van a *3. ábrá*n mutatott helyeken. Alapállapotban a rendszer ezek közül véletlenszerűen egyet kiválaszt, amely a mértékszimmetria felhasználásával megszorítás nélkül

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\text{-nek} \qquad (3)$$

választható. A vákuum invariáns a $\mathcal{G}$ generátorhoz (Pauli-mátrixok, illetve a 2×2-es egységmátrix) tartozó $U = \exp(i\alpha\mathcal{G}) \in G$ transzformációval szemben, ha $U\phi_0 = \phi_0$, ahonnan $\mathcal{G}\phi_0 = 0$ következik. Gyors számítás mutatja, hogy ez egyik csoportgenerátorral sem teljesül, de az elektromos töltésre igen, tehát a vákuum az eredeti $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ szimmetriát $SU(3)_c \times U(1)_{EM}$ szimmetriára sérti.

Természetesen a skalárteret tartalmazó elméletnek is G-invariánsnak kell lennie, amelynek következményeként a kölcsönhatást közvetítő mértékbozonok a fermionokon kívül a skalártérrel is kölcsönhatnak. A szimmetriasérülés eredményeként a skalártér alapállapotával, a vákuummal való kölcsönhatás a gyenge mértékbozonoknak a v vákuum várhatóértékkel arányos tömeget ad. A ϕ_0 alapállapot körül

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}\text{-ként} \qquad (4)$$

parametrizálva a teret, a modell tartalmaz egy nulla spinű semleges skalárteret, a $H(x)$ Higgs-teret, amelynek elemi gerjesztése, a Higgs-bozon, kölcsönhat a gyenge kölcsönhatást közvetítő mértékbozonokkal. *A kölcsönhatás erőssége arányos a mértékbozonok tömegének négyzetével.* A Higgs-mechanizmus szépsége, hogy a mértékszimmetria fenntartásával a fermionoknak is lehet tömegtagokat generálni. *A fermionok szintén kölcsönhatnak a Higgs-bozonnal, a kölcsönhatás erőssége a fermionok tömegével arányos.*

A Standard Modell fenomenológiai sikere azt sugallja, hogy az elektrogyenge szimmetriasértés egy a Fermi-skálán működő újfajta alapvető kölcsönhatásnak köszönhető. Egyelőre azonban fogalmunk sincs arról, miféle erő ez. A Nagy Hadronütköztető (LHC) építésének elsődleges célja az új erő felderítése.

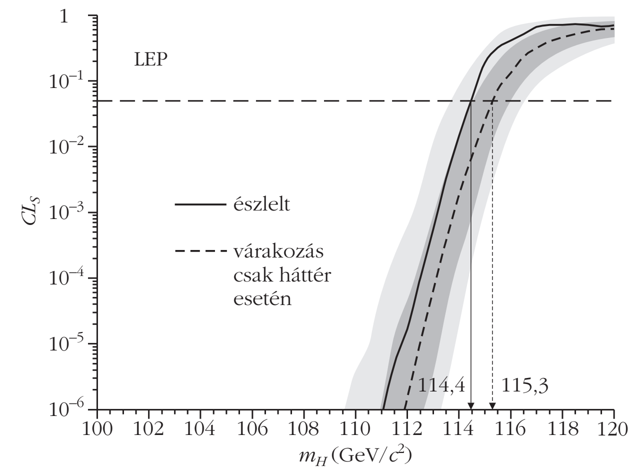
A leggazdaságosabb lehetőség, hogy az elektrogyenge szimmetriasértésért egy komplex skalártér felelős. Láttuk, hogy ekkor az elmélet megjósolja egy semleges skalártér elemi gerjesztésének, a Higgs-bozonnak a létét, azonban nem tud becslést adni a Higgs-bozon tömegére, valamint a fermionokkal való csatolásának erősségére. A részecskefizika előtt álló legfontosabb feladat tehát választ keresni a következő kérdésekre:

- Létezik-e valóban a Higgs-bozon? Ha igen, hány fajtában?
- Melyek a kvantumszámai?
- Valóban egyszerre ad tömeget a Higgs-tér a vektorbozonoknak és a fermionoknak?
- Hogyan hat a Higgs-tér önmagával kölcsön?

Ezek a kérdések már érett középkorba léptek, ezért részletes eljárásokat dolgoztak ki, hogy az LHC-nál választ kapjunk rájuk. Az írás további részében csak az elsővel foglalkozunk: áttekintjük, hogyan lehet a Higgs-bozont nagyenergiájú elemirész-ütközésekben észlelni. A Higgs-részecske keresése ahhoz hasonlítható, mintha olyan tűt keresnénk a szénakazalban, amelynek az alakjáról is csak feltevéseink vannak.

Az új részecske felfedezéséhez először a részecskét elő kell állítani, ami *Einstein* $E = mc^2$ egyenlete alapján lehetséges. Ha egy részecske tömegének megfele-

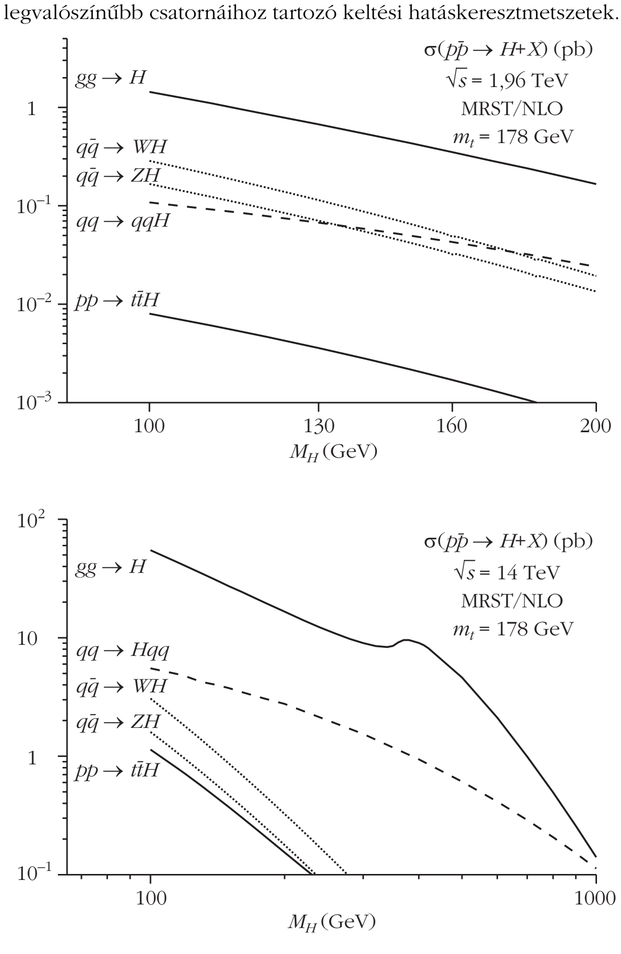
[2] A bennünket felépítő anyag tömegét nagyrészt az atommagokban található protonok és neutronok egyesített tömege adja, amelyek pedig tömegük jelentős részét az azokat felépítő *kvarkok és gluonok kötésének* köszönhetik.

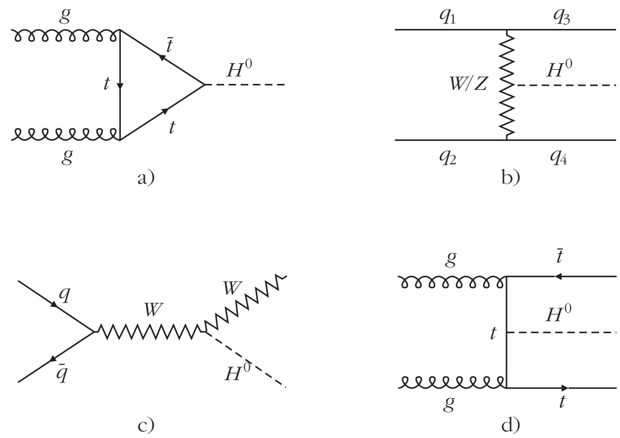


4. ábra. A LEP-kísérletek egyesített eredménye. A szaggatott vonal mutatja a kísérleti adatok várt jel+háttér hipotézis konfidenciaszintjét a Higgs-tömeg függvényében Higgs-bozonra utaló események nélkül (csak háttér). Néhány Higgs-gyanús esemény észlelése miatt a jel+háttér hipotézis konfidenciaszintje (folytonos vonal) nagyobb a jel nélkül várt becslésnél. A folytonos és a vízszintes vonal metszéspontja jelöli ki a 95%-os konfidenciaszintű alsó határt a Higgs-bozon tömegére.

lő energiánál nagyobb energiát kis térrészre koncentrálunk, akkor a részecske keletkezhet a rendelkezésre álló energiából. A nagy energiakoncentráció tárológyűrűs részecskeütköztetőkben történik. A LEP-gyor-

6. ábra. A proton–(anti)proton ütközésben való Higgs-keletkezés legvalószínűbb csatornáihoz tartozó keltési hatáskeresztmetszetek.





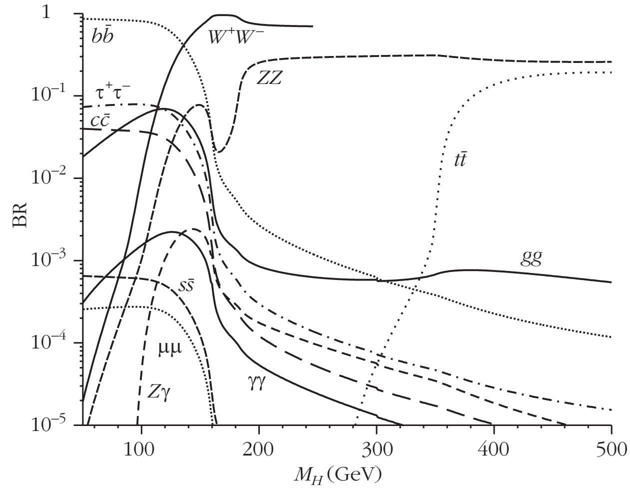
5. ábra. Hadrongyorsítón való Higgs-keletkezés legvalószínűbb csatornái.

sítóban elektron–pozitron ütközéseket hoztak létre 91–209 GeV tömegközépponti energián. A jelenleg is működő Tevatronban 2 TeV energián proton–antiproton ütközéseket hoznak létre. A 2008 májusában beinduló LHC 14 TeV energián működő, proton–proton ütközéseket létrehozó hadrongyorsító lesz. Említettük, hogy a Higgs-bozonnak a fermionokkal való kölcsönhatása a fermionok tömegével arányos. Az elektron tömege nagyon kicsi, ezért az $e^+e^- \to H$ folyamat valószínűsége is nagyon kicsi. A LEP-gyorsítón a Higgs-bozon előállításának legvalószínűbb módja a nagyenergiájú Z bozonról való kisugárzás, a $e^+e^- \to Z^* \to ZH \to 4$ fermion folyamat. A LEP-kísérletek nem találtak Higgs-részecskét, ezért annak létezését majdnem a kinematikai határig, pontosan 114,4 GeV/c^2-ig kizárták (*4. ábra*).

A hadrongyorsítókon az elemi ütközések könnyű kvarkok (u és d) valamint gluonok között történnek. A Higgs keletkezésének legvalószínűbb módja az *5.a ábrá*n mutatott gluon–gluon fúzió kvarkhurokba, és a Higgs a nehéz kvarkról sugárzik. További három lényeges keltési mód az *5.b ábrá*n látható gyenge mértékbozon-fúziós (WBF) keltés, az *5.c ábra* kvark–antikvark szétsugárzása gyors, Higgs-részecskét sugárzó gyenge mértékbozonba, valamint a *5.d ábrá*n mutatott $t\bar{t}H$ együttes keltés.

A *6. ábra* mutatja a Tevatron- és LHC-energiákon számolt keltési hatáskeresztmetszeteket a Higgs-tömeg függvényében. Az LHC-n a 100 GeV-es energiatartományba eső részecskék keltésében a gluonütközések fognak lényeges szerepet játszani, így a Higgs-keltés fő folyamata a gluonfúzió.

A Higgs-bozon a Standard Modell többi részecskéjénél nehezebb (a LEP kizárási határ szerint csak a top kvark lehet nehezebb nála) ezért a keletkezett Higgs rögtön el is bomlik elsősorban nehéz részecskék párjaiba. A Higgs tömegétől függ, hogy melyek a lényeges bomlási csatornák, hiszen nemcsak a csatolás erőssége, hanem a kinematikai küszöb is lényegesen befolyásolja részecskepár keletkezésének valószínűségét. A *7. ábra* mutatja a Higgs-bozon elágazási arányait (a parciális bomlási szélesség aránya a teljes bomlási szélességhez, $\Gamma i/\Gamma_{tot}$) tömegének függvényé-



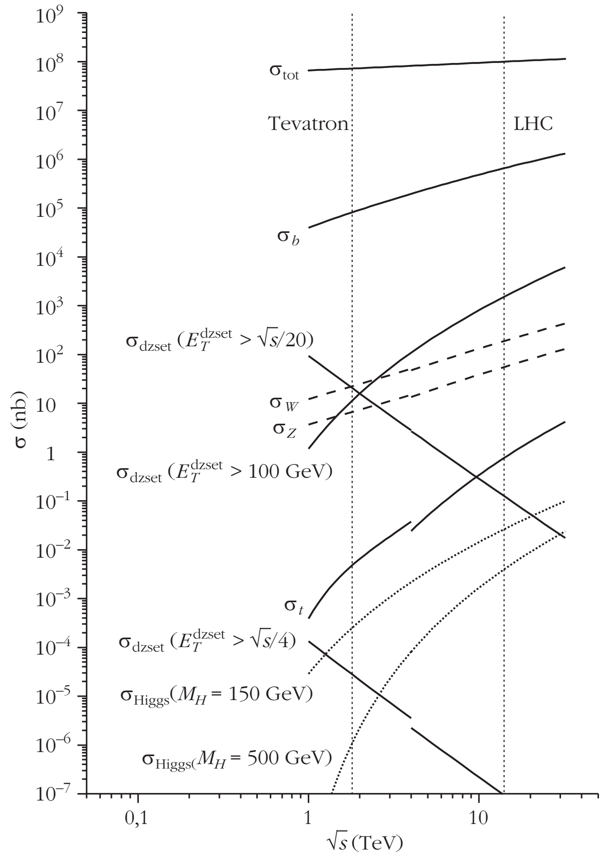
7. ábra. A Higgs-bozon elágazási arányai tömegének függvényében.

ben. Látjuk, hogy a kis tömegek tartományától eltekintve – ahol a $b\bar{b}$ párba való bomlás a legvalószínűbb –, a gyenge vektorbozonok uralják a Higgs-bomlás végállapotát. Vegyük észre, hogy kis valószínűséggel ugyan, de nulla tömegű részecskék is lehetnek a végállapotban: *gg, Z*γ, valamint γγ, aminek a továbbiakban lényeges szerepe lesz. A fontos következtetés az, hogy a Higgs-részecske a tömegétől függően más-más részecskékbe szeret elbomlani. Ebből következik, hogy a felfedezéshez vezető keresési csatornák is függenek a Higgs-tömegtől.

A Higgs-bozon nehéz a többi részecskéhez képest, ezért az ütközési kísérletekben viszonylag ritkán keletkezik. Más végállapotok valószínűsége sokkal nagyobb. A *8. ábrá*n a proton–(anti)proton ütközésekben megjelenő végállapotok hatáskeresztmetszetét látjuk a tömegközépponti energia függvényében. Alacsonyabb energiákon $p\bar{p}$ (Tevatron), magasabb energiákon *pp* (LHC) ütközések hatáskeresztmetszetei láthatók (a 4 TeV-nél látható szakadás mutatja a váltást). Azt látjuk, hogy a Higgs-bozon keletkezésének valószínűsége nagyságrendekkel kisebb más Standard Modell-beli folyamatok valószínűségénél. A Higgs bomlástermékei ugyanazok a részecskék, amelyek ezekben a más folyamatokban is keletkeznek, ezért a Higgs-keletkezésre utaló jelet mindig nagy háttér felett kell megtalálni.

A Higgs-keresés esetén a jel (S) és háttér (B) viszonya kétféle lehet: (i) a Higgs-bomlás eredményeként keletkező részecskepár invariáns tömegeloszlásában a Higgs-keletkezéshez tartozó rezonancia egy sima háttéren ül, (ii) a Higgs-keletkezés jele és a háttér alakja hasonló. Az első esetben a keresés tisztán kísérleti úton sikeres lehet. A háttér jól meghatározható a rezonancia két oldalán található eloszlásból, annak levonásával a rezonanciacsúcs egyértelművé válik. A siker feltétele, hogy a jel *szignifikanciája,* ami nagyjából az $S\cdot B^{-1/2}$ viszony, elegendően nagy legyen. Az ötnél nagyobb érték a biztos felfedezés (99,999%-os biztonságú) elfogadott szintje.

Tekintsük először a kis Higgs-tömegek tartományát! Legkézenfekvőbbnek tűnhet a jel leggyakoribb végállapotát ($H\to b\bar{b}$) választani keresési csatornaként, azonban ez esetben a jel elvész a hatalmas háttérben. Minthogy hadronütköztetőn a hadronikus végállapotok óriási túlsúlyban vannak, ezért az általános ökölszabály szerint olyan végállapotokra érdemes figyelni, amelyekben legalább egy nagy energiájú lepton van a végállapotban. Ilyen esetekben a háttér lényegesen kisebb, vagy megfelelő vágásokkal kisebbé tehető. Az egyes keresési csatornák részletes vizsgálata azt mutatja, hogy 30 fb^{-1} integrált luminozitás[3] esetén a következő csatornák egyesített eredményei a Standard Modell-beli Higgs-bozonnak a CMS detektoron való biztos felfedezéséhez vezet az m_H = 100–600 GeV/c^2 tömegtartományban:

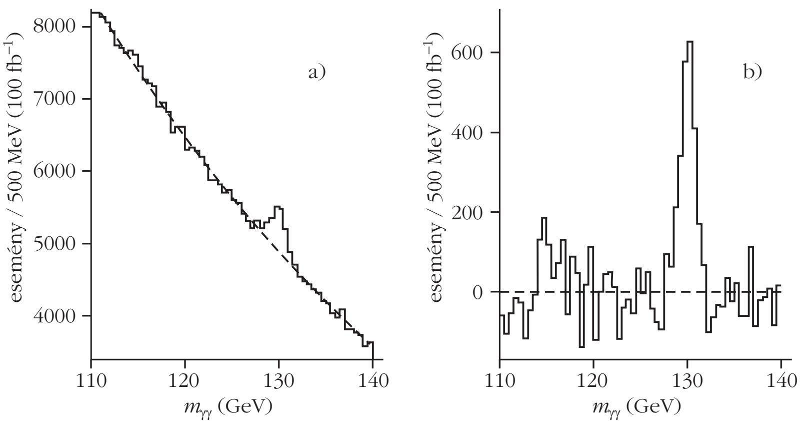


8. ábra. A proton–(anti)proton ütközésekben megjelenő végállapotok hatáskeresztmetszete.

1. $gg \to H \to \gamma\gamma$
2. $gg \to H \to ZZ \to 4\ell$
3. $gg \to H \to W^+W^- \to 2\ell\, 2\nu$

Érdekes módon a kis Higgs-tömeg tartományban ($m_H \le 130$ GeV/c^2; a LEP-adatok szerint a legvalószínűbb eset) az első a legígéretesebb folyamat. Bár az elágazási arány kicsi, mintegy 2 ezrelék, az LHC-n a $gg\to H$ keltési csatorna hatáskeresztmetszete elegendően nagy ahhoz, hogy bőséges számban találjunk jelet γγ végállapottal. Kérdés azonban, hogy milyen a háttér. Szerencsére az összes lehetséges háttér a γγ

[3] A luminozitás és a hatáskeresztmetszet szorzata közvetlenül az eseményszámot adja.

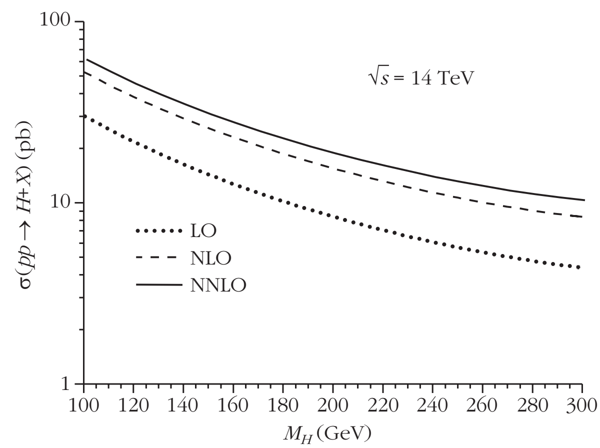


9. ábra. a) A $gg \to H \to \gamma\gamma$ folyamat invariáns tömegeloszlásának szimulációja az LHC CMS detektorán. b) Az jelhez tartozó tömegeloszlás az oldalsávokból becsült háttér levonása után.

pár invariáns tömegével fordított arányban csökken, ezért a jel–háttér viszony első esete áll fenn. A *9.a ábra* mutatja a sima háttéren a Higgs-rezonanciát, az ábra b) része pedig a rezonanciát az oldalakra illesztett háttér levonása után.

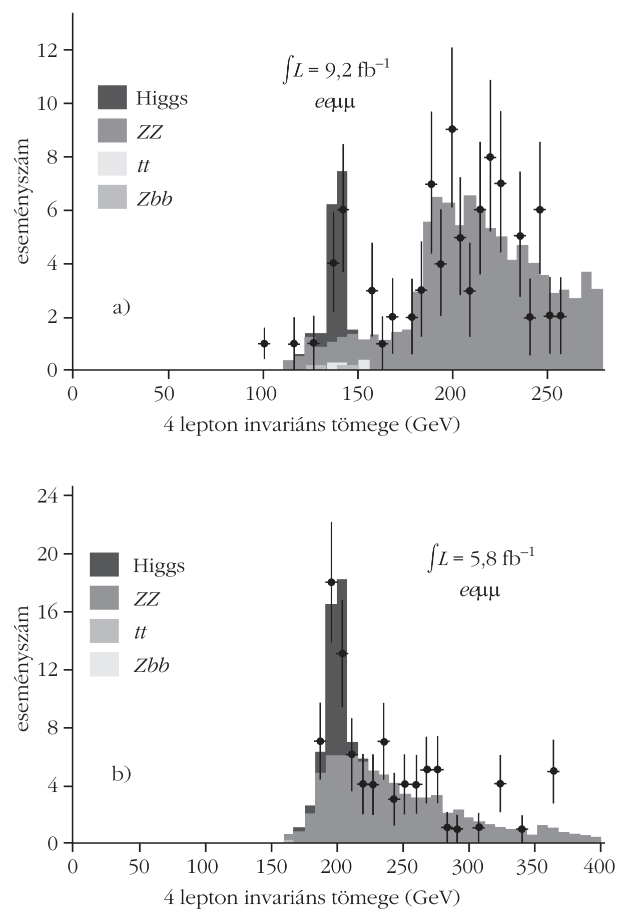
A Higgs-bozon nem csatolódik közvetlenül a fotonokhoz, hanem *W*- és *t*-kvark hurokhoz, amelyekről a két foton kisugárzódik (lásd az *5.a ábrá*t jobbról balra olvasva, a gluonokat fotonra cserélve, a hurokban *W*-vel vagy *t*-vel). A kétfajta hurok járuléka egymást nagyrészt kioltja. Két közel azonos szám kis különbségében felerősödve jelenik meg valamelyik változása. Ezért ha az új fizika akár a csatolásokat változtatja kis mértékben, akár új hurokjárulékként jelenik meg, jelentősen befolyásolhatja a $\gamma(H \to \gamma\gamma)$ parciális bomlási szélességet, amely így igen érzékeny az Standard Modellbe nem illeszthető fizikára. A helyzetet tovább bonyolítja, hogy a fő Higgs-keltési folyamat, a gluon–gluon fúzió hatáskeresztmetszete jelentősen nő a sugárzási korrekciók figyelembevételével (*10. ábra*). Ha tehát a két-foton invariáns tömegének spektrumában sikerül is részecskerezonanciát találni, még további hosszas tanulmányokat igényel (ebben és a többi csatornában) annak eldöntése, hogy milyen részecskét is sikerült felfedezni.

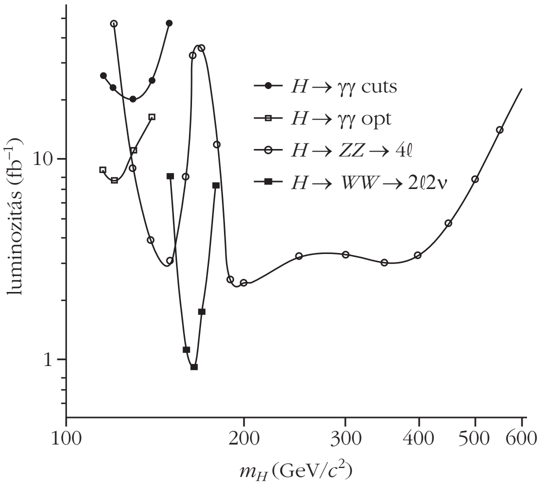
10. ábra. A $gg \to H$ folyamat hatáskeresztmetszete vezető rendben (LO), továbbá az első (NLO), illetve a második (NNLO) sugárzási korrekciók figyelembevételével LHC-energián.



Az LHC-n a 180 GeV/c^2-nél nagyobb tömegű Higgs keresése viszonylag könnyű a $pp \to H \to ZZ \to 4\ell$ folyamatban. Ebben a csatornában a Higgs-keltési hatáskeresztmetszet nagy, néhányszor tíz pikobarn (*10. ábra*), a Higgs-elágazási arány is jelentős (20–30%, *7.a ábra*), és a *Z* bozon töltött leptonokba való bomlásának valószínűsége mintegy 10% (LEP-adat). Ezek az értékek önmagukban már 1 fb^{-1} integrált luminozitás esetén elegendő eseményszámot biztosítanának, azonban figyelembe kell vennünk a lehetséges hátteret is. Szerencsére hátteret lényegében csak a jól értett $pp \to ZZ \to 4\ell$ folyamatok jelentenek. Kisebb Higgs-tömeg esetén ugyanebben a csatornában csak az egyik *Z* bozon valódi, a másik virtuális. A részletes tanulmányok szerint a 130 GeV/c^2 ≤ m_H ≤ 160 GeV/c^2 ablakban ez a csatorna szintén biztos felfedezéshez vezet. A *11. ábra* tanúsága szerint négy töltött lepton invariáns tömegének eloszlásában a Higgs-rezonancia a háttérből jól kiemelkedik már viszonylag kevés integrált luminozitás esetén is. A 160 GeV/c^2 ≤ m_H ≤ 180 GeV/c^2 ablakban a $pp \to H \to W^+W^- \to 2\ell 2\nu$ csatorna

11. ábra. Eseményszámok a felfedezéshez szükséges integrált luminozitás esetén az LHC CMS detektorán. a) m_H = 150 GeV/c^2, $pp \to H \to ZZ^* \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ folyamat. b) m_H = 200 GeV/c^2, $pp \to H \to ZZ \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ folyamat.



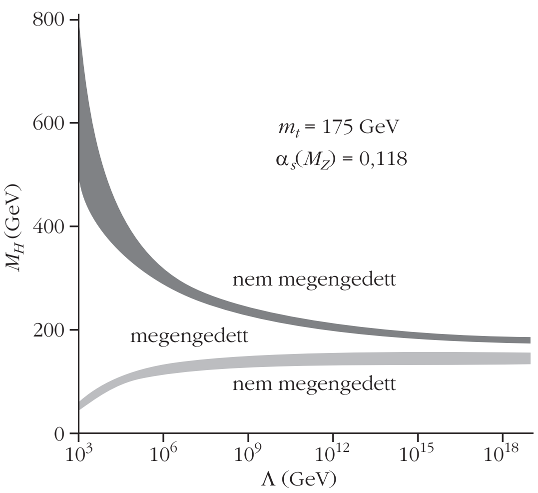


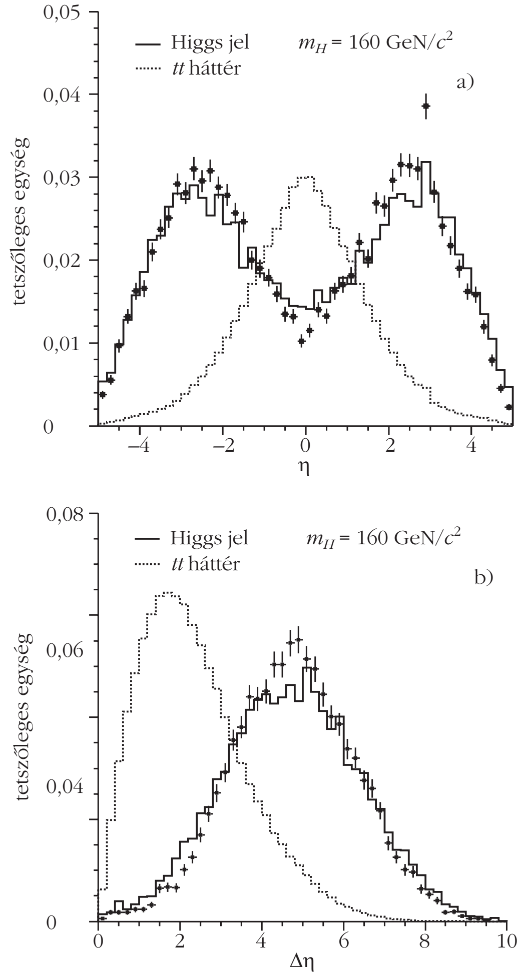
12. ábra. A Standard Modellbeli Higgs-bozon felfedezéséhez szükséges integrált luminozitás a gluonfúziós csatornákban az LHC CMS detektorán.

siet segítségünkre. A CMS tanulmánya szerint (*12. ábra*) $m_H \approx 165$ GeV/c^2 tömeg esetén már 1 fb^{-1} integrált luminozitás elegendő a felfedezéshez!

A *12. ábrá*ról kitűnik, hogy a gluonfúzióban keletkező Higgs-bozon az LHC rövid működése során is nagy biztonsággal észrevehető a végállapoti részecskék invariáns tömegeloszlásában. Mégis lényeges és érdekes más csatornák felderítése is. Az egyes csatornákban kapott eredmények összehasonlításával ellenőrizhetjük eredményeinket. Továbbá a felfedezés csak az első lépés. Fontos és sokkal nehezebb feladat a felfedezett részecske tulajdonságainak meghatározása, amihez minél több adatra van szükség. Tanulságos például felderíteni az *5.b ábrá*n mutatott WBF Higgs-keletkezés kimutatásának lehetőségét is. Bár a keltési ráta mintegy tizede a gluon–gluon fúzióban való keletkezésnek, a végállapot különleges kinematikai szerkezete lehetővé teszi a háttér elnyomását. A végállapotban megjelenő kvarkok előre-hátra szóródnak és a detektor véglezáróiban hadronzáporként jelennek meg (ezeket hívják *jelző dzseteknek*).

14. ábra. A Standard Modell stabilitástartománya (m_H értékével kifejezve) a modell érvényessége felső energiakorlátjának függvényében.





13. ábra. A jelző dzsetek pszeudorapiditás-eloszlása a) és a pszeudorapiditáskülönbség-eloszlása b) WBF Higgs-keltéses eseményekben. A szaggatott vonal jelzi a QCD-háttér ($t\bar{t}$ keletkezés) pszeudorapiditás-eloszlását.

A Higgs-részecske bomlástermékei ellenben főként a detektor oldalai (hordó) irányába távoznak. Az azonos végállapotú, de Higgs nélküli háttéresemények hadronikus aktivitása sokkal inkább a hordó felé irányul, ezért a dzsetek pszeudorapiditása [$\eta = -\ln\tan(\theta/2)$, θ a dzset lendületvektora és a nyalábtengely által bezárt szög] szerinti vágással a háttér elnyomható (*13. ábra*).

Összefoglalásként azt mondhatjuk, hogy a Standard Modell Higgs-bozonja biztonsággal felfedezhető az LHC-nál, ha tömege nagyobb a LEP kizárási határnál, de kisebb 600–700 GeV/c^2-nél. Az olvasóban joggal merül fel a kérdés, mi van, ha $m_H \geq 700$ GeV/c^2. Itt nem részletezendő elméleti megfontolásokból kiderül, hogy a Standard Modell csak akkor ellentmondásmentes elmélet valamely λ energiáig, ha a Higgs-bozon tömege λ-tól függő jól meghatározott tartományba esik (*14. ábra*). Ha tehát az LHC detektorai nem mutatnak a Standard Modell Higgs-bozonjára utaló jelet, akkor mindenképpen új fizikát kell találni az LHC-nál. Véleményem szerint valószínűbb, hogy a kísérletek találnak majd valamit, ami a Higgs-rezonanciára hasonlít. Hogy megtudjuk, mit is sikerült valójában felfedezni, meg kell mérni a rezonancia elektromos és színtöltését [mindkettő semleges], tömegét [mérendő szabad paraméter], spinjét [0], CP kvantumszámát [páros], csatolását a mértékbozonokhoz [$SU(2)_L$ jelleg] és a fermionokhoz [m_f/v], önkölcsönhatásait (a Higgs-potenciált) [m_H rögzíti] – szögletes zárójelben a Standard Modell-beli Higgs-bozon jellemzőit találjuk. Az írás elején vázolt Standard Modell kísérleti bizonyításához a lista legutolsó és egyben legnehezebben kivitelezhető eleme elengedhetetlen.

A MARS KŐZETEI A MARSI METEORITOK ALAPJÁN

Bérczi Szaniszló
ELTE TTK Anyagfizikai Tanszék

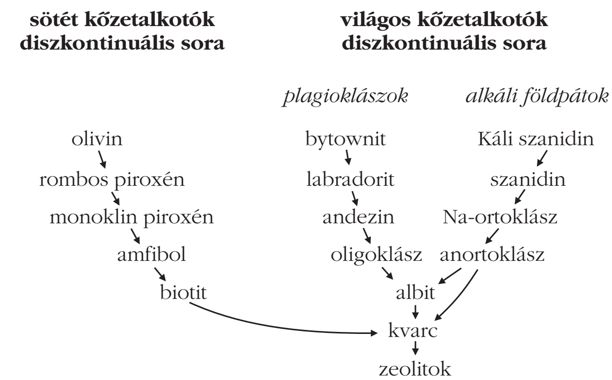
Három fő kőzettípust különít el a kőzettan a Földön: a magmás, az üledékes és a metamorf kőzeteket. A *magmás kőzetek* szilikátolvadékokból keletkeznek lehűléskori kristályosodással. Az *üledékes kőzetek* a felszíni mállás során keletkező üledékekből, a *metamorf* (átalakult) *kőzetek* nagy nyomás és/vagy hőmérséklet hatására történő átkristályosodással jönnek létre. Ezek közül a magmás kőzetek azok, amelyeknek előfordulására leginkább számítani lehet a Föld típusú, szilárd anyagú kőbolygótestek felszínén. A Merkúr, a Vénusz, a Föld, a Hold és a Mars szilárd anyagának jelentős részét, e bolygótestek köpenyét és kérgét főleg ilyen szilikátos anyagok alkotják. A megszilárdult láva főleg a Fe, Mg, Ca, Al, Na, K, Ti, Cr, Mn szilikátjaiból, valamint számos oxid- és szulfidásványból épül föl. A magmás kőzetek rendszerét az elmúlt három évszázad során megalkották. Először e rendszer magját mutatjuk be, azzal a céllal, hogy benne elhelyezhessük a marsi magmás kőzeteket, melyek meteoritokként érkeztek a Földre.

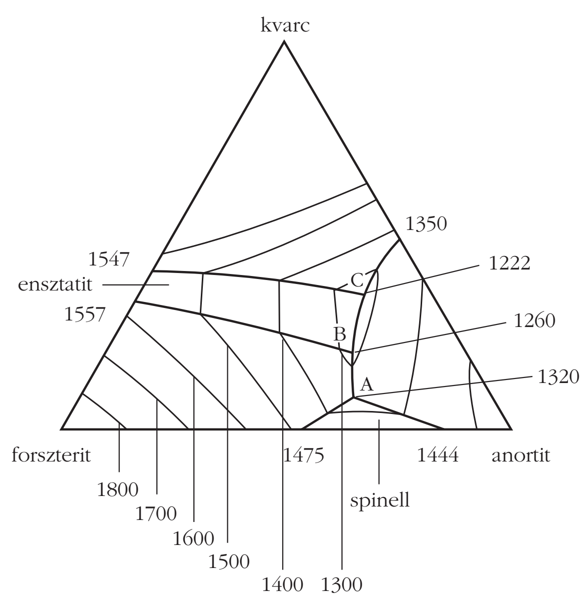
Az égitest felszínére ömlő láva jelentős része olvadt állapotban van, de benne már megkezdődött a kristályosodás. A magmás kristályosodás során létrejövő ásványegyüttes (ásványtársulás) a fő kőzetalkotó ásványokból az *1. ábra* szerinti arányban tartalmaz színes és színtelen szilikátokat. A színes szilikátok az olivin, a piroxén, az amfibol és a csillámok, a színtelenek a plagioklász és a káliföldpátok, a földpátpótlók és a kvarc. *Bowen* egy évszázaddal ezelőtti fontos megfigyelése volt az, hogy a magmás kristályosodás során a színes és a színtelen szilikátok gyakran együtt kristályosodnak, egymással párhuzamosan haladó folyamatként, de az ásványsorokon belül meghatározott sorrendet követve (*1. ábra*).

Később, olvasztási kísérletei nyomán, Bowen a magmás kristályosodás során keletkező fázisok viszonyait anyagtérképen foglalta össze. Ez a híres Bowen-diagram három fő ásványkomponens (olivin, plagioklász földpát és kvarc) segítségével le tudta vezetni a magmás kristályosodás fizikai–kémiai menetét.

A 21. század elejére a magmás kőzettan az interplanetáris mérési eredmények alapján a planetológia részét is képező tudományággá vált. Egyrészt azért, mert a legtöbb Föld típusú bolygótest felszínén az űrszondák kimutatták a bazaltot és más magmás kőzetek jelenlétét. Másrészt azért, mert a geokémia kutatói fölismerték, hogy a bazaltok „hátterében” egy kondritos, tehát peridotitos összetételű köpeny áll, melynek parciális olvadékai a bazaltok. Ezért a magmás kőzetek olyan differenciálódási sorozatokba rendezhetők, melyek egyik pólusán a peridotitos köpeny anyagai, a másik oldalán pedig a belőle leszármaztatható különféle magmás kőzetek állnak. E sokszínű folyamatcsoportra példaként mutatunk be olyan eseteket, amelyeket a marsi meteoritok szolgáltattak.

1. ábra. Bowen tapasztalati diagramja a magmás kristályosodásról (felül) és a kimért kvarc–forszterit–anortit diagram (alul).





Magmás kőzetek a Marson

Csaknem 30 esztendeje annak, hogy az első, kémiai kísérletekkel igazán gazdagon fölszerelt űrszondák, a Viking leszálló egységei, simán leereszkedtek a Mars felszínére. E páros marsi expedíció vizsgálatai közül legismertebbek a három biológiai kísérlet eredményei. A Mars magmás kőzeteinek megismerésében azonban egészen különleges, közvetett szerepe volt a Viking-méréseknek. A leereszkedés során ugyanis megmérték a marsi légkör összetételét, és ezt az adatsort néhány év múlva a Földre már eljutott marsi kőzetek azonosítására használták föl.

A meteoritok között az 1960-as évekig fölismertek egy olyan csoportot, amely a magmás szövetű akondritok közül közös kémiai vonásaival válik ki. Melyek ezek? Oxidáltabbak a többi akondritnál, nagy az illóelem-tartalmuk, jelentős az alkáliatartalom a földpátokban, sok a Ca a piroxénekben. Ezt a csoportot három fontos tagjáról, a Shergotty, a Nakhla és a Chassigny meteoritokról SNC csoportnak nevezték el. A nakhláról 1974-ben Rb–Sr radioaktív kormeghatározási módszerrel kimutatták, hogy nagyon fiatal, 1,3 milliárd éves, szemben a meteoritok többségének 4,5 milliárd éves korával. Ilyen fiatalkori vulkanizmus csak nagyobb méretű bolygótesten játszódhatott le. Később a shergottitokat még fiatalabbnak, már csak 170 millió évesnek mérték (ez a földi rétegtanban a jura kora).

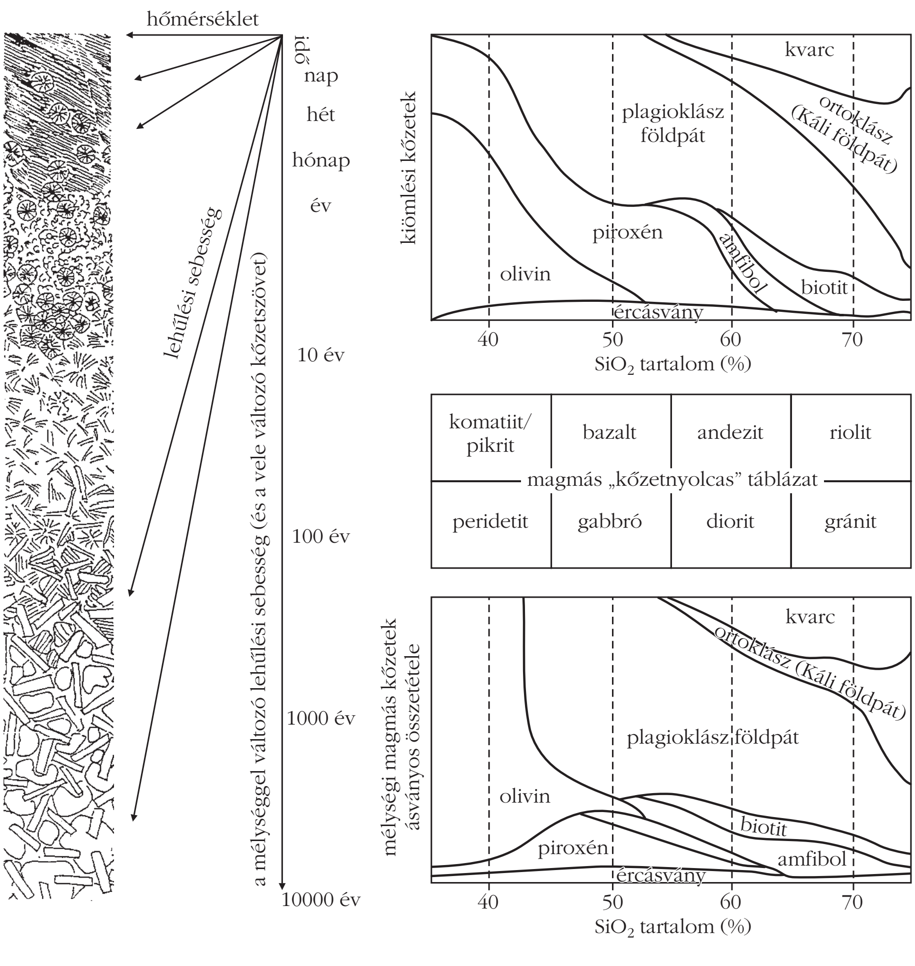
A Viking légkörmérései nyomán *Bogard* és *Johnson* (1983) a megtört SNC mintákból fölszabaduló nemesgázok (Ar, Kr, Xe) izotóparányai alapján valószínűsítette az SNC meteoritok marsi eredetét. Később a becsapódással való kiszakítás mechanizmusát is modellezték. A gyűjtemények hatféle SNC meteoritja mellé még hatot találtak 1995-ig az Antarktiszon. Ma már csaknem 40 SNC meteoritot ismerünk, mert, időközben, az Antarktisz után a forró sivatagokban is fedeztek föl újabb marsi meteoritokat. A marsi meteoritok táblázatának csak az első harmadát mutatjuk be tájékoztatásul (a *2. ábra* közepén).

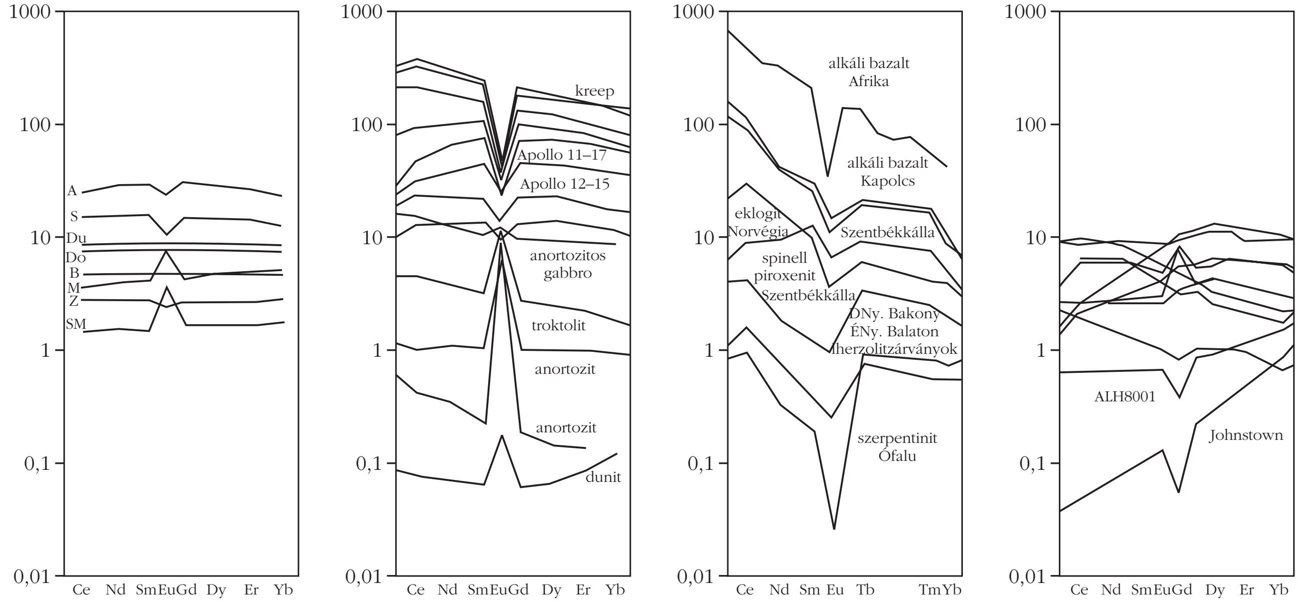
Az SNC meteoritok kőzettípusai

Az SNC meteoritok magmás kőzetek. A földi magmás kőzetek rendszerét először az ásványos összetétel, a kemizmus (pl. SiO_2-tartalom) valamint a szövet szerkezete és szemcsemérete alapján tagolták típusokba. A legismertebb táblázatos elrendezésben a kiömlési (vulkáni) kőzetek a táblázat felső sorában, ezen kőzetek mélységi magmás (plutóni) típusai a táblázat alsó sorában, növekvő SiO_2-tartalom szerint szerepelnek. A felső sor e táblázatban a vulkáni komatiit/pikrit, bazalt, andezit, riolit sorozat, az alatta lévő sor pedig a mélységi magmás peridotit, gabbró, diorit, gránit sorozat (*2. ábra*). A szemcseméret szoros kapcsolatban áll a lehűlési sebességgel. Ezért a táblázat mellé, a függőleges tengely irányában, a lehűlési sebességet is bemutató és a finomabb kőzetszöveti osztályozást is lehetővé tevő TTT diagramot illesztettünk.

A marsi meteoritok a magmás kőzetek osztályozási rendszerében a bázisos–ultrabázisos tartományba esnek. A marsi meteoritokat 6 típusba sorolják: ortopiroxenit (ALHA 84001), klinopiroxenit (a nakhlitok), dunit (chassignit), bazaltos shergottit (pl. a Shergotty maga is), pikrites shergottit (pl. a Northwest Africa

2. ábra. A földi magmás kőzetek osztályozási rendszere. A bal oldali szövettani oszlopon az egyre lassúbb lehűlési sebességgel következő szövetek a rétegsorban egyre lejjebb találhatók. A jobb oldali három táblázat a középső nyolcas táblázatra épül. Itt a felső sorban a vulkáni (kiömlési), az alsó sorban a mélységi magmás (plútóni) kőzeteket találjuk. A változó SiO_2-tartalommal változik a bennük lévő ásványfázisok mennyisége is. A felső ásványarány-sor a vulkáni, az alsó a plútóni kőzetekre vonatkozik.





3. ábra. Négy ritkaföldfém gyakorisági diagramja a kondritos értékekre normálva. Balról jobbra: a kondritos kisbolygó bazaltjai, a Hold kőzetei, a Föld néhány kőzete (szentbékkállai sorozat) és a Mars néhány meteoritja. A legdifferenciáltabb folyamatok a földi bazaltokat jellemzik, mert egy feltételezett kondritos kezdeti értékről (az 1-es vonal magasságában) parciális olvadással fölfelé is, lefelé is igen változatos kőzettípusokat hoztak létre. Ezen a diagramon a Mars kőzetei ősi differenciálatlanságot mutatnak. Az s-sel jelölt shergottitok ritkaföldfém-gyakorisága a holdi Apollo-12 és -15 bazaltok magasságába esik. Az ALHA 84001 is ősi ritkaföldfém-gyakoriságot mutat.

1068 – NWA 1068) és a lherzolitos vagy peridotitos shergottit (pl. az ALHA 77005). A három leggyakoribb marsi meteorittípus a nakhlit, a bazaltos shergottit és a lherzolitos shergottit.

A shergottitok

A bazaltos-shergottitok szürke színű magmás kőzetek, melyek monoklin piroxénekből (pigeonit, augit) plagioklász földpátból (amely azonban a meteoritot kiszakító ütés hatására átalakult maskelynitté) és járulékos ásványokból áll. A peridotitos-(lherzolitos-)shergottit a földi lherzolitokra-harzburgitokra hasonlít. Szövetében nagy rombos-piroxén szemcsékbe vannak beágyazva az olivin és krómit kristálykák. Csak kevés földpátüveg (maskelynit) található bennük. A peridotit a Földön – és a Marson is – a köpeny anyaga, melyből parciális olvadások nyomán bazaltos, pikrites olvadékok ömlenek a felszínre vagy jutnak felszín közelébe, és ott kikristályosodnak. A shergottitok egyes típusai ebbe a folyamatba illő kőzettípusok. Az olivin-porfíros shergottitok nagyméretű olivinkristályokból állnak, amelyek be vannak ágyazva a finomszemcsés bazaltos alapszövetbe.

Éppen a MER robotok fölismerése az, hogy egyes típusok a marsi felszínen kőzettömbökben is megtalálhatók. Például *McSween* és *Milam* a Spirit útja során megfigyelt és mért, olivinben dús marsi bazaltokat az olivin-porfíros shergottitokkal rokon kőzetnek találták annak alapján, hogy a Pancam, a miniTES és a Mössbauer-spektrométer adatai igazolták, hogy az olivin gyakori ásványa több marsfelszíni kőzetnek (Humphrey, Adirondack, Mazatzal). A Guszev-kráterben mért bazaltokban az olivin összetételének Fe/Mg aránya is hasonló volt az olivin-porfíros shergottitokéval. Ezek a sötét, aprószemcsés Guszev-bazaltok mintegy 25%-ban tartalmaznak olivin fenokristályokat, és, mivel a színképük hasonló a déli terra peremén található kőzetekéhez, azt is föltételezik, hogy főként ez a bazalt – az olivin-porfíros shergottit – alkotja a noachisi ősi terrákat (Noachis, Hesperida, Amazonis a három marsi rétegtani emelet – *Bérczi* és mtsai, 2001). Más kutatók (pl. *Irving*) a Tharsis-vulkánokat tartják az olivin-porfíros bazalt forráshelyének.

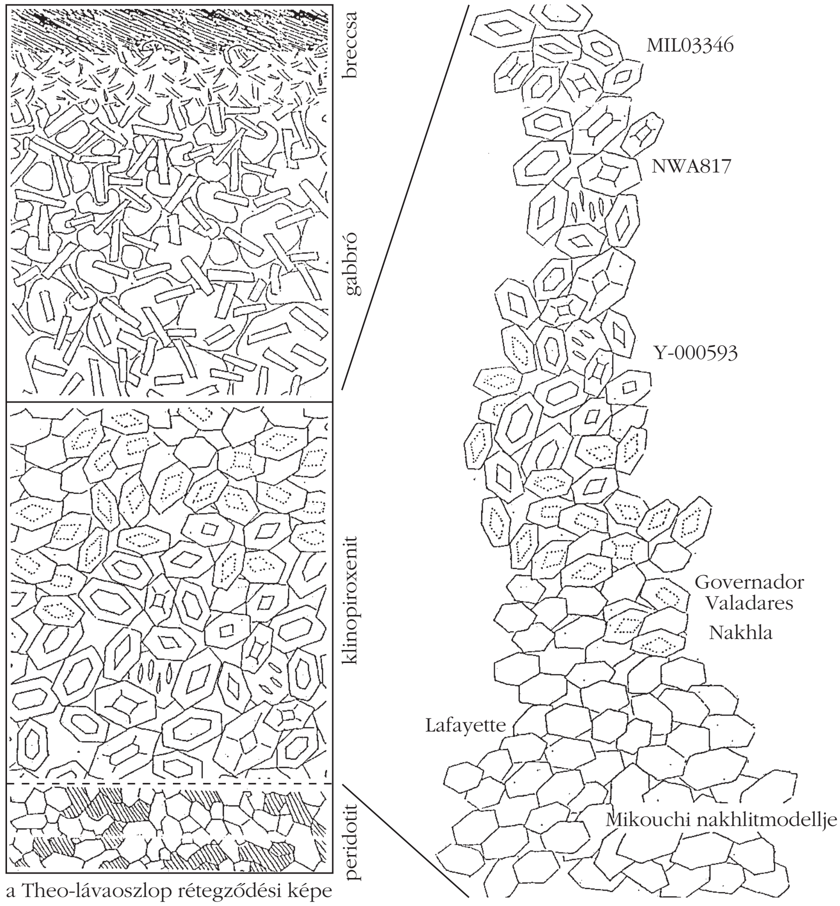
A shergottitok geokémiai osztályozására *Warren* és *Bridges* (2005) javasolt egy kéregasszimilációs modellt. Ez földi köpenyzárványok mintájára a shergottitokat a marsi köpenyből származtatja. Amikor a marsi bazaltos parciális olvadékok – a földi párhuzamos eseményeknek megfelelően – eltávoztak a köpenybeli forráshelyről, akkor kiürítették azt és elszegényítették bizonyos geokémiai összetevőkben. Ennek alapján Warren és Bridges bevezet háromféle shergottitot: erősen (E), közepesen (K) és gyengén (Gy) kiüresedett shergottitokat. Az E-shergottitok közé tartozik például a QUE94201, a K-shergottitok közé tartozik például ALHA77005, a Gy-shergottitok közé tartozik a Shergotti és a Zagami. (A Gy-shergottitok azonban leszármaztathatók az E-shergottitokból úgy is, hogy a fölfelé tartó láva a kéregben nagy ritkaföldfém-tartalmú kéregösszetevő-komponenst asszimilált, olvasztott magába.)

A magma parciális kiolvadása, majd az útja és lehűlése során bekövetkező differenciálódási folyamatot jól tükrözi a létrejött kőzet és a benne lévő ásványok ritkaföldfém-tartalma. Ilyen módszerrel ismerték föl a földi kőzetekben is a peridotitos köpenyből a bazaltot leszármaztató parciális olvadási folyamatokat. A parciális olvadás során ugyanis a ritkaföldfém-tartalom a korai kiolvadó fázisban halmozódik föl (*Bérczi,* 1991).

A nakhlitok

A nakhlitok főleg monoklin piroxénből álló kumulátos kőzetek. Kisebb részben olivin és más ásványok is előfordulnak benne. A nakhlitok nagyméretű magmatesten belüli kristályosodás során jöttek létre. A már létrejött piroxén ásványok a magmatestnél nagyobb sűrűségük miatt lassan ülepedtek és a magmatest aljára süllyedtek, ahol egymáson megtámaszkodtak.

Az így létrejött kőzetszövet a kumulátos szövet. Összetételében is és szövetét tekintve is nagyon hasonlít a nakhlitokra a földi Theo-láva Kanadában (*Treiman* és mutársai, 1996). A magmás kristályosodási és szétválási folyamatok során a Theo-lávatest 120 méter vastag összletében három nagy kőzettípus réteg különült el. Ezek szövete is különbözik. Felülről lefelé haladva egy felső 20 méteres breccsás fedő alatt a következő rétegek helyezkednek el a Theo-lávatestben (*4. ábra*): *gabbró,* mintegy 35 méteres vastagságban, alatta mintegy 50 méteres vastagságban *piroxenit,* legalul pedig *peridotit* mintegy 10–12 méteres vastagságú rétegben (*Lentz* és mtársai, 1998).



4. ábra. A hűlő lávaoszlopban elhelyezkedő nakhlitok (kumulátos piroxének) Mikouchi és mtársai, (2003) modelljében. A fölsorolt 6 nakhlit lefelé haladva egyre tömöttebb kumulátos szövetet mutat: MIL03346, NWA817, Yamato-000593, Governador Valaderes, Nakhla, Lafayette.

A Mikouchi-modell a nakhlitok kialakulásáról

A Theo-lávatest ismeretében, több nakhlitminta összehasonlító vizsgálatával *Mikouchi* japán kutató modellt alkotott arról a geológiai környezetről, ahonnan a nakhlitok származhatnak. A nakhlitok szövetében a kumulátos szövetet alkotó, sajátalakú piroxének között olivinkristályok, valamint a kőzetolvadékból kristályosodott földpát található. Mikouchi annak alapján, hogy az olvadék aljára süllyedő ásványok között kevesebb a maradék kőzetolvadék, míg az olvadékoszlop felsőbb részein lazábban helyezkednek el a támaszkodó piroxének, mélységi sorba tudta rendezni a nakhlitokat. Egy nakhlitos lávaoszlop magassági „emeletei" szerinti sorozatban az oszlop tetején helyezhető el a jelenleg (2005-ben) legújabb nakhlit, a MIL03346. Lefelé haladva az NWA817 következik, még lejjebb a Yamato-000593, majd a Governador Valaderes és a Nakhla helyezkedik el. A hűlő lávaoszlop legmélyebb pontjáról származhat a Lafayette, mert ebben illeszkednek legtömörebben a kumulátos piroxének (*Mikouchi* és mtársai, 2003). A fölsorolt 6 nakhlitot úgy is szemlélhetjük tehát, mint amelyek egy 30 méteres vastagságú lávaoszlopba mélyített fúrási magnak egyes szakaszait képviselik. E sorbarendezhetőség megerősíti azt a feltételezést, hogy egyetlen becsapódási esemény szakíthatta ki marsi forráshelyükről a nakhlitokat. *Harvey* és *Hamilton* ezt a forráshelyet a Syrtis Majorban feltételezik a TES és THEMIS színképvizsgálatok alapján.

Összegzés

A Marsról érkezett meteoritok azt tanúsítják, hogy érdekes és sok szempontból a földihez hasonló magmás folyamatok hoztak létre kőzeteket a Marson. De nagyon kevés helyszínről vannak még kőzetmintáink, és a főbb marsi meteoritok nem fedik le a spektroszkópiai és a felszíni rovermérésekkel megismert kőzettípusokat sem. Ezért a marsi meteoritok csak bevezető jellegű kőzettani ismeretekhez juttattak bennünket a marsfelszíni kőzettanról. A mállási történetet a Mars felszínén végzett anyagvizsgálatok fényében tekintjük majd át.

Irodalom

Bérczi Sz. (1991): *Kristályoktól bolygótestekig*. Akadémiai, Budapest.
Bérczi Sz. (2000): *Holdkőzetek, meteoritek*. Kis atlasz a Naprendszerről (1). ELTE TTK KAVÜCS, Uniconstant, Budapest, Püspökladány.

Bérczi Sz., Hargitai H., Kereszturi Á., Sik A. (2001): *Bolygótestek atlasza.* Kis atlasz a Naprendszerről (2). ELTE TTK KAVÜCS, Uniconstant, Budapest, Püspökladány.
Bérczi Sz., Hargitai H., Illés E., Kereszturi Á., Sik A., Földi T., Hegyi S., Kovács Zs., Mörtl M., Weidinger T. (2003): *Bolygófelszíni mikrokörnyezetek atlasza.* ELTE TTK KAVÜCS, Uniconstant, Budapest, Püspökladány.
Bogard, D.D., Johnson, P. (1983): Martian gases in an Antarctic meteorite? *Science, 221,* Aug. 12, 651–654.
Harvey, R.P., Hamilton, V.E. (2005): Syrtis Major as the Source Region of the Nakhlite/Chassigny Group of Martian Meteorites: Implications for the Geological History of Mars. *36th LPSC,* #1019.
Lentz, R.C., Friedman, Taylor, G.J., Treiman, A.H. (1999): Formation of a martian pyroxenite: A comparative study of the nakhlite meteorites and Theo's Flow. *Meteoritics & Planetary Science, 34/6,* 919–932.
McSween, H.Y., Jr., Milam, K.A. (2005): Comparison of Olivine-rich Martian Basalts and Olivine-Phyric Shergottites. *36th LPSC,* #1202; LPI, Houston, CD-ROM.
Mikouchi, T. et al. (2003): Mineralogical Comparison of Y000593 with Other Nakhlites: Implications for Relative Burial Depths of Nakhlites. *34th LPSC,* #1883; LPI, Houston, CD-ROM.
Treiman, A.H., Norman, M., Mittlefehldt, D., Crisp, J. (1996): "Nakhlites" on Earth: Chemistry of Clinopyroxenites from Theo's Flow, Ontario, Canada. *27th LPSC,* 1341, LPI Houston, CD-ROM.
Warren, P.H., Bridges, J.C. (2005): Geochemical Subclassification of Shergottites and the Crustal Assimilation Model. *36th LPSC,* #2098; LPI, Houston, CD-ROM.

AZ EGYSZERŰ RADIOAKTÍV BOMLÁS STATISZTIKÁJA

Kocsy Gábor
OSSKI, Lakossági és
Környezeti Sugáregészségügyi Osztály

A legtöbb radioaktivitással foglalkozó könyvben az első oldalakon szerepel az egyszerű radioaktív bomlás egyenlete:

$$N(t) = N_0\, e^{-\lambda t},$$

amit a

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\lambda\, N$$

differenciálegyenletből származtatnak. Ennek értelmezéséhez rendszerint hozzáfűzik, hogy N a bomló magok száma, λ pedig egy pozitív valós szám.

Azonban ezzel az értelmezéssel van egy kis gond. Ugyanis, ha N a bomló magok száma, akkor N egész szám, következésképpen az $N(t)$ függvény nem differenciálható, tehát a kiindulási egyenlet eleve értelmetlen. Nem beszélve arról, hogy a bomlás statisztikus jellege miatt a bomló magok számára vonatkozóan csak valószínűségi megállapításokat tehetünk.

Természetesen vannak alaposabb könyvek is, amelyek N-et a bomló magok számának *várható értékeként* értelmezik. Ekkor viszont joggal vagyunk kíváncsiak arra a *valószínűségi eloszlásra* is, amelyikből ezt a várható értéket származtatják. Az sem egészen nyilvánvaló, hogy ennek a várható értéknek az idő szerinti deriváltja arányos magával a várható értékkel.

További gond az a széles körben elterjedt állítás, hogy a radioaktív bomlás Poisson-eloszlást követ. Ezt könnyen megcáfolhatjuk. A Poisson-eloszlás szerint n számú esemény bekövetkezésének a valószínűsége

$$P_\lambda(n) = \frac{\lambda^n}{n!}\, e^{-\lambda},$$

ahol λ az eloszlás paramétere. Látható, hogy ez a valószínűség bármilyen $n \in \mathbb{N}$ esetén nagyobb nullánál. Tehát adott N számú bomló mag esetén annak a valószínűsége, hogy $N+1$, $2N$ vagy akár $100N$ mag fog elbomlani valamennyi idő alatt, nem nulla, ami nyilvánvalóan hibás.

Hogyan kell hát értelmeznünk a bomlás egyenletét?

Hogy az iménti kérdésekre választ kapjunk, tekintsük a következő gondolatkísérletet. Legyen adva valamilyen radioaktív anyag és két megfigyelő, *A* és *B,* akik mindent tudnak a szóban forgó anyag bomlásáról.

Az *A* megfigyelő előveszi a nagyítóját, és megfigyel egy atommagot. (Ennek a nagyítónak természetesen mágikus tulajdonságokkal kell rendelkeznie, hiszen az atommagok nagyítóval nem láthatók.) Azt látja, hogy még nem bomlott el. Ismeri az atom bomlási idejének valószínűségi eloszlásfüggvényét, p-t. Értelmezése szerint tehát $p(t) = P(t_{\text{bomlás}} < t)$, ahol P a valószínűséget, $t_{\text{bomlás}}$ pedig a bomlás idejét jelöli. Emberünket azonban az is érdekli, hogy ha valamely t_1 ideig nem bomlik el a kiszemelt mag, akkor mennyi annak a valószínűsége, hogy a t_1-től számított t_2 időn belül elbomlik. Itt *feltételes valószínűségről* van szó, ezért emlékeztetünk a feltételes valószínűség formulájára. A q eseménynek az r eseményre vonatkozó feltételes valószínűsége:

$$P(q|r) = \frac{P(qr)}{P(r)},$$

ahol $P(qr)$ a q és r esemény együttes bekövetkezésének valószínűsége. Esetünkben az r esemény az, hogy a kiszemelt mag t_1 ideig nem bomlik el, a q esemény pedig az, hogy a t_1-től számított t_2 időn belül elbomlik. Könnyen látható, hogy $P(qr) = p(t_1+t_2) - p(t_1)$, és $P(r) = 1 - p(t_1)$. A keresett feltételes valószínűség tehát:

$$P(q|r) = \frac{p(t_1+t_2) - p(t_1)}{1 - p(t_1)}.$$

Eltelik t_1 idő, és megjelenik a *B* megfigyelő. Ő is előveszi a nagyítóját, és véletlenül ugyanazt a magot veszi szemügyre, amit korábban az *A* megfigyelő. Azt tapasztalja, hogy még mindig nem bomlott el. Mivel ő is mindent tud a megfigyelt mag bomlásáról (és sem-mit sem tud az A megfigyelőténykedéséről), azt mondja, hogy annak valószínűsége, hogy a mag t_2 időn belül elbomlik, $P(t_{\text{bomlás}} < t_2) = p(t_2)$.

Mivel egyik megfigyelő sem követett el hibát, és a mag tényleg nem bomlott el t_1 ideig, a fenti két valószínűségnek egyenlőnek kell lennie:

$$\frac{p(t_1 + t_2) - p(t_1)}{1 - p(t_1)} = p(t_2)$$

minden t_1, $t_2 > 0$ esetén. Vezessük be az $s := 1 - p$ függvényt. Ez nyilván $\mathbb{R}_0^+ \to [0, 1]$ leképezés. Ezzel a fenti egyenlet a következőképpen írható át:

$$s(t_1)\, s(t_2) = s(t_1 + t_2).$$

Tudjuk, hogy az exponenciális függvény teljesíti ezt az egyenletet. De vajon következik-e ebből az egyenletből, hogy s exponenciális függvény?

Könnyen jutunk arra a következtetésre, hogy a nemnegatív racionális számok halmazán s megegyezik az f: $\mathbb{R} \to \mathbb{R}$, $t \mapsto s(1)^t$ függvénnyel. Ugyanis $s(0) = 1 - p(0) = 1 = s(1)^0$. Továbbá $x \in \mathbb{Q}^+$ esetén létezik n, $m \in \mathbb{N}$ úgy, hogy $x = n/m$. Tekintsük a következő átalakítást:

$$s\left(\frac{n}{m}\right)^m = s\Bigg(\underbrace{\frac{n}{m} + \ldots + \frac{n}{m}}_{m\ \text{db}}\Bigg) = s(n) = s(\underbrace{1 + \ldots + 1}_{n\ \text{db}}) = s(1)^n,$$

amiből m-edik gyökvonás után adódik, hogy

$$s(x) = s\left(\frac{n}{m}\right) = s(1)^{n/m} = s(1)^x.$$

Innen, ha belátjuk, hogy s folytonos, már az is következik, hogy s megegyezik f-fel a nemnegatív valós számok halmazán is. A bizonyítást a folyóirat honlapján megtalálja az érdeklődő.

Azt kaptuk tehát, hogy minden $t \geq 0$ esetén $s(t) = s(1)^t$. Mivel $s(1) \leq 1$, ezért egyértelműen létezik $\lambda \geq 0$ úgy, hogy $s(t) = e^{-\lambda t}$. Nevezzük λ-t bomlási állandónak. Ezek után $p(t) = 1 - e^{-\lambda t}$.

Megvan tehát a bomlás idejének valószínűségi eloszlásfüggvénye. Ahhoz, hogy a valamely t idő alatt elbomló magok számának várható értékét meghatározzuk, tudnunk kell, hogy milyen eloszlás szerint zajlik a radioaktív bomlás. Itt azzal a feltételezéssel élünk, hogy a magok *függetlenek* egymástól, azaz egymás bomlását nem befolyásolják. Független események bekövetkezését pedig a *binomiális eloszlás* írja le. Ha valamely esemény bekövetkezésének valószínűsége p, akkor annak a valószínűsége, hogy ez az esemény N független kísérletből n-szer bekövetkezik:

$$P(n) = \binom{N}{n} p^n (1-p)^{N-n}.$$

Ismeretes, hogy a binomiális eloszlás várható értéke: $\overline{n} = Np$, ennek szórásnégyzete pedig: $\sigma^2(\overline{n}) = Np(1-p)$. Esetünkben tehát az N magból t idő alatt elbomló magok számának várható értéke és szórásnégyzete:

$$\overline{N} = Np(t) = N\left(1 - e^{-\lambda t}\right),$$

$$\sigma^2(\overline{N}) = Np(t)\left[1 - p(t)\right] = Ne^{-\lambda t}\left(1 - e^{-\lambda t}\right).$$

Meg kell még említenünk, hogy a binomiális eloszlás *bizonyos esetekben* közelíthető a Poisson-eloszlással. Ennek feltétele, hogy $N \gg 1$ és $p(t) \ll 1$. Az első feltétel rendszerint triviálisan teljesül, az utóbbi feltétel pedig azt jelenti, hogy $\lambda t \ll 1$, azaz $t \ll T_{1/2}/\ln 2$ ($T_{1/2}$ a felezési idő).

A detektált beütések statisztikája

Ezek után vizsgáljuk meg azt is, hogy milyen eloszlást követ egy mérés során a *detektált beütések* száma.

Minden egyes fotont, amely a vizsgált mintában keletkezik, valamilyen ε valószínűséggel detektálunk. Annak valószínűsége tehát, hogy egy adott atommag bomlását t időn belül detektáljuk, $P(t_{\text{jel}} < t) = p(t)\varepsilon$. Ezek után annak a valószínűsége, hogy N darab atommagot t ideig mérve k beütést detektálunk, a binomiális eloszlás szerint számolható, hiszen az egyes beütések (kis holtidő esetén) függetlenek egymástól:

$$P_{\text{det}}(k) = \binom{N}{k}\left[p(t)\,\varepsilon\right]^k \left[1 - p(t)\,\varepsilon\right]^{N-k}.$$

Ugyanerre az eredményre jutunk akkor is, ha úgy gondolkodunk, hogy n bomlás esetén annak a valószínűsége, hogy ebből k-t detektálunk,

$$\binom{n}{k}\varepsilon^k (1-\varepsilon)^{n-k}.$$

Ha ezt kiszámoljuk valamennyi lehetséges n-re, és a kapott értékeket az n bomlás valószínűségével súlyozva összeadjuk, szintén $P_{\text{det}}(k)$-t kell kapnunk (teljes valószínűség tétele). A levezetés szintén a honlapon található.

Itt is meg kell még jegyeznünk, hogy a binomiális eloszlás közelíthető a Poisson-eloszlással, sőt a második feltétel ($p\varepsilon \ll 1$) itt még inkább teljesül, mint az előbb, hiszen ε rendszerint jóval kisebb 1-nél.

Ezek után a t idő alatt detektált beütések számának várható értéke és szórásnégyzete:

$$\overline{c} = Np(t)\,\varepsilon = \overline{N}\varepsilon,$$

$$\sigma^2(\overline{c}) = Np(t)\,\varepsilon\left[1 - p(t)\,\varepsilon\right].$$

Ez a képlet lehetőséget nyújt ε meghatározására: valamely t ideig mérünk egy ismert aktivitású mintát, majd a detektált beütések számát elosztjuk a t idő alatt várható bomlások számával.

MIT TANÍTOTT BOLYAI FARKAS A GRAVITÁCIÓRÓL?

Gündischné Gajzágó Mária
Hatvan

Első anyánk és Páris almája által
a pokol darabontjává lett a Föld,
Newton almája az ég csillagai
társaságába emelte planétánkat.
Bolyai Farkas Jelentése alapján

2007 őszén a marosvásárhelyi Bolyai Farkas Elméleti Líceum fennállásának 450. évfordulóját ünnepli, ugyanis 1557 őszén nyitotta meg kapuit az akkor még Székelyvásárhelynek nevezett Marosvásárhelyen a Schola Particula, amely azután 1718-ban egyesült az ide menekült sárospataki kollégiummal. Az egyesüléssel a Schola kollégiumi rangra emelkedett. 1804-ben a filozófiáról éppen leválasztott matematika–fizika–kémia tanszékre *Bolyai Farkas*t hívták meg, aki 47 évig tanított a kollégiumban.

A kéziratok

Bolyai Farkas hosszú tanári pályája során a kollégium nyomdájában jelentette meg matematikai műveit. Fizika tankönyvet nem adott ki, leszámítva *Az aritmetikának, geometriának és physikának eleje* címűt 1834-ben, amely mű azonban csak kevés fizikai ismeretet tartalmaz. Kéziratos hagyatékában viszont sok száz oldalnyi latin és magyar nyelvű fizikával, kémiával és csillagászattal foglalkozó jegyzetet is találunk. Az 1819-es keltezésű, 500 oldalas latin nyelvű jegyzet[1] Bolyai Farkas kézírása. A többit tanítványok másolták, illetve tanáruk diktálása után írták.

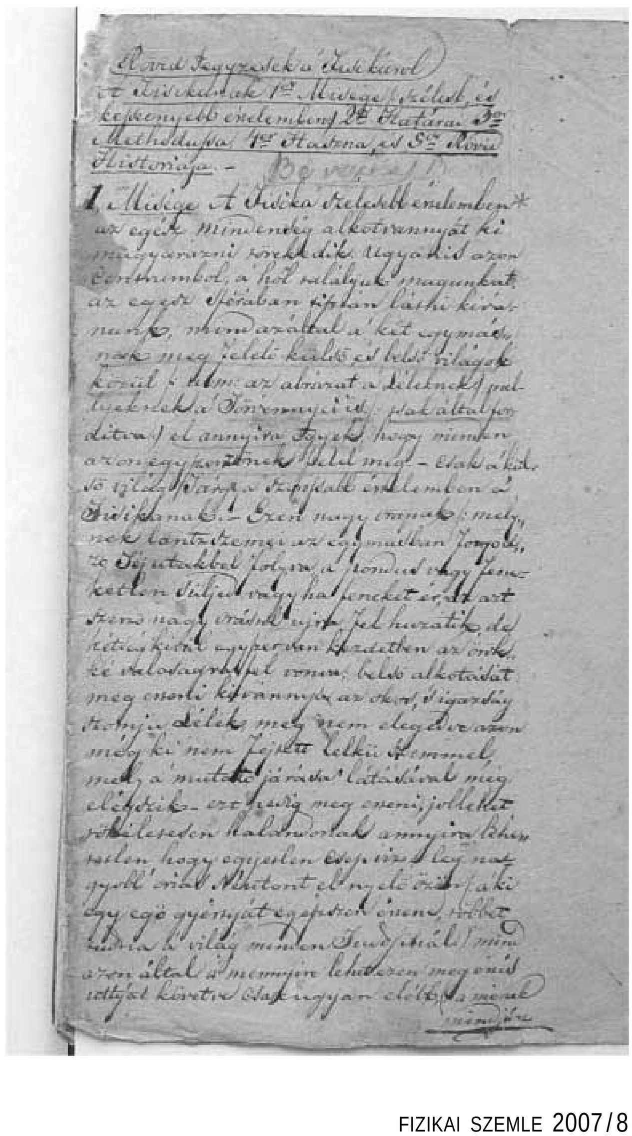
A jegyzeteket *kézzel írt tankönyvek*nek tekinthetjük. Többségük a jelenségek, törvények és alkalmazásaik tömör megfogalmazását, kisebb részük pedig a vizsgakérdéseket, illetve vizsgakérdéseket és a válaszokat tartalmazzák. Majdnem minden fejezet kettő vagy több változatban lelhető fel a hagyatékban. Ezen változatok egymástól kisebb-nagyobb mértékű eltérést mutatnak. Észrevehető, hogy Bolyai Farkas az évek során a tananyagot kissé módosította, egy-egy témát részletesebben tárgyalt, és egyre jobb magyar szakszavakat használt.

E jegyzetek tanulmányozása különösen fontos, mert Bolyai Farkas tanári pályája idején, az 1840-es években, teljesedett ki a latinról magyar nyelvű oktatásra történő áttérés a Kollégiumban. Másrészt Bolyai Farkas, az alkotó matematikus, a sokféle gyakorlati tevékenységet (kályharakás, borászat, gyógyászat stb.) eredményesen folytató, széles érdeklődési körrel bíró polihisztor, fizikatanárként is jóval az átlagon felüli volt [1, 2].

Nézzük meg, mit tanultak a gravitációról 150–170 éve a marosvásárhelyi Református Kollégium jurista (felsőbb) osztályainak diákjai.

A következőkben a magyar nyelvű jegyzetek gravitációhoz kapcsolódó szövegrészeire szorítkozunk. A kéziratokból idézett szövegrészek jelzeteit lábjegyzetben közöljük. A Bolyaiak hagyatékát a marosvásárhelyi Teleki–Bolyai Könyvtárban őrzik, de megtalálható a Magyar Tudományos Akadémia Könyvtárának Mikrofilmtárában is. Az idézeteket íráshűen közöljük,[2] így

1. ábra. Rövid Jegyzések a’ Fisikárol első oldala (B 545/1)



[1] B. F. 427 a legterjedelmesebb, könyv alakú latin jegyzet (fizika, kémia, csillagászat) Bolyai Farkas kézírásában

[2] Ezúton szeretnék köszönetet mondani *Bíró Tibor* fizikatanárnak, aki a kéziratok kibetűzését és értelmezését ellenőrizte, és *Gündisch György* orvosnak, aki a nagy mennyiségű forrásanyagot kiváló minőségben fényképezte le.

azok tükrözik a kialakulóban levő magyar fizikai szaknyelv állapotát Marosvásárhelyen.

„…Bákóban,[3] Kopernikben, Keplerben hajnallott, Newtonban feljött a fizika…" olvashatjuk a Bolyai Farkas által 1843-ban lediktált, *Ditső Lajos*[4] által leírt, *Rövid Jegyzések a' Fisikáról*[5] című, kéziratban maradt füzetben (*1. ábra*).

Newton (1642–1727) gravitációs elmélete Bolyai Farkas tanári tevékenysége idején (1804–1851) már matematikailag is jól kidolgozott tudományág [3]. Nem csoda hát, hogy Bolyai Farkas, aki Göttingában a híres *Lichtenberg* professzor fizika és csillagászati előadásait hallgatta [4, 5], és akinek magánkönyvtárához féltucatnyi töb kötetes, német nyelvű, 1800 után kiadott fizikai, illetve csillagászati egyetemi tankönyv is tartozott [6], igen magas színvonalon és érdekesen tanította a gravitációval kapcsolatos ismereteket.

Hét alcímhez csatoltuk a kiválasztott szövegrészeket, melyekből körvonalazódhat az olvasó számára, mit és hogyan tanított Bolyai Farkas a gravitáció tárgyköréből.

„A köznehézség" törvénye

„Ez a gravitas oly erö, mely a' vonszo test tömegétöl egyenesen a' vonatott test távjának pedig másodrangjától /:potentia :/ visszásan függ.

Ezen törvény feltalálója Newton, … és sem a' vonatott test nagyságától,[6] sem nemétöl nem függ: u : m : pihe és egy mázsa arany lég üress hengerbe egyszerre esnek le. A' suly az nehéz testek mennyisége, két akkora leesött[7] két akkora erövel kelletvén meg tartani."[8]

„Az egymástol távol lévö Testekre vonszo erö neveztetik *Gravitas Universalisnak* melynek törvénnye az hogy egy Test annyiszor inkább vonatik, a' mennyiszer nagyobb a' vonszo erö massája és a distantiae quadratuma kisebb. Ez az erö tartya a nap systhemájában a' planetákat a' nap körül irt uttyokban, 's a' planéták darabontjait az ö planétáik körül; …

Jegyzés A hold ha egy más erö nem taszitotta volna meg kezdetben, ugy esett volna le a' földre mint a kö; az arany és pelyhe egyformán vonatnak és esnek le az aërtöl üress térbe".[9]

„… A Newton utánni idökben tett tapasztalások arra mutatnak, hogy a' nap systhemáján feljüli véghetetlen ürben is ezen nehézség köztörvénnye uralkodik".[10]

A régies szóhasználat nem okoz nehézséget az egyetemes tömegvonzás törvénye és az ahhoz kapcsolódó jelenségek felismerésében. Egyértelmű, hogy:köznehézség = egyetemes tömegvonzás, vonzó és vonatott test = kölcsönható testek, a táv másodrangjától visszásan függ = a távolság négyzetével fordítottan arányos stb.

Kepler törvényei

„Hogy a' nap Systemában a' nehézségnek ez a törvénye tartja az égi testeket a' nap nagy massajához, bizonyítja Keplernek első törvénnye, hogy a' Planéták ellipszisben járnak, melyet legelébb ö vett észre, ha egy lapon mintegy millio mértföldre[11] két szeget gondolunk, melyekhez 42 millio mért földnyi hosszu spárgának végei legyenek kötve, s' plajbásszal belölröl kifelé húzva kereken vitetni gondoltatik a' vissza térésig a föld utja íródik le. A Nap pedig az egyik szögnél van, télben közelebb mint nyárban – midön kissebbnek is látszik."[12]

Ha deszkalapra helyezett papírlapra két gombostűt szúrunk egységnyi (például 0,5 cm) távolságra és ezekhez 42 egységnyi hosszúságú (= 21 cm) cérnát kötünk, ceruzával kifeszítve a cérnát, megrajzolhatjuk a Föld-pályát jelképező ellipszist.

Könnyen kiszámíthatjuk a Föld pályája nagy- és kistengelyének értékét. A fél nagytengely 42/2 = 21 millió mérföld; a fél kistengely pedig a

$$2\sqrt{b^2+\left(\frac{1}{2}\right)^2} = 42$$

összefüggésből határozható meg. Ahonnan

$$b = \frac{\sqrt{4{,}21^2-1}}{2} \approx 20{,}99$$

millió mérföldnek adódik. A nagy- és kistengely értéke majdnem egyenlő, tehát a földpálya gyakorlatilag kör, melynek sugara $\approx 21\cdot10^6\cdot7{,}42$ km = 155,82 millió km, a jól ismert Nap–Föld távolság.

„…a' radius vector által seprett areak egyenlöknek találtatván Kepler egyik törvénye által…"

„A tapasztalás bizonyítván Keplernek azon (III.) törvényét, hogy $T^2:t^2 = R^3:r^3$. A' miért meg volt mutatva $V:v = 1/R^2:1/r^2$. S' ez szint így van a föbb planétáknak hozzájok tarto darabontjaival."[13]

Az első idézet Kepler II. törvénye: a vezérsugár egyenlő időközönként egyenlő területeket súrol.

Az első egyenlőség Kepler III. törvényét fejezi ki a bolygók periódusai és az ellipszis pályák fél nagytengelyei között, a szokásos jelölésekkel.

---

3 Fr. Bacon (1561–1626)

4 Ditső Lajos az a Bolyai tanítvány aki később, amint azt tanára a Jelentésben meghagyta, pónyik almafát ültetett sírjához.

5 B 545/4 *Rövid Jegyzések a' Fisikárol,* Ditső Lajos kézírása 1843-ból, 80 oldalt tartalmaz.

6 = méreteitől

7 = leeső testet

8 B 598/13^v A jegyzet első sora „Egy órát elbontva 's vissza rakva érthetni meg". A 8 ív=72 oldal hosszú jegyzet különböző oldalain Simon Elek, Bálint, Benkő, Vályi, Gombás, Bitay, Burján aláírások olvashatóak, mely nevek a kollégiumi értesítők „1847–48 évi első közmegvizsgáltatás rendjé"-ben is szerepelnek.

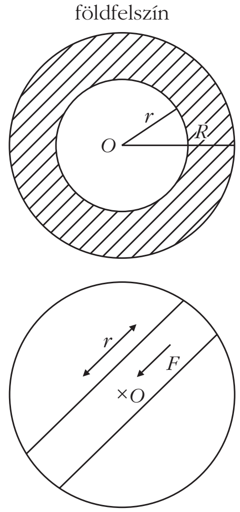
9 B 545/27^v

10 B 599/7^v A 24 oldalas jegyzet első sorai: A Phisika tárgya a' test lévén, azaz az a' mi az űrnek bizonyos részét elfoglalni láttatik

11 1 földrajzi mérföld = 7,42 km

12 B 598/16^v Bálint kézírása

13 B 598/15^v Bálint kézírása



2. ábra. Alagút a Föld belsejében

A $V : v = 1/R^2 : 1/r^2$ összefüggéshez hozzá kell fűzni, hogy itt a V és v a „vis centripeta” rövidítéseként a centripetális gyorsulások felét jelentik. Így már levezethető ez az egyenlőség, ellipszis helyett körpályára gondolva. Valóban, a gyorsulások aránya a következőképpen írható:

$$V : v = \frac{\frac{(2\pi R)^2}{T^2}\,\frac{1}{R}}{\frac{(2\pi r)^2}{t^2}\,\frac{1}{r}} = \frac{\frac{R}{T^2}}{\frac{r}{t^2}} = \frac{R}{r}\,\frac{t^2}{T^2},$$

és figyelembe véve a III. törvényt,

$$V : v = \frac{R}{r}\,\frac{r^3}{R^3} = \frac{1}{R^2} : \frac{1}{r^2}.$$

„A nehézség ereje”

„A Föld színén akkora a’ Föld vonzo ereje, hogy a test szabadon 1’’pertz alatt 15,5 lábat ír le. A Föld közepétöl két akkora távrol csak 1/4-ed, három akkora távrol csak 1/9-ed sat., annyit esne; innen a hold is, ha más erö nem tartaná … a Földre esnék, a távnak említett törvénye szerént. – Így ha csak ez az erö volna, mind öszve gyülnének az égi testek, mint egy temetöbe.”

„Hogy mekkora a’ Nap színén, mekkora Jupiterén, Saturnusén, sat., a nehézség ereje az az egy másod pertz alatt hány lábat írna le a kö; a’ mint Newton fel számította. Péld: A nap színén két olyan sebességgel esnék a kö, mint egy puska golyobis.”[14]

Mivel 1 láb = 0,3126 m, az első másodpercben $15{,}5 \cdot 0{,}3126 = 4{,}845 \approx 4{,}9$ m-t esik a szabadon hagyott test. Ez valóban így van, hiszen

$$\frac{9{,}8\,t^2}{2} = \frac{9{,}8 \cdot 1}{2} = 4{,}9 \text{ m}.$$

Ez az érték Bolyainál a „nehézség ereje”. Ma viszont a gravitációs gyorsulás a szabadon eső test által az esés első másodpercében megtett út számértékének kétszeresét jelenti.

A gravitációs gyorsulás és „a nehézség ereje” is négyzetesen csökken a Föld középpontjától mért távolság növekedésével. A Nap felszínén a gravitációs gyorsulás értéke 274 m/s^2, „a nehézség ereje” pedig 137 m, ami azt jelenti, hogy a Nap felszíne közelében leeső test sebessége 1 másodperc után 274 m/s. Bolyai Farkas szerint $v_{\text{puskagolyó}} = 137$ m/s.

Alagút a Föld belsejében

„Bé felé menve a Föld közepe felé, ezen erö, mely köz nehézségnek neveztetik apad, mivel a kívül lévö boríték is visszá von, és a Föld színén belöl a közép pont távjától egyenesen függ.”[15]

Vagy, mai szóhasználattal: A gravitációs térerősség a Föld belsejében a középpontig mért távolsággal egyenesen arányos. Igazoljuk ezt a kijelentést!

Valóban, a Föld belsejében, a középponttól r távolságban, a gravitációs térerősség a $g = \gamma M/r^2$ képlettel számítható ki (*2. ábra*), ahol M nem az egész Föld tömegét, hanem csak az r sugarú gömb tömegét jelenti (hiszen az ezen kívüli, bevonalkázott „boríték” itt nem számít). Így, ρ-val jelölve a Föld sűrűségét,

$$M = \rho\,\frac{4\pi r^3}{3} \quad \text{és így} \quad g = \frac{4\pi\gamma\rho r}{3}, \quad \text{tehát} \quad g \sim r.$$

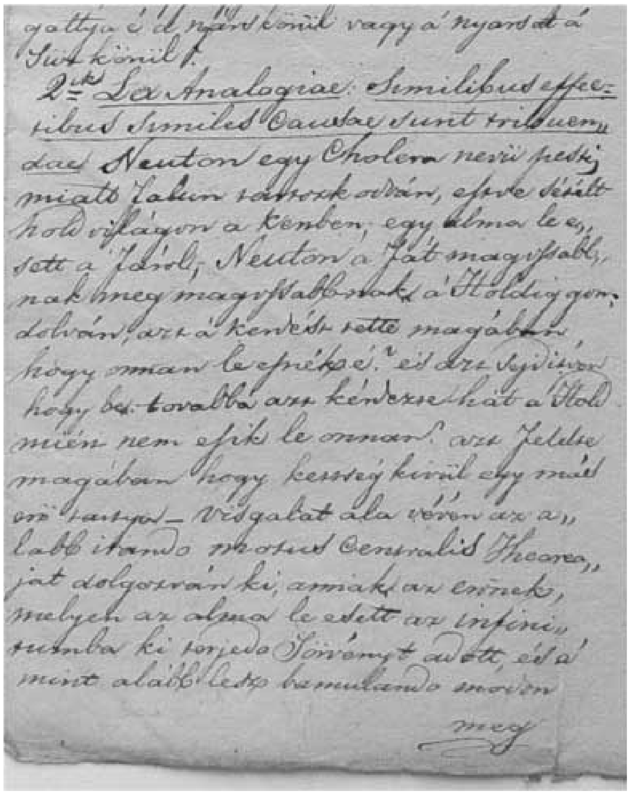
Ezek után érdemes feltenni a következő kérdést is: *Milyen mozgást végezne az a test amelyet egy a Föld középpontján átvezető légmentes alagútba ejtenénk?* Az előbbiek alapján erre a testre rugalmas típusú erő hatna, így harmonikus rezgőmozgást végezne az alagút két vége között.

„Ha pedig a Földnek mint egy dionak belét kivéve gondoljuk, ott akármely test egyámtalán meg állana, a’ vonattatás minden felé egyenlöleg le rontva egymást, ugy, hogy ezen Kliniusi alvilágban, a’ harangnak nem kellene láb.”[16] – A fenti gondolatmenetből egyenesen következik, hogy a belül üres Földben egy testre sem hat nehézségi erő, így még a nagy tömegű harang alátámasztására sem lenne szükség.

Newton almája

„…Newton egy cholera nevü pestis miatt falun tartozkodván, estve sétált hold világon a kertben; egy alma le esett a’ fárol; Newton a fát magossabbnak meg magossabbnak a’ Holdig gondolván, azt a’ kérdést tette magában, hogy onnan leesnék-é? És azt sejditvén hogy le, továbbá azt kérdezte hát a’ Hold miért nem esik le onnan? Azt felelte magában hogy kettség kívül

---
[14] B 590/6–6v A 20 oldalas jegyzet kezdősora: „A lélek egész környezetének”
[15] B 590/6
[16] B 590/6

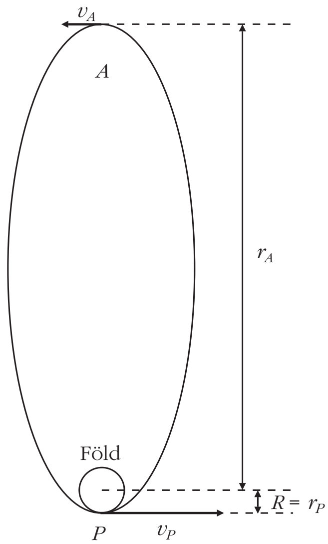


gattya é's a' nyárs körül vagy a' nyársat a'
Sut körül.
2ik La Analogiae: Similibus effec-
tibus Similes Causae sunt tribuen-
dae Neuton egy Cholera nevü pestis
miatt falun tartozkodván, estve sétált
holdvilágon a kertben, egy alma le e-
sett a' fáról, Neuton a' fát magosabb-
nak meg magosabbnak a' Holdig gon-
dolván, azt a' kérdést tette magában
hogy onnan le esnék é? és [illegible]
hogy [illegible] tovabb az kérdezte hát a' Hold
miért nem esik le onnan? azt felelte
magában hogy kétség kivül egy más
erö tartya – Visgalat ala vévén az a-
lább irando motus Centralis Theorea-
jat dolgozván ki, annak az erönek,
melyen az alma le esett az infini-
tumba ki terjedö Törvényt adott, és a'
mint alább lesz bámulando modon
meg

3. ábra. Bolyai Newton szabadesésével foglalkozó kézirata (a *Rövid Jegyzések a' Fisikárol* második lapján)

egy más erö tartya – visgálat alá vévén az alább irando motus Centralis Theoreajat[17] dolgozván ki, annak az erönek, melyen az alma le esett az infinitumba kiterjedö Törvényt adott és a' mint alább lesz bámulando modon megálitodott az az erö melyen[18] minden bujdosok[19] a' magok napjok körül forognak az ö Darabontjaiknak[20] körülettek valo forgásokkal. – Láttzik ugyan, hogy ez nem Mathematicus concludetur modus;[21] ugyanis egyenlö Jelenetek egészszen különbözö okokbol lehetnek p:o: két ház ég, egyiket a' menykö (ütötte meg:) a' másikot a' Tolvaj gyujtotta meg. De itt haladni nem lehet egészszen mathematikai modon 's tsak ugyan hozzá kell adni ehez, és mind a' négy régulához hogy a Természetet mintegy Oraculumot meg kell minél többször experimentumok által kérdezni; Jollehet sokszor igen kéttségesen felelis, és akár melyiket az irt és még következö regulák közül csak addig kell megtartani, míg ez az Oráculum[22] helybe hagyja"[23] (*3. ábra*).

Ugyanez a kérdés másutt tömörebben olvasható: „Sétálva estve a kertben, egy alma leeséséből kérdésbe tette, hogy ha a' holdig érne a fa, [az alma] leesnék é? S hát a hold miért nem esik le?" [24]



4. ábra. Az alma pályája

A Holdig érő fáról leeső alma földet érésének feltételei (itt a Hold jelenlététől eltekintünk, csupán egy olyan almafára gondolunk, melynek magassága a Föld–Hold távolsággal egyenlő):

- mozogjon ellipszis pályán,
- az egyik fókuszban a Föld középpontja legyen,
- a leszakadás pillanatában az *A* apogeumban legyen,
- a *P* perigeumban érjen Földet.

Az ellipszis pályán mozgó almára érvényes a területi sebesség és energiamegmaradás törvénye:

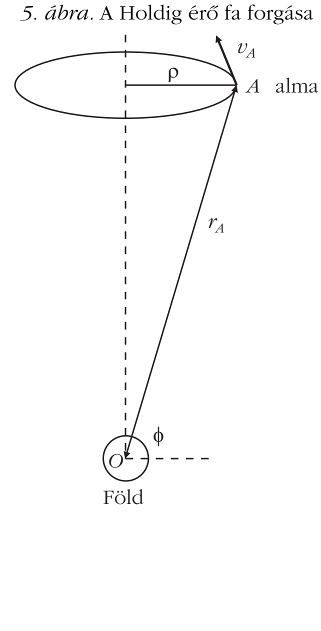
$$v_P\, r_P = v_A\, r_a,$$

$$\frac{m\, v_P^2}{2} - \gamma\, \frac{M\, m}{r_p} = \frac{m\, v_A^2}{2} - \gamma\, \frac{M\, m}{r_A}.$$

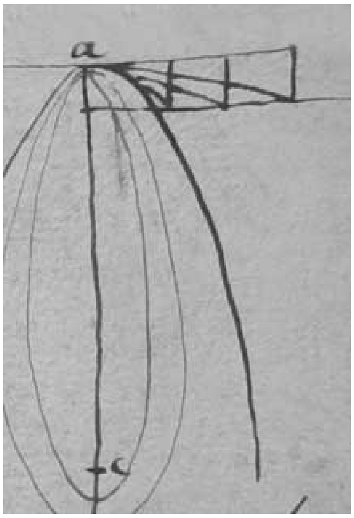
A *4. ábra* alapján írhatjuk, hogy: $r_P = R$, $r_A = 60\,R$, $g = \gamma M/R^2 = 9{,}8$ m/s^2. Kiküszöbölve a v_P-t és felhasználva a feltételeket, a leszakadó alma sebességére kapjuk: $v_A = 185{,}7$ m/s.

Ismerve ezt a sebességet meg tudjuk határozni, hogy a Föld mely szélességi körén kellene a Holdig érő fának kinőni (*5. ábra*).

5. ábra. A Holdig érő fa forgása



[17] = középponti mozgás elméletét
[18] = megtalálták azt az erőt, aminek következtében
[19] = bolygók
[20] = holdjaik
[21] = matematikai következtetési módszer
[22] = szaktekintély
[23] B 545/2–3
[24] B 598/16v Bálint kézírása



6. ábra. A Földről leszakadt gránitdarab lehetséges pályái

v_A a Holdig érő fa Földtengely körüli forgásából származik. Így $v_A = 2\pi\rho/T$. Az *5. ábrá*n látszik, hogy $\rho = r_A\cos\phi$. E két összefüggésből kapjuk:

$$\cos\phi = \frac{v_A\,T}{2\pi\,r_A} = \frac{184{,}7\cdot 24\cdot 3600}{2\pi\cdot 60\cdot 6370000} \quad \text{és} \quad \phi = 89{,}6°.$$

Tehát szinte a Sarkoknál kellene állnia az almafának!

Hasonló jelenségekről olvashatunk még a *Benkő* nevű Bolyai-tanítvány kézírásában is: „… Ha függélyi lapban egy abroncs ollyan sebességgel forog, a' mekkorát kapna a' fél radiushoz egyenlö magasságrol esve, az alol belöl felöl tett pohár viz felyül fordulva sem esnék le: mert ekkor a' V = c^2/2r = g, tehát 2rg = c^2 = 4σg; tehát σ = c^2/4g = r/2. Innen egy kereken forgo rostában a' nehéz buza szemek mennek legmesszébb, a' gaz közböl maradván."[25]

Valóban, az *r*/2 magasságból leeső test

$$\sqrt{2\,a\,\frac{r}{2}} = \sqrt{a\,r}$$

sebességre tesz szert (a = 9,8 m/s^2). Ha ezzel a kerületi sebességgel forog az r sugarú abroncs, akkor a centripetális gyorsulás

$$a_c = \frac{\left(\sqrt{a\,r}\right)^2}{r} = \frac{a\,r}{r} = a = 9{,}8\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}^2}.$$

Ha a függőleges síkban forgó abroncshoz a forgáspontra néző poharat rögzítettek, abból legmagasabb helyzetében sem folyna ki a víz, mert a víz súlyát kiegyensúlyozná a forgás miatt fellépő centrifugális tehetetlenségi erő. Az idézett szövegben megadott levezetés is követhető, ha figyelembe vesszük, hogy c (celeritas) a sebességet, V (vis centripeta) a centripetális gyorsulás felét, g a gravitációs gyorsulás felét, σ pedig az esés közben megtett utat jelenti.

„A' föld foroghatna olly sebessen, hogy a' gránit hegyek ollyas darabjait elhányná; könnyü látni, hogy tangensbe esnék az elszakadás; az elszakadás után visszavonatva a' földre (,) kérdés micsoda utat irna az elszakadt darab? Meg lehet mutatni, hogy ha a' tang · sebesség akkora a' mekkorát az otti nehézséggel kapni a' közép pontoli táv' közepéig esve parabola iratik, ha kisebb ellipszis, ha nagyobb hyperbola; tehát az irt esetben a' forgás' sebessége, 's a' tengelytöli táv határoz,…"[26]

A leszakadt darab lehetséges pályáit szemléltető *6. ábrá*t egy latin jegyzetből mellékeljük.[27] Nézzük meg, mekkora sebességre gyorsul fel az a test, amely „a' közép pontoli táv közepéig esne", vagyis, amely az R földsugárnyi távolságból R/2 távolságra közelítené meg a tömegpontnak képzelt Földet. Nyilvánvaló, hogy ez esetben már nem tekinthető homogénnek a mező, centrális erőtérre kell felírni az energiamegmaradás törvényét:

$$0 = \gamma\,\frac{m\,M}{R} = \frac{m\,v^2}{2} - \gamma\,\frac{m\,M}{R/2},$$

ahonnan

$$v = \sqrt{\frac{2\gamma\,M}{R}} = \sqrt{2\,g\,R} = \sqrt{2\cdot 9{,}81\cdot 6370000} =$$

$$= 11{,}18\cdot 10^3\ \mathrm{m/s} = 11{,}18\ \mathrm{km/s}.$$

Az itt kapott sebesség éppen a szökési sebesség. Valóban, a szökési sebesség értéke abból a feltételből határozható meg, hogy a megszökő test mozgási energiája egyenlő a Föld vonzásából származó potenciális energiával:

$$\frac{1}{2}\,m\,v_{sz}^2 = \gamma\,\frac{M\,m}{R}$$

és innen

$$v_{sz} = \sqrt{\frac{2\,\gamma\,M}{R}} = \sqrt{\frac{2\,g\,R^2}{R}} = \sqrt{2\,g\,R}\ .$$

Ha tehát legalább 11,18 km/s sebességgel forogna a Föld Egyenlítője, az onnan leszakadó gránitdarabok elrepülnének és parabola- vagy hiperbolapályán hagynák el a Földet.

Ehhez a sebességhez

$$T = \frac{2\,\pi\,R}{v} = \frac{2\,\pi\,6370}{11{,}18}\ \mathrm{s} = 0{,}993\ \text{óra} \approx 1\ \text{óra}$$

periódusidő lenne szükséges, tehát 24-szer gyorsabban kellene forognia a Földnek.

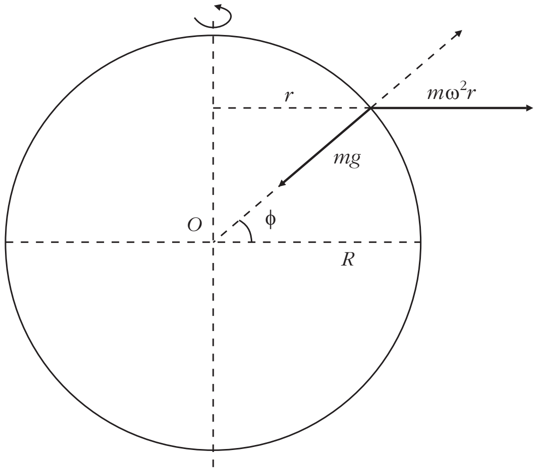
Ha a ϕ szélességi körön levő tárgy „megszökésére" gondolunk, a forgási sugár és a forgási periódus is cosϕ-szeres érték lesz. A ϕ szélességi körről tehát akkor szökhetne meg egy „elszakadt darab", ha a Föld T = cosϕ óra alatt fordulna meg a tengelye körül, tehát ha 24/cosϕ-szer gyorsabban forogna.

---

[25] B 598/17–17^v

[26] B 598/17–18^v

[27] B. F. 390/6



7. ábra. A tengelye körül forgó Föld

Súlytalanság

„A Föld maga is, ha bizonyos sebességgel forogna, a flasztereket az égre hányná, s fel lehet vetni, hogy mekkorának kellene lenni [a sebességnek], hogy az aequatornál a testnek semmi nehézsége ne légyen, s akárholis a pólusokon kivül?" [28]

A feladat mai megfogalmazása: Mekkora szögsebességgel/periódusidővel kellene a Földnek forognia ahhoz, hogy a test súlya nulla legyen a) az Egyenlítőn, b) bárhol máshol?

b) Ha a test a ϕ szélességi körön van, a súlytalanság feltétele (*7. ábra*):

$$mg = m\omega^2 r\cos\phi,$$

ahol $r = R\cos\phi$, $g = 9{,}8\ \mathrm{m/s^2}$ és $R = 6\,370\,000$ m. Innen kapjuk a szögsebességet:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{R}\frac{1}{\cos\phi}} = \frac{0{,}00124}{\cos\phi}\ (1/\mathrm{s}),$$

és ennek ismeretében kiszámítható a periódusidő:

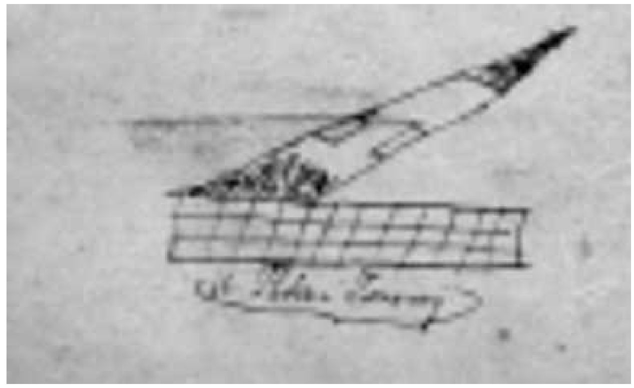
$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 5064{,}73\cdot\cos\phi\ \ (\mathrm{s}).$$

a) Az Egyenlítőn $\cos\phi = 1$, így a szögsebesség:

$$\omega_E = \sqrt{\frac{g}{R}} = 0{,}00124\ (1/\mathrm{s})$$

és a periódusidő:

$$T_E = \frac{2\pi}{\omega_E} = 5064{,}73\ (\mathrm{s}).$$



8. ábra. A pisai torony. Ditső Lajos rajza

Összehasonlítva ez utóbbi értéket a Föld 24 órás periódusidejével, azt kapjuk, hogy a Földnek $24\cdot3600 : 5064{,}73 = 17$-szer kellene gyorsabban forognia ahhoz, hogy a testek súlytalanok legyenek az Egyenlítőn. Ahhoz, hogy a ϕ szélességi körön legyenek súlytalanok a testek, $17/\cos\phi$-szer kellene gyorsabban forognia a Földnek.

Súlypont

„Hogy sulypont van, s hova esik, ebbe vagy abba, a könnyebb eseteken kivül felsöbb mathesissel lehet látni még Archimédesben, s más felsöbb mechanikai munkákban, s az Aritmetica elejében is. A testek nyugtára nézve meg kivántatik, hogy a nyugponton tett függélyi[29] tartva legyen; s annál biztosabb az állása, minél alább van a sulypont, s terjedtebb az alja."

„…minél fennebb esik a test suly pontja, annál könnyebben fordul fel, s legbiztosabb ha alol esik. Ide tartozo a pisai torony[30] is; melynek a fundamentumával keményen foglalva össze a suly pontja az alyan[31] belöl esik (*8. ábra*)[32]; a Kánt emlék pénzen ez a torony van 'perscrutatis fundamentis stabilitur veritas' kör irattal. – A mozgásban a súly pont útját kell nézni: innen szögre útját kell nézni: innen szögre tett két hágo lapon a fenekeikkel össze tett két conus a tornyig fel hághat, ha a szög s conusahoz vannak mérve."[33]

Bolyai Farkas fizikajegyzeteiben más változatban is megtalálható ezen érdekes paradox kísérlet: „A duplex conus apparens felmenése két szegeletre tett planum inclinatumon, amidön a centrum gravitatis lefele megyen."[34]

Sok fizikaszertárban ma is megtalálható a kettős kúp, két egymással változtatható szöget bezáró „hágólappal" (függőleges helyzetű derékszögű háromszög alakú, merev lap). Ha ez a szög nem túlságosan kicsi, a „hágólapokra" tett kettős kúp „felemelkedik" (*9. ábra*). Kimutatható, hogy a kettős kúp „felemelkedésének" feltétele:

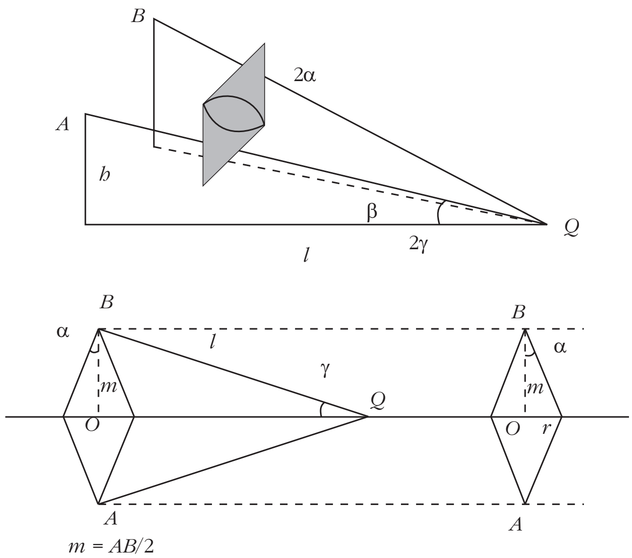
$$tg\beta < tg\alpha\cdot\sin\gamma,$$

ahol 2α a kúp szögét, β lejtő szögét, 2γ az élek által bezárt szöget jelenti.

Bizonyítás: Legyen a kúpok alapkörének sugara *r,* egy kúp magassága *m,* a lejtőlapok magassága *h,* a lej-

---

28 B 546/10v A FIZIKA
29 = függőleges egyenes
30 B 545/3v
31 = alapján
32 B 545/3vm
33 B 598/22–22v
34 B 546/8



9. ábra. A kettős kúp felgurul a szöget bezáró lejtőéleken

tők alapjának hossza *l,* és a lejtőlapok legalsó, közös pontja *Q,* legfelső pontjai pedig *A* és *B.* Helyezzük a kúppárt gondolatban a *Q* pontba, és tételezzük fel, hogy a kúppár az *AB* helyzet felé gurul. A kúppár súlypontja eközben *r* magasságból *h* magasságba kerül, közben gravitációs helyzeti energiája csökken. Ezért $r > h$. Az ábra alapján megfigyelhető, hogy: $r = m\,\mathrm{tg}\alpha$; $m = l\sin\gamma$; $h = l\,\mathrm{tg}\beta$. Ez utóbbi négy összefüggés alapján könnyen megkapható a már említett feltétel.

Következtetések

„A Bolyai hagyaték szénakazlából" – *Tóth Imre* [8] szóhasználatával élve – kiemelt szövegrészek révén az olvasót is magával ragadhatták Bolyai Farkas gravitációról szárnyaló gondolatai.

Benkő Samu saját fényű, szellemi értelemben vett csillagnak tekinti a két Bolyait [9]. Így érezhetett az olvasó is, amikor Bolyai Farkassal a Holdig érő fáról, a felpörgetett Földről megszökő gránitdarabról, a belül üresnek képzelt Föld súlytalanságáról stb. elmélkedett. Elmondhatjuk, hogy Bolyai Farkas 150–170 éves feladatai érdekesek és értékesek a mai olvasó számára is. Megoldásuk javasolható a fizika iránt elkötelezett, érettségihez közeledő diákoknak.

Új szakkifejezésekkel is találkoztunk az idézett szövegekben, például: adott mennyiség „egyenesen", illetve „visszásan függ" egy másiktól (egyenes, illetve fordított arányosság), egy mennyiség „másodrangja" (négyzete) stb. A „nehézség ereje/köznehézség" kifejezéseket Bolyai Farkas a gravitációs gyorsulás/térerősség megfelelőjeként használja teljes következetességgel csupán azzal a különbséggel, hogy félakkora értékűnek tekinti. A „planéták / bujdosók darabontjai" a bolygók holdjait jelentik.

Tapasztalhattuk, milyen fontos Bolyai Farkas számára a szemléletesség és a gyakorlatiasság. Például a gravitációs térerősség nagy értékét a Nap felszínén a puskagolyó sebességével, a súlytalanság állapotát a Föld üres belsejében az alvilági nyugalommal (ahol az általunk súlyosnak ismert harang csak úgy megáll) érzékelteti. A Föld-pálya „szinte kör" alakját egy képzeletbeli – de kicsiben el is végezhető – ellipszisszerkesztéssel láttatja.

Jellemző Bolyai Farkas fizikajegyzeteire a tömörség. Például a kettős kúp látszólagos „felgurulása" azzal magyarázható, hogy a „centrum gravitatis lefele megyen". Vagy „A föld közepe felé menve, a köznehézség apad" kijelentés arra a tömör megjegyzésre alapozható, hogy „a kivül levö boriték visszá von".

Más esetekben Bolyai Farkas elkalandozik a tárgytól és kultúrtörténeti kitérőket tesz. Például, miután a pisai ferde tornyot példaként említi az alátámasztott testek egyensúlyára („A pisai torony … súlypontja az alyán belöl esik"), eljut a Kant-emlékérmen olvasható filozófiai kijelentéshez, hogy „perscrutatis fundamentis stabilitur veritas".[35]

Befejezésképpen meg kell említenünk, hogy a két Bolyainak a gravitáció tárgykörében is voltak új, forradalmi gondolatai. Erről értesített *Gábos Zoltán* nemrég megjelent cikkében [3]: „Bolyai Farkas 1832-ben kiadott *Tentamen* című munkája első kötetében egy zseniális sejtést fogalmazott meg. Elsőként állította, hogy a bolygók mozgásában jelentkezhetnek olyan zavarok, amelyeket csak nemeuklideszi alapon lehet magyarázni. A sejtést a fejlődés 27 év múltán a tények körébe sorolta." Ugyanitt olvashatjuk, hogy *Bolyai János* az

$$F = -\frac{K\,m\,M}{r^2}$$

newtoni gravitációs törvényt a következő nemeuklideszi alapra helyezett „erőképlettel" helyettesítette:

$$F = -\frac{K\,m\,M}{k^2\,\sinh^2(r/k)}.$$

E törvénnyel Bolyai János fél évszázaddal előzte meg korát.

Irodalom

1. Gajzágó M.: A fizika tanítása a marosvásárhelyi kollégiumban 1851-ig. *Korunk* 1983/11, 890–895.
2. Gündischné Gajzágó M.: „A világosság különböző színű szálai habjai hossza" Bolyai Farkas, a fizikatanár. *Fizikai Szemle 44/3* (1994) 110–115.
3. Gábos Z.: A klasszikus gravitációelméletről. *Fizikai Szemle 54/12* (2004) 397–401.
4. Gündischné Gajzágó M.: Bolyai Farkas élete és munkássága. In: *Bolyai Emlékkönyv*. EMT (2002) Kolozsvár, 90–108.
5. Gündischné Gajzágó M: Göttinga szerepe Bolyai Farkas és János életében. *Természet Világa* 2003. I. különszám, 24–29.
6. Deé Nagy A.: *A Bolyaiak könyvtára*. In: *Bolyai Emlékkönyv*. Vince Kiadó (2004) Budapest, 333–388.
7. Gündischné Gajzágó M.: Lapozgatás Bolyai Farkas elektromosság jegyzeteiben. *Firka* 2006–07/2, 55–62.
8. Vekerdi László: Változók és konstansok a Bolyai-kutatásban a bicentenárium tükrében. *Természet Világa* 2003. I. különszám, 137–140.
9. Benkő Samu: A Bolyaiak és a *-ok. In: Bolyai Emlékkönyv Vince Kiadó (2004) Budapest, 13–20.
10. Bolyai Hagyaték

[35] Az alapelvek vizsgálata által szilárdabb lesz a tudás.

MINDENNAPOK FIZIKÁJA

Juhász András
ELTE, Anyagfizika Tanszék

A fizika a valóság megismerésének és leírásának tudománya. A fizika tanításának sikere döntően függ attól, hogy a tudomány érdekes, új eredményeinek felvillantásán túl be tudjuk-e mutatni tanítványainknak mindennapjaink fizikáját és azt, hogy a fizika segítségével jobban megérthetjük a már ismert jelenségeket is. Az alábbiakban az ELTE Fizikai Intézetében diákoknak szervezett *Atomoktól a csillagokig* sorozat keretében tartott előadás nyomán egy ilyen lehetséges mindennapi témát mutatunk be.

Miközben dobjuk, rúgjuk, ütjük a labdát, nemigen gondolunk arra, hogy a sikeres játék feltétele a megfelelő alkalmazkodás a labda mozgását megszabó alapvető fizikai törvényekhez!

Mekkora sebességgel repülhet egy labda? Milyen alakú a röppálya? Mekkora erő hat fejelő játékosra? Ilyen és hasonló kérdések könnyen felvethetők a labdajátékokkal kapcsolatban. Ritkán gondolunk azonban arra, hogy a válaszokat egyszerű, középiskolában is elvégezhető számításokkal keressük, bemutatva ezzel a középiskolai fizika mindennapi alkalmazásának lehetőségeit is.

Mekkorát üthet egy labda?

A kérdésre legtöbben saját tapasztalataink alapján tudunk válaszolni: bizony néha igen nagyot. *Meggyesi Bálint* bravúros fotója (*1. ábra*) a *Nemzeti Sport*ban jelent meg a közelmúltban – *Gera Zoltán*t, kiváló labdarúgónkat mutatja fejelés közben. A fényképen a labda annyira belapul, hogy még az is felmerülhet bennünk, nem volt-e lyukas véletlenül? Vajon eldönthető-e ez a kérdés utólag, a felvétel alapján?

1. ábra. Gera Zoltán fejel (fotó: Meggyesi Bálint, Nemzeti Sport)

Végezzünk egy kis nyomozást! Becsüljük meg, mekkora erővel hathat a belapult labda a játékosra, majd vizsgáljuk meg, reális-e a kapott eredmény!

A fejelés során deformálódó labda és egy sima falnak ütköző, hasonló mértékben belapuló labda erőhatása nem különbözhet lényegesen egymástól. Tekintsük számításaink kiindulásaként az utóbbi esetet! A sima falnak ütköző, deformálódott labdát mutatja a *2. ábra.*

Ha az R sugarú labda belapulásának mértéke x, akkor a labda

$$\rho = \sqrt{R^2 - (R-x)^2} = \sqrt{2Rx - x^2}$$

sugarú körlapon érintkezik a fallal. A falra kifejtett nyomóerő

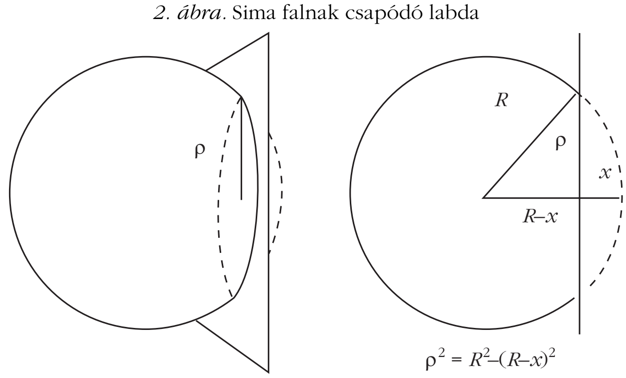
$$F = p\rho^2\pi,$$

ahol p a labdában levő levegő túlnyomása. Első közelítésként vegyük ezt a szabványosan felfújt labda p_0 = $0{,}6 \cdot 10^5$ Pa túlnyomásának. (Ez biztosan alábecslés, hiszen a deformálódó labdában a levegő adiabatikusan összenyomódik.) A falnak ütköző és belapuló labda által kifejtett erő tehát

$$F \approx p_0\left(2Rx - x^2\right)\pi. \qquad (*)$$

A fényképfelvételen vonalzóval lemérhető a labda $2R$ átmérője, továbbá $(2R-x)$ értéke. Ismerve a szabványos futball-labda átmérőjét ($2R$ = 22 cm), meghatározható a fotón látható benyomódás tényleges mértéke ($x \approx$ 5 cm). A kapott x értéket a fenti erőformulába helyettesítve megkapjuk a fejelő játékosra ható erő közelítő nagyságát: $F \approx$ 2072 N.

2. ábra. Sima falnak csapódó labda



Reális lehet ez az érték? Hathat a fejelőre négy cementes zsák súlyának megfelelő pillanatnyi erő?

Ellenőrző számításainkat a dinamika alaptörvényére alapozhatjuk. Eszerint az ütköző labda mozgásmennyiségének ΔI megváltozása megegyezik a labdára ható átlagos F erő nagyságának és az erőhatás Δt idejének szorzatával:

$$F \Delta t = \Delta I.$$

Mivel a labda, rugalmas ütközést feltételezve, közelítőleg ugyanolyan sebességgel pattan vissza, mint amilyennel becsapódott, sebessége

$$\Delta v = 2v$$

értékkel változik. Ennek alapján, ha az m, v és Δt értékeket ismerjük, a labdára ható, illetve a labda által kifejtett erő a dinamika alaptörvényéből meghatározható.

A futball-labda hivatalosan előírt tömege 0,45 kg. A labda sebességének és ütközési idejének becslésére további meggondolások szükségesek.

Az elrúgott futball-labda jellemző sebességének durva becslésére idézzük fel a TV-közvetítések során gyakran látható kirúgást. Kirúgáskor az ötösre letett labdát a hátvéd vagy a kapus rendszerint a félpályán túlra juttatja. A labda ívelt pályája, ha nem lenne légellenállás, a középiskolában is tárgyalható hajítási parabola lenne. Adott sebesség mellett a maximális hajítási távolság $\alpha = 45°$ indítás esetén adódik és értéke

$$x_{\max} = \frac{v_0^2}{g}.$$

Tegyük fel, hogy a kapus által kirúgott labda ezen az optimális pályán a felezővonalig (kb. 60 m) jut el. Az összefüggést felhasználva a labda kezdősebessége körülbelül 30 m/s (30 m/s = 108 km/óra) nagyságúnak adódik. Mivel a légellenállás a labdát erősen fékezi, biztosak lehetünk abban, hogy a felezővonalig rúgott labda kezdősebessége ezt az értéket jóval meghaladja. Ha tehát az ütköző focilabda sebességét az ütközéskor 25 m/s-nak tekintjük, nem túlzunk.

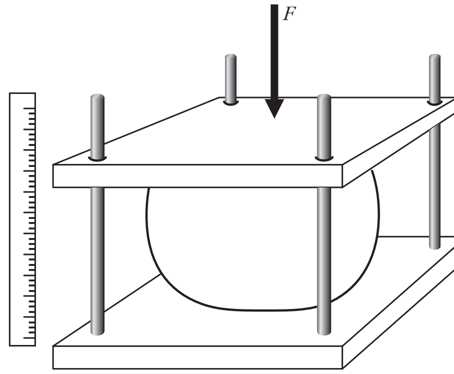
Az ütközés idő nagyságrendje szintén megbecsülhető. Ehhez érdemes visszakanyarodni a falnak ütköző labda korábban tárgyalt deformációjához. A (*) kifejezésben szereplő x^2 értéke lényegesen kisebb mint $2Rx$ értéke, ezért az utóbbi mellett elhanyagolható. Az erő és az ütközési deformáció kapcsolatát az

$$F \approx 2 R \pi\, p_0\, x$$

lineáris összefüggéssel közelíthetjük. A lineáris erőtörvény szerinti erő hatása alatt a testek rezgőmozgást végeznek. A labda ütközésének ideje a

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{D}}$$

rezgésidő fele, ahol m a labda tömege, és D az effektív rugóállandó ($D = 2R\pi p_0$). Az adatok felhasználásával az ütközési időre $t \approx 0{,}01$ s adódik.



3. ábra. Egyszerű kísérleti eszköz a futball-labda benyomódásának méréséhez

Az ütköző labda sebességét (25 m/s), az ütközési időt (0,01 s) valamint a labda tömegét (0,45 kg) felhasználva a dinamika alapegyenletéből számítható erő 2500 N, ami kicsit több, mint a fotó alapján becsült erőérték.

A bemutatott bravúros sportfotó alapján felmerülő kérdésre – „vajon nem lyukas-e a labda?” – számításaink alapján megadhatjuk a választ: *a labda valószínűleg nem volt lyukas,* mert ekkora deformáció valóban felléphet a labda ütközése során.

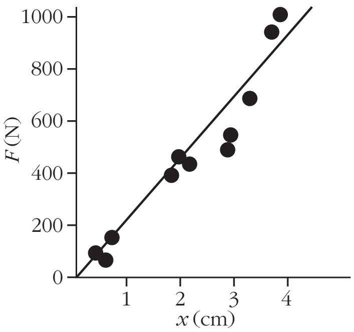
A fotóhoz kapcsolódóan, az erő meghatározása mellett, érdemes a fellépő gyorsulásokat is megvizsgálni. A gyorsulás mértékét a dinamika alaptörvénye szerint az erő és a gyorsított tömeg hányadosa adja meg. Eszerint a fejelés során a labda gyorsulása

$$a = \frac{F}{m} \approx \frac{2000}{0{,}45} \approx 400\ g,$$

azaz a szabadesés gyorsulásának közel négyszázszorosa! Természetesen a visszapattanó labda által kifejtett erő a játékos fejét is gyorsítja. Ha a fej tömegét 8–10 kg-ra becsüljük, akkor a fejeléskor fellépő gyorsulására körülbelül 25 g adódik. Ez az adat azonban természetesen nem reális! Bőven meghaladja a károsodás nélkül elviselhető maximális gyorsulás értékét. A fej pedig különösen érzékeny a nagy gyorsulásokra, mert az agyvelőt szalagok rögzítik a koponyacsontokhoz, s ezek nem tudják az agyat nagy gyorsulással mozgatni. Így a gyorsan mozgó koponyacsont mintegy nekiszorul az agyvelőnek, s azon sérülést okoz. (Így keletkeznek pl. az ökölvívók agysérülései is.)[1] A fejelő focisták azonban nem szenvednek ilyen sérülést. A fejelő ugyanis megfeszíti nyakizmait (ez a fotón is jól látszik), és ezáltal megakadályozza a fej önálló elmozdulását. Ily módon a labdával nem csak a

---

[1] Bár a labda és az emberi fej közötti ütközéskor a károsodás nélkül elviselhető gyorsulásról beszéltünk, érdemes megemlíteni, hogy valójában nem a gyorsulás, hanem az erőhatás módja az, ami az emberi szervezetet károsítja. Ha a test minden pontja úgynevezett tömegerők hatására azonos mértékben gyorsulna, azaz az erőhatás felléptekor a testen belül nem lennének deformációk, akkor az emberi szervezet tetszőleges gyorsulást elviselne. (Ilyen erő pl. a nehézségi erő.) Az erők többsége azonban nem ilyen, a testek többnyire a felületükön lépnek kölcsönhatásba, s ez a fentiekben leírt módon belső deformációkhoz és károsodásokhoz vezethet.



4. ábra. Erő–benyomódás grafikon

1. táblázat

Különböző labdajátékok labdájára jellemző ütközési adatok

Játék neve	sebesség (m/s)	tömeg (kg)	ütközési idő (s)	átlagos erőhatás (N)	átlagos gyorsulás (g)
futball	25	0,45	10^{-2}	2250	500
tenisz	30	0,06	$5\cdot10^{-3}$	720	1200
pingpong	15	0,0025	–	–	–
golf	70	0,05	$3–5\cdot10^{-4}$	23300–14000	46700–28000

fej, hanem jóval nagyobb tömeg ütközik, ezért a valóságban a gyorsulás jóval kisebb.

A fotó alapján végzett elméleti meggondolásaink mérőkísérlettel is megerősíthetők.

Az erő–benyomódás függvény lineáris közelítése kísérletileg iskolai körülmények között is alátámasztható. Ennek elvégzéséhez célszerű elkészíteni két rajztáblából a *3. ábrá*n látható egyszerű eszközt. (Fontos, hogy a felső lap a vezetést szolgáló négy függőleges rúdon könnyen mozogjon. A méréshez a szabványosan felfújt labdát helyezzük a két deszkalap közé; majd terheljük a felső lapot egyre nagyobb erőkkel úgy, hogy a felső rajztábla mindvégig vízszintes helyzetben maradjon, és ne szoruljon a vezető rudakhoz. A terhelés kezdeti értéke 10–20 kg legyen, majd először kisebb, később egyre nagyobb súlyú tanulók álljanak rá a lapra. Mérjük meg vonalzóval a különböző terheléseknél a két lap távolságát. A *4. ábra* egy ilyen módon felvett erő–benyomódás grafikont mutat be.

A labda ütközésének idejét gyorsfilmezéssel, illetve érzékelő lapnak rúgott labda esetén a számítógépes technikával mérik. A mért ütközési idők századmásodperc értékűek.

A futball-labda esetén alkalmazott gondolatmenethez hasonlóan természetesen a többi labdajátékra jellemző erő- és gyorsulásértékek is meghatározhatók. Különböző labdák összehasonlításra alkalmas ütközési adatait tartalmazza az *1. táblázat*.

A FIZIKA TANÍTÁSA

NYUGALMI VS. RELATIVISZTIKUS TÖMEG

Szondy György
Budapest

„…a relativisztikus tömeg fogalma sok népszerű tudományos könyvben megjelenik. … *Hawking, Feynman* és mások a relativisztikus tömeg fogalmát használják, mert ez egy ösztönös és hasznos módja, ha matematika nélkül szeretnénk elmagyarázni a dolgokat. Úgy tűnik, néhány fizikus számára elfogadott szabály, hogy nyugalmi tömeget használnak tudományos, míg relativisztikus tömeget ismeretterjesztő írások esetén. Ez a terminológiai kettősség elkerülhetetlenül zűrzavarhoz vezet.” [1]

A fogalmak tisztázása a fizika tanítása során alapvető követelmény. A címben és az idézetben említett témában az elmúlt években több írás született és jelent meg a *Fizikai Szemle* hasábjain is. A vita, ha vitának nevezhetjük egyáltalán, valójában arról folyik, pontosan mi is az a mennyiség, amit tömegnek hívunk. Ennek során rendszerint figyelmen kívül szokták hagyni azt a tényt, hogy a tömeg fogalmát a fizika tudománya és a köznapi (és mérnöki) gyakorlat egyaránt használja, így az objektivitás megkívánja, hogy mindkét terület szempontjait figyelembe vegyük. Ebben az írásban tehát igyekeztem egy objektív, áttekinthető képet adni a tömeg fogalmával kapcsolatos terminológiai kettősségről, tisztázni annak okát és mibenlétét.

Miről is van szó?

A nyugalmi tömeg fogalmát mindenki érti és elfogadja. Könnyű a helyzet, hiszen nyugalmi esetben a klasszikus, newtoni tömegfogalomhoz képest semmilyen „komplikáció” nem lép fel. Más a helyzet persze relativisztikus körülmények között: a tapasztalatok azt mutatták, hogy relativisztikus hatások miatt a sebességgel a testek tömege látszólag megnő, méghozzá az alábbi képlet alapján:

$$m_{rel} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{1}$$

Ezt a mennyiséget nevezzük relativisztikus tömegnek. A képlet egyszerűsége ellenére a relativisztikus tömeg mibenléte, értéke nem egyértelmű, létjogosultsága pedig erősen vitatott [8]. A kérdés tisztázásához a tömeg definíciójához kell visszanyúlnunk.

Tömegdefiníciók

Internet

A különböző források különböző dolgokat állítanak a tömegről. Az internetre bárki bármit feltehet: ilyen szempontból tehát nem megbízható forrás – még akkor sem, ha az ember igyekszik csak *edu, nasa, gov* és hasonló oldalakra támaszkodni. Ennek ellenére fontosnak tartom megemlíteni, hogy az ott talált tömegdefiníciók kétfélék: vagy nemrelativisztikusak (50%), vagy a nyugalmi tömeg mellett definiálják a relativisztikus/látszólagos tömeget is. A két csoport közül – mind alaposság, mind pedig a forrás megbízhatósága szempontjából – ez utóbbiak, a relativisztikus definíciók a leginkább bizalomkeltők [1–3].

Tankönyvek, szakkönyvek

Alaposság tekintetében sokkal jobb a helyzet az általam fellapozott tankönyvek, szakkönyvek, illetve egyéb szakmai publikációk esetén. A következőkben néhány – a tömeg fogalma szempontjából lényeges – definíciót gyűjtöttem ki.

Hraskó Péter könyvében [4] ugyan „mozgási”, illetve „látszólagos tömeg” néven definiálja a relativisztikus tömeget (W/c^2), de a „tömeg” fogalmat – az „energia” és „nyugalmi energia” fogalmak használata mellett – kizárólag „nyugalmi tömeg” jelentéssel használja. Sőt, a mozgási (relativisztikus) tömeg fogalmát deklaráltan nem használja. Ezen kívül külön hangsúlyozza azt is, hogy a könyvben használt fogalmak esetén $E = mc^2$ helyett csupán $E_0 = mc^2$ igaz, vagyis az energia és tömeg általános ekvivalenciája nem áll fenn. ([4] 111. o.)

A Landau-sorozat vonatkozó kötete [5] tartalmaz egy olyan definíciót, miszerint „Súlyos tömegnek nevezzük azt az adatot, amely meghatározza a test által keltett gravitációs tér erősségét.” Ez a definíció értékben megegyezik a – Hraskó Péter által mozgási, vagy látszólagos néven emlegetett – relativisztikus tömeg (E/c^2) értékével.[1] Ugyanitt a tehetetlen tömeg értéke csak a nyugalmi állapot esetére van megadva. ([5] 429. o.)

A relativisztikus tömegnövekedésre legrészletesebben *Jánossy Lajos* könyve [6] tér ki. Ebből emeltem ki néhány fontosabb momentumot. „A jelenséget *Lorenz* már 1909-ben az (1) képlet formájában adta meg. Magát a hatást *Kaufmann* viszont már jóval előbb, 1901-ben kimérte, de nem elég pontosan ahhoz, hogy a Lorenz-képlet kvantitatív helyessége eldönthető lett volna – erre még 1940-ig várni kellett. Végül 1958-ban protonkísérletekkel a Lorenz-féle képletet a fénysebesség 83%-a mellett 0,1% pontossággal igazolták.” ([6] 40. o.)

A továbbiakban tehát a felmerült tömegdefiníciókat veszem sorra, mégpedig:

1. Newtoni tömegdefiníció: a tömeg a tehetetlenség mértéke ($F = ma$).
2. Nyugalmi tömeg: mely szerint tömeg és nyugalmi energia ekvivalens ($m = E_0/c^2$).
3. Relativisztikus tömeg: mely szerint tömeg és energia ekvivalens ($m = E/c^2$).
4. Gravitációs tömeg: az az érték, mely meghatározza a test által létrehozott gravitációs tér erősségét [5] ($m = E/c^2$).

A tömeg a tehetetlenség mértéke

A hagyományos, nemrelativisztikus definíció szerint a tömeg a tehetetlenség mértéke, vagyis inerciarendszerben $F = ma$. Pontosabban

$$F = \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} = m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}. \tag{2}$$

Ezen definíció használata esetén, mozgó testet vizsgálva, azt tapasztaljuk, hogy az erő és a gyorsulás hányadosának számértéke a sebességgel változik. Ez a változás ráadásul a mozgással párhuzamos és arra merőleges irányokban különböző. A tömeg ilyetén definíciójának ezt a következményét legrészletesebben Jánossy Lajos [6] írta le, de a problémának Hraskó Péter is szentelt egy cikket a *Fizikai Szemle* egy korábbi számában [7].

Természetesen Landau [5] is foglalkozik ezzel a jelenséggel, és kimondottan kerüli, hogy az így kapott hányadost tömegnek nevezze. Ennek oka, hogy míg a newtoni definíció feltételezi a tömeg állandóságát, addig a fenti képlet relativisztikus esetre általánosítva az alábbiak szerint módosul:[2]

$$F = \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}(mv)}{\mathrm{d}t} = v\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} + m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}, \tag{3}$$

ahol a jobb oldal első tagja arra utal, hogy az erő nem kizárólag gyorsításra, hanem részben a tömeg megváltoztatására is fordítódik. A sebességre merőleges gyorsítás esetén ez az első tag zérus, így az erő és gyorsulás hányadosa („transzverzális tömeg”) megegyezik a relativisztikus tömeg számértékével. Mozgással párhuzamos erő esetén viszont az erő és a gyorsulás hányadosa a relativisztikus tömeg értékénél nagyobbnak adódik, amint azt a (4) egyenlet bal oldalán láthatjuk.

$$\begin{aligned} \frac{F}{a} &= \frac{v\,\mathrm{d}m_{rel}}{\mathrm{d}v} + m_{rel} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{m_0 v^2}{c^2\left(1-\dfrac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}\mathrm{d}v + \frac{m_0}{\sqrt{1-\dfrac{v^2}{c^2}}}\mathrm{d}v = \\ &= \frac{m_0}{\left(1-\dfrac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}. \end{aligned} \tag{4}$$

---

[1] A relativisztikus tömeg esetén természetesen figyelembe kell venni a gravitációs energia hatását is.

[2] t az adott inerciarendszerben mért idő.

Mint sejthettük, az egyenlet egyszerűsítése után a jobb oldalon az ismert „longitudinális tömeg” képletét találjuk, ami – fizikai értelemben – nyilván már nem tekinthető tömegnek.

Mindezeket összegezve: nem véletlen, hogy a tömeg eredeti, az alcímben említett newtoni definícióját a vizsgált tankönyvek egyértelműen elutasítják, a módosított, relativisztikus egyenlet (3) ugyanis már nem alkalmas a tömeg definiálására.

Az $E = mc^2$ vita

Valószínűleg ez az *Einstein* nevével fémjelzett fizikai összefüggés a világon a legismertebb. Éppen ezért úgy tekintünk rá, mint a mai fizika egyik alappillérére. Mégis, amint az a relativisztikus tömegre vonatkozó értelmezésekből kitűnik, még ma is éppen e képlet körül van a legalapvetőbb vita.

Az egyik értelmezés szerint ugyanis az egyenlet bal oldalán egy test belső energiája szerepel (a kinetikus és potenciális energia levonása után), a másik oldalon pedig – ebből következően – a nyugalmi tömeg értéke. A modern fizikában általában ezt az értelmezést használják [7]. A másik értelmezés szerint a képlet a tömeg és energia általános ekvivalenciáját, így a tömeg definícióját adja meg [9]. Mint látni fogjuk, éppen ez a két eltérő megközelítés az egyik fő forrása a relativisztikus tömeg körüli végtelennek tűnő vitának.

A tömeg, mint nyugalmi tömeg

Amíg a nyugalmi tömeg egy igen fontos, invariáns mennyiség, addig a relativisztikus tömeg megfigyelőfüggő, tehát nem invariáns. Mivel pedig az általános elméletek alapvető célja a fizikai jelenségek megfigyelőfüggetlen leírása [10], így azt is mondhatnánk, hogy a modern fizikában egyetlen tömegfogalomnak van létjogosultsága, ez pedig az invariáns, más néven nyugalmi tömeg. Nem véletlen tehát, hogy a modern fizikusok egy emberként állnak ki a „tömeg” = „nyugalmi tömeg” értelmezés mellett.

A „nyugalmi tömeg” definíciónak a „hétköznapi” használatban is van néhány előnye. Például, hogy ebben a speciális esetben a tömeg és energia ekvivalenciája, illetve az erő és a gyorsulás arányára vonatkozó (newtoni) definíció ($F = ma$) egyszerre van érvényben. Megfigyelhető, hogy azt a jelenséget, miszerint „minél nagyobb sebességgel mozog egy test, annál nehezebb tovább gyorsítani” egyszerűen elkerülik úgy, hogy a gyorsulást mindig együttmozgó rendszerben írják le, és az említett jelenséget Lorenz-transzformáció alkalmazása után az idődilatációra vezetik vissza [8].

Fontos áttekintenünk mi is a helyzet makroszkopikus testek esetén, ahol a testet alkotó részecskék tömegét egyenként nem lehet mérni. De ha lehetne is, ezek nyugalmi tömege nem összegződik. Mind a Landau-, mind a Hraskó-könyv egyértelműen leírja, hogy makroszkopikus test esetén a nyugalmi tömeg a nyugalmi energiából számolható, vagyis a részecskék kötési és kinetikus energiája is tömegként jelenik meg. Ez alapvetően a relativisztikus tömegdefinícióra emlékeztet, persze leszűkítve a makroszkopikus méretekben nyugalomban lévő rendszerek vizsgálatára. „Még nehezebb a tömeg–energia szétválasztás akkor, amikor mezőket és nyugalmi tömeggel rendelkező anyagból álló közeget, nem ideális, hanem disszipatív kontinuumokat szeretnénk leírni.”[3]

Relativisztikus tömeg

A relativisztikus tömeg fogalmának használata esetén Einstein híres képletét definícióként fogadjuk el és a tömeg értékét az energiából számoljuk ($m = E/c^2$).

Abban egyetértés van, hogy nemrelativisztikus (nyugalmi) esetben a két megközelítés között nincs különbség [7]. Azt azonban kevésbé szokták hangoztatni, hogy nyugalmi tömeggel rendelkező relativisztikusan mozgó testek esetén az objektumok mozgásában éppen ez az E/c^2 relativisztikus tömeg játszik szerepet. A tömegnövekedés mérése is éppen ezen a jelenségen alapul. Fontos megjegyezni, hogy a nyugalmi tömeggel nem rendelkező sugárzásokra (pl. rádióhullámokra) nyilván nem a newtoni mozgásegyenletek vonatkoznak, így ezekre a newtoni értelemben vett tehetetlen tömeg fogalma (akár nyugalmi, akár relativisztikus) sem értelmezhető.

Gravitációs tömeg

A nyugalmi tömeg mellett fontos, elfogadott fogalom a gravitációs tömeg. Landau-féle definíció szerint „Súlyos tömegnek nevezzük azt az adatot, amely meghatározza a test által keltett gravitációs tér erősségét” [5]. Ez a súlyos, helyesebben gravitációs tömeg egyértelműen az energiából vezethető le [7], így értéke megegyezik relativisztikus tömegével, míg értelmezési tartománya nem korlátozódik a nyugalmi esetre, hanem igaz a relativisztikusan mozgó testekre és a nyugalmi tömeggel nem rendelkező sugárzásokra is.

A gravitációs tömeg értékében – és tulajdonképpen definíciójában is – megegyezik a relativisztikus tömegével.[4] Ez a mennyiség természetes módon nem kovariáns, mégis jól definiált, hiszen az energiával, vagyis a kovariáns négyesimpulzus időszerű komponensével arányos érték. Speciálisan, együttmozgó esetben megegyezik a nyugalmi tömeggel.

---

[3] A lektor megjegyzése alapján

[4] Fontos megjegyezni, hogy a gravitációs tömeg ilyetén definíciója újabb kérdéseket vet fel a gravitációs energia és a tömeg viszonyával kapcsolatban, melyek tárgyalása jóval túlmutat egy ilyen cikk keretein, ezért itt nem is térünk ki rá. Azt jegyzem meg csupán, hogy ezek a tömegfogalmak inkább tartoznak a gravitáció postnewtoni leírásához, mint az általános relativitáselmélet fogalomrendszeréhez.

Van-e kompromisszum?

Én az ésszerű kompromisszumok híve vagyok. Bár mondhatjuk, hogy a tudományos igazságot illetően kompromisszumoknak nincs helye, de itt másról van szó. Van két, rokon fizikai mennyiség, melyekre ugyanazt a szót használjuk. A helyzet nem rendezhető úgy, hogy valamelyiket – jelen esetben a relativisztikus tömeget – egyszerűen „lehúzzuk a listáról”. Lássuk be: ez nem volna tudományos hozzáállás.

A látszólagos ellentmondás feloldására az egyetlen korrekt megoldásnak a két tömegfogalom viszonyának „rendezését” látom. Ez – mint ahogy az alábbiakban látni fogjuk – egyáltalán nem bizonyul bonyolultnak.

Adott inerciális vonatkoztatási rendszerben a $\boldsymbol{v}^{\mathrm{IV}}$ négyessebesség (c = 1 helyettesítéssel):

$$\boldsymbol{v}^{\mathrm{IV}} = \frac{(1, \boldsymbol{v})}{\sqrt{1 - v^2}}. \qquad (5)$$

Ebből a $\boldsymbol{p}^{\mathrm{IV}}$ négyesimpulzus:

$$\boldsymbol{p}^{\mathrm{IV}} = m\boldsymbol{v}^{\mathrm{IV}} = \left(\frac{m}{\sqrt{1 - v^2}}, \frac{m\boldsymbol{v}}{\sqrt{1 - v^2}} \right) = \qquad (6)$$
$$= \left(m_{rel}, \; m_{rel}\boldsymbol{v} \right) = \left(m_{rel}, \; \boldsymbol{p} \right).$$

A képletről egyértelműen leolvasható, hogy a nagyoknak igaza van akkor is, amikor nyugalmi, és akkor is, amikor relativisztikus tömeget használnak. Ugyanis a hármassebesség fogalmához természetes módon a relativisztikus tömeg fogalma tartozik, míg a tudományos írásokban, ahol a négyessebesség van használatban, kizárólag az invariáns, nyugalmi tömeg fogalmának van értelme.

Helyzetértékelés

A kezdetektől nyilvánvaló, hogy a témában fogalmi vita folyik:

– Valóban megtévesztő és ellentmondásos-e a relativisztikus tömeg fogalma?

– Van-e értelme egy, az energiával arányos, tömeg jellegű, megfigyelő függő mennyiséget bevezetni?

Szerintem nyugodtan kimondható, hogy a relativisztikus tömeg fogalma nem ellentmondásos, hiszen – mint láttuk – egy jól definiált mennyiség.

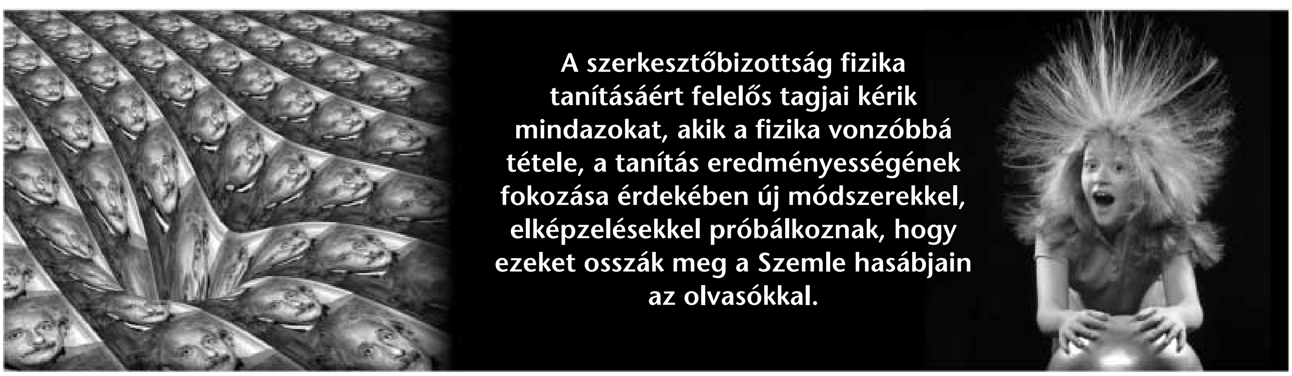
Azt is tapasztalhattuk, hogy a „relativisztikus tömeg” fogalmának létezése tény. Nem bevezetésről van tehát szó, hanem egy mélyen gyökerező szemléletről. Így aztán nyilván nem is fogjuk tudni az emberek százmillióit rábeszélni arra, hogy felejtsék el. Ráadásul mindaddig, amíg a hétköznapi életben „sebesség” alatt nem négyessebességet értünk, vagyis amíg e klasszikus fogalomrendszer használatban van (és amíg a speciális relativitáselméletet is ebben a fogalomrendszerben tanítják), addig az ehhez tartozó tömegfogalom sem vonható ki a forgalomból. Az lenne a fontos, hogy egyértelműen helyezzük el fizikai fogalomrendszerünkben és a fizikatanításban: mikor és mire használjuk, mikor és mire ne, gondoskodjunk róla, hogy ne legyen félrevezető.

Köszönetnyilvánítás

Köszönet Hraskó Péternek az őszinte véleményért és a vitáért, amit a témáról vele folytathattam, illetve másoknak, akik véleményükkel és magyarázatukkal döntő módon hozzájárultak ahhoz, hogy a fizikusok relativisztikus tömegről való vélekedését, ellenvetéseit megismerjem, illetve, hogy megállapításaimat „fizikus” nyelven megfogalmazhassam.

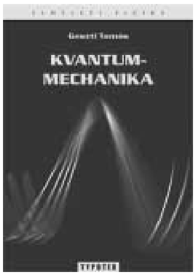
Irodalom

1. Carr, J.: *Usenet Physics FAQ: Does mass change with velocity?* http://math.ucr.edu/home/baez/physics/Relativity/SR/mass.html
2. *Mass in special relativity.* Wikipedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Mass_in_special_relativity
3. *HyperPhysics*. Georgia State University, http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/relativ/tdil.html#c3 és http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/mass.html#mas
4. Hraskó P.: *Relativitáselmélet.* Tipotex, Budapest, 2002.
5. Landau, Lifsic: *Elméleti fizika II.* Tankönyvkiadó, Budapest, 1972.
6. Jánossy L.: *Relativitás Elmélet a fizikai valóság alapján*. Akadémiai kiadó, Budapest, 1973.
7. Hraskó P.: Ekvivalens-e egymással a tömeg és az energia? *Fizikai Szemle 53/9* (2003) 330. és http://www.hrasko.com/peter/ekvi.pdf
8. Hraskó P.: A relativitáselmélet tanításáról. *Fizikai Szemle 56/2* (2006) 61. és http://www.hrasko.com/peter/mozgasi.pdf
9. Einstein, A.: *Einstein Explains the Equivalence of Energy and Matter.* http://www.aip.org/history/einstein/voice1.htm
10. Ostwald, W.E.: *Emancipálódás a tudományos materializmusból.* http://www.kfki.hu/chemonet/hun/olvaso/histchem/mol/ostwald.html



Geszti Tamás: KVANTUMMECHANIKA

Typotex Kiadó Budapest, 2007, 301 oldal



Az elmúlt öt évben hazánkban nyolc új elméleti fizika tárgyú tankönyv jelent meg. Örvendetes módon ez a sor most egy további fontos kötettel bővült. Tárgya a kvantummechanika, minden természettudomány alaptudománya, szerzője *Geszti Tamás,* az ELTE professzora, e tárgy jeles oktatója és alkalmazója. A szükségletekhez viszonyítva ez a tankönyvállomány még igen szerény (többek között nagyon hiányzik egy modern klasszikus mechanika és egy átfogó statisztikus mechanika tankönyv, valamint egy, a fizika matematikai módszereit ismertető kézikönyv). Bizony igen hasznos lenne, ha a könyvesboltok polcain megint ott sorakoznának *Landau–Lifsic Elméleti fiziká*jának és *Feynman Előadásai*nak kötetei, a mélyenszántó fizikai gondolkodás remekművei. Reméljük, idővel erre is sor kerül, és reméljük, a kiadók a jövőben is megkapják a hézagok betöltéséhez elengedhetetlen anyagi támogatást.

Geszti Tamás könyve bevezetés a kvantummechanikába, amely a tárgy elemeit hasonló válogatásban és hasonló szinten tárgyalja, mint *Marx György, Nagy Károly* és *Gombás–Kisdi* régebbi művei, valamint *Apagyi Barnabás* és *Hraskó Péter* újabb keletű műegyetemi jegyzetei. Tartalmazza tehát a „kanonikus anyagot” (Schrödinger-egyenlet és egyszerű megoldásai, operátorok, az állapotfüggvény valószínűségi interpretációja, forgatónyomaték, spin, H-atom, perturbációszámítás, szóráselmélet, többtestprobléma), és a matematikai felkészültséget illetően csak az analízis, a differenciálegyenletek, a komplex függvénytan, valamint a lineáris algebra elemeinek ismeretét tételezi fel (ami két félév alatt kényelmesen elsajátítható).

Egy igen fontos szempontból azonban lényegesen különbözik az említett művektől: számtalan ponton kapcsolatot teremt az elmélet újabb keletű alkalmazásaival és fogalomalkotásaival az alagútdiódától a Berry-fázisig, részletesen kitér néhány igényesebb nem elemi témára (Einstein–Podolsky–Rosen-paradoxon, összefonódás, méréselmélet) és az utóbbi idők fejleményeire (Bell-féle egyenlőtlenségek, koherens állapotok, dekoherencia, csapdák és lézerhűtés, kvantuminformáció), melyek a kvantummechanika fogalmi megalapozását is érintik és a jelenlegi kutatás tárgyát is képezik. Ezek javarészt a *Függelékek* részbe kerültek, jóllehet nem kevésbé kidolgozottak, mint a törzsfejezetek. Az egész művet egyöntetűen egy alapelv uralja: a lehető legegyszerűbben, de az egzaktság követelményét számon tartva, a lényeget kifejteni. Ezt a szerző leegyszerűsített rendszerek és határesetek tárgyalásával éri el. Könnyed, beszélgető stílusa könyve olvashatóságát hatékonyan fokozza. Kézen fogja az olvasót, és elvezeti, néha gyorsított lépésben, az alapok lankás tájaiból a magaslatok, kilátóhelyek felé.

Néhány szó a hiányosságokról. Ezek megítélése, persze, nagymértékben ízlés dolga, annál is inkább, mivel egy tankönyvnél figyelembe kell venni az egy félév alatt „leadható” anyag mennyiségét is, ami az elméleti fizika esetében körülbelül 300–320 oldal. Kimaradt, de talán egy későbbi kiadásba fel lehet venni, a kompromisszumos hullámcsomag és ennek szétfolyása, a hidrogénmolekula és általában a kovalens kémiai kötés leegyszerűsített kvantitatív elmélete, a szimmetria és az elfajulás közötti kapcsolat tárgyalása (a Neumann–Wigner-tétellel), a teljes impulzusnyomaték megmaradásának demonstrációja a Dirac-egyenlet alapján és talán a kvantum Hall-effektus rövid ismertetése is.

Még néhány megjegyzés, javaslat. Az azonos részecskék tárgyalásánál az olvasó azt a téves benyomást szerezheti, hogy a Hamilton-operátor felcserélési szimmetriájából következtetni lehet a hullámfüggvény szimmetrikus vagy antiszimmetrikus voltára. A Landau-szintek levezetésénél jó lenne megemlíteni, hogy a rendszernek a mágneses térre merőleges síkban legalább egy irányban végtelen kiterjedésűnek kell lennie. A sűrűségoperátort célszerű lenne rögtön a kevert sokaság esetére definiálni. A masteregyenlet tárgyalásánál tanulságos lenne megmutatni, hogy az energiaeloszlás egy Markov-féle egyenletet elégít ki, ha a rendszer időskálái hierarchikusan szétválnak, és kitérni a Wigner–Weisskopf-közelítéssel fennálló kapcsolatra. Az olvasó megnyugtatására közölni kellene, hogy, eltekintve néhány különleges esettől, a Schrödinger-egyenlet és a Feynman-féle pályaintegrál azonos eredményre vezetnek.

A könyv feladatokat is tartalmaz. A helyes eredmény a legtöbb esetben adott, a megoldás módja nem. Egyik-másiknál elkelne egy kis útbaigazítás. Hellyel-közzel hiányzik egy szemléltető ábra. Az irodalomjegyzék elég spártai. Az EPR-cikk például hozzáférhető magyar fordításban is (*A. Einstein válogatott írásai,* Typotex, 2005). Egy korábbi kiadvány (A. Einstein: *Válogatott tanulmányok,* Gondolat, 1971) tartalmazza *Niels Bohr* tanulságos válaszcikkét is. A témába vág Hraskó Péter *A könyvtár fogja* című eszszékötete is (Typotex, 2001). Az jó, hogy van tárgymutató, de kár, hogy nagyon hiányos.

Kiknek szól Geszti Tamás könyve? Természetesen mindazoknak, akik szeretnének vagy akiknek kell kvantummechanikát tanulniuk (és rendelkeznek a szükséges matematikai és fizikai előismeretekkel). Az alapfokú képzés szintjén kihagyható néhány alfejezet. A mesterképzés szintjén viszont hozzá kell venni egyet és mást haladóknak szánt művekből.

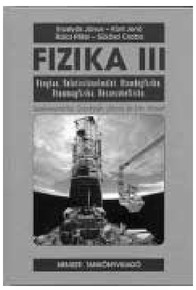
Én nagy élvezettel olvastam a könyvet és figyelmébe ajánlom mindazoknak is, akik valamikor régen már tanultak kvantummechanikát. Járják ismét végig a kalandos utat, ha lehet papírral és ceruzával kezükben, oldják meg a feladatokat és ismerkedjenek meg az újabb fejleményekkel. Hiszem, hogy nem fogják megbánni!

Hajdu János
Köln/Budapest

Erostyák János, Kürti Jenő, Raics Péter, Sükösd Csaba: FIZIKA III.

Fénytan, relativitáselmélet, atomhéjfizika, magfizika, részecskefizika

Szerkesztette Erostyák János és Litz József. Nemzeti Tankönyvkiadó Rt., Budapest, 2006.



A Nemzeti Tankönyvkiadó egyik egyetemi tankönyvsorozatának bizonyos értelemben a záró kötetéhez érkeztünk. Ez a kötet ugyanis a *Demény András, Erostyák János, Szabó Gábor, Trócsányi Zoltán* készítette *Fizika I. (A klasszikus mechanika)* és a *Litz József* által írt *Fizika II. (Termodinamika és molekuláris fizika – Elektromosság és mágnesesség)* kötetek záró tételének látszik. A sorozat a fizika (tanári, vagy fizikusi) szakot választók számára az első egyetemi évek megalapozó tanulmányait segíti. A hagyományos tantárgyfelosztás szerint ezek a kötetek a kísérleti fizika oktatásának a segítői lehetnek. Az utóbbi évtizedek során az oktatásban az egyik lényeges változás, aminek tanúi vagyunk azzal kapcsolatos, hogy a *kísérleti fizika – elméleti fizika* hagyományos tantárgyfelosztás inkább átmegy a megalapozó *általános* fizika és a *modern speciális ágazatok* fizikája felosztás irányába. (A szóban forgó tankönyvsorozat fő érdeme e felosztás hangszerelése, de a leginkább lenyűgöző tulajdonsága, hogy a referált eredményei a lehető legfrissebbek!) Az elsőként említett irányváltás alapvető oka lehet, hogy – bár a tapasztalatszerzés, a kísérletezés nem veszít jelentőségéből – egyre szűkebbre húzódik az a mező ahol maga a kísérletezés azonnal, a tanulmányoknak már a kezdeti idejében elvégezhető. (Hiszen a klasszikus kísérletek mai, kellő pontosságú, demonstratív végrehajtása olyan modern „gépészeti" hátteret igényel, ami gyakran elrejtheti magát a jelenséget.)

Ebből adódhatnak olyan eltolódások, hogy például a gyenge áramok kimerítő tárgyalása veszít jelentőségéből a tanmenetben, (de fontosságából nem!) hiszen a mikroáramkörök számára is keretet kell biztosítani. A modern atomfizikai–magfizikai kísérletek pedig igaz valójukban be sem mutathatók az oktatás során. A tankönyvírás célnak megfelelő művészete éppen abban érhető tetten, hogy sikerül a demonstráló kísérlet fizikai lényegét kiragadni a megvalósító technikai részletek háttérbe szorításával. Az „általános fizikai" hozzáállás így hamarabb tárja fel a megismerni kívánt tárgykört, és ezzel a megalapozás minőségi folyamatát segíti elő, míg a „hogyan" kérdéssel az időt nem pazarolja. Erre jó példa az elektronspin feltárásának története, ami a spektroszkópiától a statisztikus mechanikáig és a magfizikáig vezet, nem is beszélve a kvantummechanikáról. A kötet – a több szerző ellenére – épp azáltal képes kiforrott szemléletet adni, hogy megmutatja, a bölcs mérséklettel lecsupaszított tények feltárják a természet alapvető törvényszerűségeit, amelyekből nemcsak új eszközök épülhetnek, hanem a való világot híven tükröző megismerés is.

Mindenképpen arról tudósít ez a tankönyvsorozat, hogy a 21. század már (nálunk is) elkezdődött. Csak hálásak lehetünk a kiadónak, a szerzőknek és a szerkesztőknek, hogy modern tankönyvsorozatot adtak a fiatalok kezébe. (Az egyetemistákon kívül, persze, az örökifjú érdeklődő is bátran keresheti a választ a kérdéseire – mert bízvást megtalálja.) Ebben a kötetben az ismeretek a modern optikáig (kb. 200 old.), a relativitáselméleti bevezetőben (kb. 50 old.) az atomhéjfizikai (kb. 70 old.), a magfizikai (kb. 180 old.) ismeretek, valamint a részecskefizikai összefoglaló egészen a neutrínócsillagászatig (kb. 50 old.) megtalálható.

Elismeréssel tartozunk a szerzőknek, szerkesztőknek és a kiadónak ezért a műért. S bár úgy tűnik, a kötet ára borsos 5250,- Ft, mégis jó szívvel ajánlhatjuk minden érdekeltnek ezt a modern tankönyvet.

Abonyi Iván

AZ AKADÉMIAI ÉLET HÍREI

Simonyi Károly Tudományos Emlékülés 2007

Az idei Simonyi Károly tudományos emlékülést a Magyar Tudományos Akadémia és a Gábor Dénes Főiskola szervezésében 2007. október 19-én, pénteken 9:30–15:00 óra között rendezik meg az MTA Felolvasótermében (Roosevelt tér 9. I. em.). Az ülés programja:

9:30 *Kroó Norbert,* az MTA alelnöke: Megnyitó

9:35 *Csurgay Árpádné Ildikó* (BME): Megtartani vagy továbbadni – és hogyan? Az emberiség tudáskincséről A Fizika Kultúrtörténete alapján

10:10 *Vámos Tibor* (MTA SZTAKI): Simonyi, az episztemológus

10:45 *Farkas Győző,* Simonyi-díjas (MTA KFKI SZFKI): Attoszekundumos fényimpulzusok

11:20 *Lovas István* (Debreceni Egyetem): Milyen lenne a világ, ha a fénysebesség végtelen, a Planck-állandó zérus volna?

11:55 Ebédszünet

12:35 *Stépán Gábor,* Simonyi-díjas (BME): Kerekek rezgései: stabilitás és időkésés

13:10 *Almár Iván* (MTA KTM CSIKI): Az űrkorszak 50 éve – tanulságok

13:45 *Rónaky József* (OAH): Nemzetközi együttműködés az atomenergetikában

14:20 *Szentpétery Imre* (MTA KFKI RMKI): Miért és hogyan vizsgáljuk a nagyenergiájú nehéz magok reakcióit?

Alapkutatások az OTKA támogatásával

Szemelvények az OTKA (Országos Tudományos Kutatási Alapprogramok) támogatásával végzett alapkutatások újabb eredményeiből címmel a szélesebb olvasóközönségnek szóló, gazdagon illusztrált tanulmánygyűjteményt tett közzé az OTKA Bizottság. A 2004-ig lezárult, OTKA-támogatással folytatott kutatások eredményeiből reprezentatív válogatást nyújtó gyűjtemény az élettudományok, a műszaki és természettudományok, valamint a társadalomtudományok területéről 32 támogatott projekt eredményeiről ad áttekintést.

Mint *Makara B. Gábor,* az OTKA Bizottság elnöke előszavában kifejti: a kutatóknak el kell számolniuk azzal, mire használták fel az ország által rendelkezésükre bocsátott forrásokat. Az OTKA pályázati rendszerében évente mintegy 2000 pályázatot véleményeznek, melyeknek mintegy harmada részesül négy éves vagy ennél rövidebb idejű támogatásban. A támogatott kutatásokról szakmai zárójelentések készülnek.

A most megjelent kötet azonban újszerű koncepcióra épül. Létrehozásakor az OTKA Bizottság azt a célt tűzte ki maga elé, hogy a szűk szakmai közönségnél jóval szélesebb kör, a tudomány eredményei, működése iránt érdeklődő szélesebb közönség, végső soron pedig a kutatásokat finanszírozó adófizető polgárok alkothassanak képet az OTKA támogatásával folyó, a legkülönbözőbb tudományterületeket érintő, sokoldalú kutatómunkáról.

A szerkesztői koncepció újszerű feladat elé állította a kutatásvezetőket is: a szerzők a szakmai zsargonból kilépve, közérthető formában, értelmező ábrákra, fotókra támaszkodva mutatják be kutatásuk tárgyát és eredményeit. A kötet fejezetei teljes terjedelmükben letölthetők az OTKA honlapjáról. A fizikai kutatások terén az alábbi eredmények kerültek kiválasztásra:

Szabó György: Mintázatok és stratégiák

Szegő Károly: Energiaátadási folyamatok a Naprendszerben

Faigel Gyula, Tegze Miklós: Holográfia az atomi skálán

Vicsek Tamás: Menekülési pánikhelyzet – fizikusszemmel

Felhívás a Magyar Tudomány Ünnepe 2007. évi megrendezésére

Tanúsítva, hogy a jó kezdeményezések könnyen és gyorsan szilárdulnak tradíciókká, az 1997-ben indult Magyar Tudomány Napja az évek során egyre életerősebb rendezvénysorozattá vált. 2003-ban már a Magyar Tudomány Ünnepeként, vagyis mai nevén aratott széles körű sikert. Célja ma is az, hogy – mint azt az MTA elnöke, *Vizi E. Szilveszter* fogalmazta – „a közfigyelem előterébe állítsa a tudományt”.

A Magyar Tudományos Akadémia a szaktárcák, a társadalmi intézmények, a tudományos szervezetek közreműködésével 2007-ben is ezt a célt kívánja megvalósítani, de tartalmi és formai újításokkal óhajtja fűszerezni a hagyományos tudomány-népszerűsítési eljárásokat.

A 2007. évi rendezvénysorozatra november 3. és 30. között kerül sor. A központi téma az idei esztendőben:

„A tudomány iskolája”. Ez a megjelölés egyszerre utal a tudományban való elmélyedés iskolai lehetőségeire, illetve magának a tudománynak a közvéleményt „iskolázó” potenciáljára. A téma magában foglalja a tudomány és az oktatás, a tudomány és a közgondolkodás teljes kérdéskörét, a közoktatástól a felsőoktatáson át a kutatóintézetek oktatói szerepéig.

Az európai színtéren egyre népszerűbbé váló tudományos fesztiválok mintájára a Magyar Tudomány Ünnepe idei rendezvényei is fesztiválszerűbbek lesznek. A nyitó és a záró rendezvény kivételével, amelyeken a magyar tudományosság legelismertebb tekintélyei lesznek a főszereplők, maga a rendezvénysorozat az érdeklődő, akár kamaszkorú, középiskolás közönséghez szól már azzal is, hogy lazább, színesebb, játékosabb tudománynépszerűsítő formákat választ.

Elsődleges információs fórum az elmúlt években már megszokott módon a www.tudomanyunnep.hu internetes oldal lesz, és a rendezvények adatbázisa is az internetes jelentkezések alapján áll majd össze.

A tudománynak a nagyközönséghez való eljuttatása nélkülözhetetlen ahhoz, hogy a kutatás, az innováció elnyerje a neki kijáró rangot, és ahhoz is, hogy minél több korosztályban ébredjen fel a vágy a világban való tudományos eligazodásra. Aki a tudást, a tudományt választja, az a jövőt választja. Korántsem véletlen, hogy a World Science Forum Budapest 2007. évi vezérgondolata is éppen ez lesz.

A magyar tudomány és tudásátadás minden egyes művelőjét és népszerűsítőjét felhívjuk, hogy ötleteivel, munkájával járuljon hozzá a nagyszabású rendezvénysorozat sikeréhez! Így válhat a magyar társadalom igazi tudományos fesztiváljává a Magyar Tudomány Ünnepe!

A Magyar Tudomány Ünnepének Rendezvénytanácsa

ERC – sikeres hazai pályázók

Az Európai Kutatási Tanács (European Research Council – ERC) által kiírt *Starting Grant* pályázatra 9167-en jelentkeztek, a bírálati folyamat második körébe 559-en jutottak, köztük 16 magyar kutató. Ez a szám arányaiban is kimagasló: a világ összes országából érkező pályázat közül az EU 12 új tagországából 30 pályamunka került az esélyesek közé.

Az ERC által meghirdetett, 2007. április 25-én lezárult *Starting Grant* pályázati kiírás eredeti célkitűzése szerint a fiatal kutatók számára nyújt támogatást, összesen 300 millió euró felhasználható keretösszeggel. A kiírás alapján fiatal kutatónak számít az, aki a PhD fokozat megszerzése óta eltelt két évnél hosszabb ideje, de kilenc évnél nem régebben folytatja kutatásait.

A második fordulóba jutott pályázóknak részletesebb kutatási tervet kell majd készíteniük, ennek alapján vesznek majd részt a szakmai interjún. A végeredményt várhatóan az év végére hirdeti ki a Bizottság. A pályázatot a világon bárhonnan benyújthatták, az egyedüli feltétel az volt, hogy az összeget az Európai Unióban költsék el. Ehhez szükség volt egy befogadó intézményre is, amely szándéknyilatkozatban biztosította a kutató számára a feltételeket.

Egy másik, hasonló jellegű pályázat kiírását is tervbe vette a Bizottság, melyet a seniorok számára hirdetnek majd meg. Senior kutatónak tekinthető mindenki, aki már nem pályázhat a *Starting Grant*ra. Tehát, a PhD fokozat megszerzése óta több mint kilenc éve kutatók számíthatnak erre a forrásra. Az elképzelés az, hogy a felhasználható keretösszeg egyharmada jusson majd a fiataloknak, kétharmada pedig a senioroknak. Ennek megfelelően jövőre két pályázatot ír ki az ERC a tapasztalt kutatóknak: az elsőt az év első, a másodikat pedig az év második felében.

A *Starting Grant* második körébe jutott magyar pályázók száma tudományterületenként (fő): természettudományok 7, élettudományok 6, társadalomtudományok 3.

Az EU 12 új tagországából a második körbe jutott pályázók száma (fő): Bulgária 0, Ciprus 5, Csehország 2, Észtország 0, Litvánia 0, Lettország 0, Lengyelország 3, Magyarország 16, Málta 0, Románia 2, Szlovénia 1, Szlovákia 1.

A TÁRSULATI ÉLET HÍREI

Fizikus Vándorgyűlés – 2007. augusztus 22–24., Eger

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat augusztus 22. és 24. között az egri Eszterházy Károly Főiskolán rendezte meg vándorgyűlését. A konferencia fő támogatói Eger Megyei Jogú Város és az Eszterházy Károly Főiskola (EKF) voltak. Utóbbi ingyenesen bocsátotta rendelkezésre előadótermeit és jelentős logisztikai támogatást is nyújtott. Értékes anyagi támogatást kaptunk az ETV-Erőterv Zrt.-től, a General Electric Magyarországtól, az MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézetétől, a Radioaktív Hulladékokat Kezelő Kft.-től és a Villamosipari Kutatóintézet Zrt.-től. A Polgármesteri Hivatal saját honlapján és a városi televízióban népszerűsítette a tudományos programnak a nyilvánossághoz szóló részét (lásd

A Líceum díszterme

alább). A *Heves Megyei Hírlap* két alkalommal is beszámolt a rendezvényről.

A megnyitó ülésszak az EKF központi épülete, a fokozatosan teljes szépségében megújuló Líceum dísztermében volt. A vendéglátók nevében *Habis László* polgármester és *Hauser Zoltán* rektor üdvözölte a 120 regisztrált (a Társulatot támogató szervezési díjat is kifizető) résztvevőt és számos további érdeklődő kollégánkat. *Patkós András,* a szervezőbizottság elnöke a konferencia célkitűzései között a következőket sorolta fel:

• Háromévenként érdemes tematikus korlátozás nélkül összegyűjteni az alapvető természeti jelenségek megismerésében és értelmezésében a megelőző időszakban elért eredményeket, különösen azokat, amelyeknek elérésében a magyar fizikusok világszerte elismert szerepet játszottak. A felkért előadásoknak e szempont alapján történt kiválasztását a szervezőbizottság az egyes szakcsoportoktól kapott személyi és témajavaslatok alapján végezte el.

• Megkülönböztetett gondot fordítunk a társadalom figyelmének középpontjában lévő, a fizikusok szakmai szerepvállalását igénylő kérdésekre. Ez alkalommal a fizika eredményeit hasznosító vállalkozásokat és az általuk nyújtott karrier lehetőségét, a tudomány és az áltudomány között szüntelenül folyó viadal környezetvédelmi oldalát, valamint a fizika vonzó oktatásának kérdéseit vontuk be a Vándorgyűlés programjába.

• Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat vándorgyűlése kínálja a legalkalmasabb fórumot, ahol a teljes fizikusközösség megismerkedhet a fiatal, ígéretes kutatókkal. E szándékot megértve a 120 résztvevő mintegy fele fiatal kutató volt, akik 2002 óta szereztek tudományos fokozatot, illetve még diákként, doktoranduszként értek el figyelemre méltó kutatási eredményeket.

A megnyitó protokolláris programjának lezáró eseménye volt a Társulat 2007. évi kutatói díjainak átadása *Jánosi Imré*nek (ELTE), *Kis Zsolt*nak (MTA SZFKI), *Kőszegi László*nak (MTA SZFKI), *Nánai László*nak (SZTE) és *Rónaky József*nek (OAH), amelyeket a Társulat elnöke, *Sólyom Jenő* és a díjbizottság elnöke, *Faigel Gyula* nyújtott át.

A konferencia három nyitó előadása jól illusztrálta szándékainkat. *Kertész János* (BME) a társadalmi hálózatok természetére vonatkozó szociológiai felismeréseknek a korábban elképzelhetetlen méretű, nagy mintákon, a statisztikus fizika számszerűsítő módszereivel történő ellenőrzését mutatta be. *Bor Zsolt* (SZTE) a femtoszekundumos lézerimpulzusok segítségével végezhető szemlencse-korrekciós műtétekről (lézer-támogatású keratomia) számolt be, amelyben a szegedi kutatócsoportból indult kutatók jelentős piaci sikert elért gyógyászati eljárásokat is kidolgoztak. *Csabai István* (ELTE) a Sloan Digital Sky Survey galaxistérképezési programjáról tartott beszámolót, amelynek adatbázisa szinte teljes mértékben magyar fejlesztésű. Ennek a programnak az eredményei nélkülözhetetlenek az Univerzum kozmológiai paraméterei meghatározásában.

A további szekciókat a Főiskola Természettudományi Karának kampuszán rendeztük. Az első délután *Richter Péter* a BME Atomfizikai Tanszékének alkalmazott optikai kutatásait mutatta be. Három korábbi doktoranduszának korreferátuma fényes bizonyítását adta a fizika és a mérnöki tudomány sikeres és jelentős profitot is eredményező együttműködésének. A szegedi optikai iskola fiatal képviselőinek előadásaival együtt bizonyították, hogy az optikai kutatások a magyar fizika egyik legerősebb irányzatát adják. *Mihály György* (BME) az egyetlen atomsor mezoszkopikus vezetési tulajdonságainak megismerésében elért eredményeit mutatta be. *Frey Sándor* és *Mosoni László* a rádiócsillagászat nyitott felhasználású modern eszközeit mutatta be, amelyet az örömtelien nagyszámú fiatal csillagász bemutatkozó előadása élvezetesen egészített ki.

Az első napot a Líceumban rendezett nagyvonalú fogadás zárta, amelyet megelőzően szakavatott vezető mutatta be az érdeklődőknek a főegyházmegyei könyvtárat és a Főiskola többéves rekonstrukció után a közelmúltban megnyitott egykori kápolnáját.

A második nap a magyar statisztikus fizikai iskola kiváló fiatal gárdájának és Mihály professzor tudományos iskolájának bemutatkozásával kezdődött. Ezt követően a nagyenergiás fizika kutatói vették át a stafétabotot. *Siklér Ferenc* (MTA RMKI) és három hasonlóan fiatal kollégája a kvarkanyag tulajdonságainak megismerésében elért magyar eredményeket és nemzetközi kooperációs hátterüket világították meg. *Horváth Dezső* (MTA RMKI) a genfi LHC gyorsítónál hamarosan meginduló mérésekről beszélt, amelyek egyik legfontosabb célja a részecskefizikai Standard Modellen túllépő értelmezést igénylő jelenségek felfedezése. Az ő előadásának párjaként hangzott el a zárónapon *Trócsányi Zoltán* (Debreceni Egyetem és ATOMKI) előadása az LHC legnagyobb várakozással övezett programjáról: a Higgs-bozon kutatásról (ez egyben jelen számunk nyitó írása).

A második délután első felét az ATOMKI kutatóinak szereplése dominálta. *Krasznahorkay Attila* az alacsonyenergiás magfizika fejlődési irányai közül az egzotikus (a stabilitási völgy szélén elhelyezkedő) atommagok kísérleti vizsgálatában elért debreceni eredményeket mutatta be, kiemelve közülük többnek asztrofizikai jelentőségét. A délután második fele az ionizáló sugárzások orvosi és környezeti hatásaival foglalkozott. *Kovács László* (Kútfej Bt.) nagyon rokonszenvesen mutatta be a közepes aktivitású radioaktív hulladékok elhelyezésére szolgáló bátaapáti tározó előkészületeihez végzett kísérleti vizsgálatokban a mérnöki és fizikusi szakismeretek egymást kiegészítő együttműködését. *Giczi Ferenc* (Széchenyi Egyetem) az orvosi célú sugárdiagnosztika és terápia kontrollált alkalmazási normáinak fejlődéséről számolt be, amelyet kiválóan egészített ki egy doktorandusznak az Onkológiai Intézetben végzett munkáját bemutató rövid előadás.

A zsúfolt program második napja az Eger város közönségének ajánlott, nyilvános eseménnyel zárult. A *Tudomány és áltudomány párviadala a környezetvédelemben* című pódiumvita résztvevői: *Egyed László,* a Csodák Palotája igazgatója, *Kiss Ádám* fizikus egyetemi tanár, *Szabó Mária* geográfus egyetemi tanár és *Weiszburg Tamás* geológus egyetemi docens volt. A Líceum zenetermében legalább 80 fős hallgatóság élvezte az azbeszt építőipari felhasználása korlátozásának tudományos racionalitást nélkülöző fejleményeit, vagy a klímaváltozás emberokozta tényezőinek vitathatóságát elemző szellemes ismertetéseket. A résztvevők a rendezvény tervezett idejét messze túllépve beszélgettek a hatásos tudományos érvelés lehetőségeiről.

A záró nap délelőttjén az anyagtudományi kutatások különböző megközelítéseit mutatták be. *Bíró László Péter*nek a fizikus–zoológus együttműködést is kiválóan példázó előadását a lepkeszárnyak fotonikus kristályszerkezetéről a sikeres kutatócsoport két további előadása tette teljessé. *Bottyán László* a nukleáris szórási módszerekkel elért legújabb eredményeket mutatta be, amelyhez fiatal kollégái két bemutatkozó előadással és számos poszterrel adtak kiegészítő anyagot. *Pusztai László* a kémia és a fizika határán mozgó gondolatokkal világította meg a diffrakciós vizsgálatokból származó párkorrelációs függvényt reprodukáló Reverse Monte-Carlo módszer hatékonyságát. Ezt az előadást is több rövid előadás egészítette ki.

A záró, délutáni szekció első felére Trócsányi Zoltán már említett előadásán kívül *Márka Szabolcs*nak (Columbia Egyetem, USA) a gravitációs hullámok utáni kutatás erőfeszítéseit kiválóan bemutató előadása maradt. Ehhez is kapcsolódott egy lendületes doktoranduszi előadás. Erre a délutánra maradt a 25 poszterrel való közelebbi ismerkedés is. A poszterszekciót a fizika oktatásával foglalkozó két előadás követte. *Horváth Árpád* (BMF) a CERN-beli mérésekhez kapcsolódó interaktív tanulói távkapcsolat lehetőségéről és magyarországi eredményes megvalósításáról számolt be. A vendéglátó fizikai tanszék oktatója, *Vida József* aratta talán a legnagyobb közönségsikert záróelőadásával. Számos varázslatos hatású kísérletet bemutatva többször ragadtatta tapsra az utolsó pillanatig kitartó 50–60 fős közönségét.

Az előadások vetített anyaga, amennyiben a szervezők azt megkapták, a vándorgyűlés honlapjára felkerült. Az új koncepciójú vándorgyűlés sikere alapján remélhető, hogy három év múlva még többen lesznek kíváncsiak az új fizikai eredmények széles spektrumát fiatalos lelkesedéssel bemutató ifjú és tapasztalt kutatók szemléjére.

A szervezésben végzett munkájukért köszönet illeti *Ujfaludi László* professzort, az EKF Fizika Tanszék vezetőjét, *Nagy Zsigmondné*t és *Korányi Tivadarné*t, az ELFT titkárságáról. *Lux Iván*nak (OAH) köszönhető a vándorgyűlés külső támogatóinak nagy száma. *Horváth Ákos* (ELTE) gondozta a webes kommunikációt és biztosította a helyszínen a vetítéses előadások gördülékenységét.

Patkós András

51. Országos Középiskolai Fizikatanári Ankét és Eszközbemutató Békéscsaba, 2008. március 26–30.

Az ELFT Középiskolai Oktatási Szakcsoportjának döntése értelmében a 2008. évi Fizikatanári Ankét Békéscsabán lesz. A helyszín a *Szent-Györgyi Albert Gimnázium, Szakközépiskola és Kollégium,* amely 2005 őszén jött létre három békéscsabai középiskola összevonásával. Az iskola és kollégium egymás mellett helyezkedik el, így a helyszín, remélhetőleg, ideális körülményeket biztosít a résztvevőknek.

Az ankét honlapján – http://www.fizkapu.hu/anket2008/anket.html – már a szervezés első lépéseitől kezdve tájékozódhatnak az érdeklődő kollégák az ankéttal kapcsolatos előkészületekről, a helyszínről, a tervezett programokról. Az ELFT Középiskolai Szakcsoportjának vezetőségével egyeztetve egy *internetes kérdőív* segítségével a potenciális résztvevők véleményét is megkérdeztük az ankét témájával és néhány egyéb szervezési kérdéssel kapcsolatban. A szavazás végeredménye a honlapon megtekinthető.

Az ELFT Középiskolai Szakcsoportjának vezetősége 2007. szeptember 19-én a szavazás eredményét is figyelembe véve úgy döntött, hogy az ankét témája: *Kísérletek a fizikában, kísérletezés az iskolában.* (Mivel 2009 a Csillagászat Nemzetközi Éve lesz, így az internetes szavazásban minimális többséget szerzett űrhajózás/űrkutatás témakör ahhoz kapcsolódhat majd.)

HÍREK ITTHONRÓL

Molekulától az agykutatásig

Ezúton meghívjuk a Pázmány Péter Katolikus Egyetem Információs Technológiai Kara és a Semmelweis Egyetem által közösen rendezendő

Molekulától az agykutatásig
– új utak az informatikában

című sorozatra, melyen a fenti szakterületek kiváló kutatói tartanak egy-egy előadást, majd laboratóriumi bemutatók, és kiscsoportos beszélgetések keretében lehet az új területtel megismerkedni.

Időpontok: 2007. november 10., december 8., 2008. január 12., február 9.

Előadók: *Csurgay Árpád, Hámori József, Roska Tamás, Karmos György, Mátyus Péter, Prószéky Gábor, Liposits Zsolt, Gyulai József.*

Minden alkalom délelőtt 10 órakor kezdődik, az előadások után kötetlen beszélgetés, ebéd, ezt követik a laborbemutatók. Jelentkezni lehet: titk@itk.ppke.hu

További információk: www.itk.ppke.hu

2007. november 9-én, pénteken 9 órától tartandó Nyílt Napon is várjuk az érdeklődőket.

Az előadások és a Nyílt Nap helye: 1083 Budapest, Práter u. 50/a, Simonyi terem.

Molekuláris Bionika

Egy új iparág indulásakor legyél az elsők között Európában, jelentkezz a 2008 őszén induló első évfolyamra!

Milyen is az agy információtechnikája? Hogyan lehet a vérképet elemző orvosi laboratóriumot egy chipre tenni? Hogyan lehet zavartalanul „belenézni” a működő élő szervezetbe? Miért jó egy gyógyszer nekem, és káros más családtagomnak?

Az utóbbi évtizedben a biotechnológia és az elektronika–számítástechnika–informatika találkozási pontján egy új tudományág és egy új iparág bontakozik ki. Ahol a fentiekhez hasonló tucatnyi kérdésre nemcsak válaszokat találnak a kutatók, de ennek során új termékek, új orvosi készülékek, és új szolgáltatások jelennek meg. A példák is önmagukért beszélnek: génchipek, testbe ültetett gyógyszeradagolók, chipes vérképelemző laboratórium, táv-operációk, személyre szabott gyógyszerek stb. Ahhoz, hogy ilyen eszközöket és módszereket létre lehessen hozni, más gondolkodásra, új szakemberekre van szükség.

Ezért indítja útjára a Pázmány Péter Katolikus Egyetem Információs Technológiai Kara és a Semmelweis Egyetem közösen a Molekuláris Bionika alapszakot.

A londoni Imperial College mellett, Európában elsőként nálunk 2008 szeptemberében induló multidiszciplináris képzés több tudományágat – a molekuláris biológiát; a mikro–nano méretű elekromágnesességet és optikát; a számítástechnikát–informatikát, valamint az idegtudományokat fogja át.

A képzésről: Érettségi után 7 féléves alapképzés (3,5 év), melynek elvégzése után molekuláris bionikus BSc oklevelet kapnak a diákok. Erre épülnek majd az infobionikus mérnöki, valamint orvosi biotechnológusi mesterszakok (2 év). A számítógépes szimulációkkal is támogatott elméleti képzés mellett – a gyakorlatok során – számos új diagnosztikai eljárást sajátíthatnak el a hallgatók. Az oktatás nyelve az első év után nagyrészt angol.

Új tudományos ismeretterjesztő filmek

A Magyar Mozgókép Közalapítvány Kuratóriuma júliusban döntött a tudományos ismeretterjesztő film pályázatok támogatásáról. A döntés a következő fizikai/kémiai témákkal foglalkozó filmek elkészítésére juttat támogatást:

Buda János: Via tofana Eötvös – A film bemutatja Eötvös Lorándot, mint tudóst, tudománypolitikust és mint embert is. Az ember bemutatásához egyebek közt az apa, báró Eötvös József és fia levelezése adja meg a keretet.

Hevér Zoltán: A közeledő Naprendszer – A film a bolygókutatás legújabb eredményeit, azon belül a Naprendszer szerkezetének kutatását ismerteti meg a nézővel. Ebben jelentős szerep jut az űrkutatás korszerű módszereinek, a különböző űrmisszióknak. A film szakértői az MTA RMKI kutatói, a hazai űrkutatás jeles képviselői.

Ricsóy Béla: A csodálatos víz – A film témája a víz, a földi élet számára nélkülözhetetlen vegyület. A szakértő *Beck Mihály* akadémikus, a neves fizikokémikus, aki a nézőt megismerteti a vízre vonatkozó alapvető tudományos ismeretekkel. A film erénye, hogy kitér a vízre vonatkozó különféle áltudományos nézetek és állítások cáfolatára is, így foglalkozik többek között a „biovíz”-zel, a „Pi-víz”-zel és más, anyagi haszonszerzés által motivált sarlatánságokkal is.

A filmek várhatóan vagy ebben az évben, vagy a jövő év első felében készülnek el.

Tarnóczy Tamás (1915–2007)

2007. szeptember 14-én elhunyt *Tarnóczy Tamás,* a fizikai tudomány doktora, egyetemi tanár, az MTA Akusztikai Kutatócsoportjának egykori igazgatója.

A Pázmány Péter Tudomány Egyetemen a később Nobel-díjas *Békésy György*nél akusztikából doktorált.

Ő hozta létre a MTA kutatási hálózatában a Békésy György Akusztikai Kutatólaboratóriumot.

Az MTA Akusztikai Komplex Bizottságának alapítója, irányítója, majd örökös tiszteletbeli tagja volt. Az Optikai, Akusztikai, Film- és Színháztechnikai Tudományos Egyesület alelnöki tisztét közel 20 évig töltötte be.

Az akusztika majd minden ágában ért el jelentős eredményeket. Tudományos munkásságát több mint 400 dolgozat, 19 könyv és könyvrészlet illusztrálja.

Kitüntetés

A Debreceni Egyetem ez év június 30-án *Berényi Dénes* akadémikusnak a debreceni egyetemi integráció előkészítésében végzett kimagasló tevékenységéért, a Magyar Tudományos Akadémia Debreceni Bizottsága és a Debreceni Egyetem együttműködésének eredményes fejlesztéséért, valamint a Társadalmi Tanács volt elnökeként végzett kimagasló munkájáért a Debreceni Egyetem Emlékérem kitüntetést adományozta.

HÍREK A NAGYVILÁGBÓL

Elhunyt Kai Siegbahn, az ESCA módszer feltalálója

2007. július 20-án a dél-svédországi Angeholmban 89 éves korában meghalt *Kai Siegbahn,* aki 1981-ben elnyerte a Nobel-díjat az elektronspektroszkópia kémiai elemzésre történő felhasználásának (ESCA, electron spectrosopy for chemical analysis) kidolgozásáért. A módszert széles körben használják a fémek és más anyagok kémiájában a felületek roncsolásmentes elemzésére, protézisek kopásának vizsgálatára, elektromos áramkörök szennyezéseinek azonosítására, és még számos egyéb fontos ipari célú alkalmazása van.

Kai Manne Siegbahn 1918. április 20-án Lundban született, egyetemi tanulmányait az Uppsala Egyetemen végezte, majd Stockholmban szerzett doktori fokozatot. 1940-ben doktoranduszként a béta-bomlást tanulmányozta és elektronspektroszkópiai célokra egy gombaalakú mágnest tervezett, amely két irányban volt képes fókuszálni az elektronokat. A kettős fókuszálás egy nagyságrenddel növelte a mérések pontosságát. Az 1950-es években kollégáival, *Carl Nordling*gal és *Evelyn Sokolowski*val a fotoelektronok tanulmányozására kettős fókuszáló béta-spektrométert épített. Munkája nyomán az elektronspektroszkópia egy ritkán használt laboratóriumi módszerből széles körben alkalmazott ipari technikává fejődött.

1981-ben megosztott fizikai Nobel-díjjal tüntették ki, a díj másik felén *Nicolaas Bloembergen,* Harvard Egyetem és *Arthur L. Schawlow,* Stanford Egyetem, osztozott a lézerspektroszkópia kifejlesztéséért. Siegbahn egyike volt a négy apa-fiú párosnak, akik fizikai Nobel-díjat nyertek. Apja 1924-ben kapott Nobel-díjat a röntgenspektroszkópia terén végzett vizsgálataiért. Erről az örökségről szólva Siegbahn kijelentette: „Határozottan előnynek számít, ha az ember minden nap már a reggelinél elkezd fizikáról beszélni.”

Pályafutásának rövid szakaszában a Nobel Intézetben és a stockholmi Royal Institute of Technologyban dolgozott, de aztán visszatért Uppsalába, ahol lényegében az egész életét töltötte. 1984-ben vonult nyugdíjba, de haláláig folytatta munkáját a laboratóriumában.

http://blogs.physicstoday.org

A D0 és CDF együttműködés új bariont talált

A Fermilab Tevatronja által gyűjtött adatokat több évig egymástól függetlenül elemezve a két együttműködő csoport néhány nap különbséggel ugyanannak az új barionnak a felfedezését jelentette be. A D0 együttműködés június 12-én a *Physical Review Letters*hez beküldött cikkében jelentette be a ritka barion Xi_b^- első közvetlen megfigyelését. Június 15-én a Fermilabban egy zsúfolt előadóteremben *Eduard De La Cruz Burelo* éppen bejelentette a D0 együttműködés felfedezését, amikor felállt *Dmitry Litvintsev,* a CDF együttműködés kutatója és ugyannak a részecskének a megfigyeléséről mutatott be független kísérleti bizonyítékot. Ez a három kvarkból – egy-egy *d, s* és *b* – álló részecske az első, amely mindhárom kvark-generációból tartalmaz részecskét.

http://cerncourier.com

A Kongresszus támogatja a kutatások költségvetésének megduplázását

Az amerikai Kongresszus mérföldkőnek tekinthető törvényjavaslatot fogadott el, melynek célja a fizikai és műszaki tudományokat támogató intézmények költségvetésének megduplázása. A *Huszonegyedik Századi Versenyképességi Törvény* azt az ajánlást fogalmazta meg, hogy a National Science Foundation és az Energiaügyi Minisztérium költségvetését a következő hét év folyamán, a National Institute of Standards and Technologyét pedig tíz év alatt emeljék a kétszeresére.

A törvényjavaslat a tudományos képzést és a technológiának a kutatásból az iparba való transzferjét igyekszik erősíteni, valamint támogatja az Energiaügyi Minisztériumon belül egy olyan iroda létrehozását, amely célzottan a nagy kockázatú (csak hosszú távon eredményeket hozó) kutatásokat támogatja. A törvényjavaslatot 2007. augusztus 2-án mind a képviselőház, mind pedig a szenátus megszavazta, és akkor válik hatályossá, ha azt *Bush* elnök aláírja. Az intézmények éves költségvetését ténylegesen az illetékes bizottságok szabják meg, azonban ezek várhatóan követik majd a törvény ajánlásait, legalábbis rövid távon.

www.nature.com

India vonzóvá szándékozik tenni a tudományos életpályát a fiatalok számára

Az indiai kormány 50%-kal megemelte a doktoranduszok és a posztdoktori kutatók ösztöndíját, hogy több fiatalnak legyen kedve a tudományos kutatói pályát választani. A terv szerint a doktoranduszok havi 12 000 rúpia (kb. 300 USD) a posztdoktori ösztöndíjasok pedig havi 16 000 rúpia juttatásban fognak részesülni. A döntést augusztus 1-jén *Thirumalachari Ramasami* tudományügyi miniszter jelentette be, aki hozzátette, hogy a kormány évente 1,2 milliárd rúpiát fog az ösztöndíjak emelésére fordítani az egyetemeken és a nemzeti kutatólaboratóriumokban. Az ország tudósai nagy örömmel fogadták a bejelentést, amelynek eredményeképpen remélhetőleg növekedni fog a fiatal kutatók száma.

www.nature.com

A német részecskefizika több pénzhez jut

A német részecskefizikusok hamarosan megerősíthetik pozíciójukat a nemzetközi tudományos versengésben. Május 15-én a Német Kutatóközpontok Helmholtz Szövetségének Szenátusa bejelentette, hogy 25 millió eurót juttat a következő öt évben a *Fizika teraskálán* című projekt támogatására. A kutatási javaslat vezető intézménye a DESY, tagja még a Forschungszentrum Karlsruhe, a müncheni Max Planck Fizikai Intézet valamint 17 egyetem is – a cél az elemi részecskék és kölcsönhatásaik kutatása. Ugyanakkor a Szövetség az eddigieknél jobban összpontosított alapot kíván szolgáltatni a technológiai fejlesztéshez is. A Szövetség az első öt év alatt több mint 50 új állást fog létrehozni tudósoknak, mérnököknek és technikusoknak, hogy vonzóvá tegye a fiatalok számára a kutatói pályát a részecskefizika területén. Az új szervezeti forma segíteni fogja az együttműködést az egyetemek és kutatóintézetek között az adatfeldolgozás, valamint az új technológiák fejlesztése terén is. Különleges támogatásban részesül az információs technológia, valamint a gyorsító és detektor technológia, mivel ezek központi szerepet játszanak a részecskefizika jövőbeli fejlődésében. A szövetség tagjaként a DESY rendelkezésre bocsátja eszközeit és berendezéseit új gyorsítós és detektor technológiák tesztelésére és fejlesztésére.

www.cerncourier.com

A Dirac-érem kitüntetettjei 2007-ben

A Dirac-érmet minden évben augusztus 8-án, *P.A.M. Dirac* születésnapján, adják át az arra érdemeseknek Triesztben az Abdus Salam Nemzetközi Elméleti Fizikai Központban.

Ezévben a két kitüntetett *John Iliopoulos* (Ecole Normale Supérieure, Paris) és *Luciano Maiani* (Università degli Studi di Roma), akik az 5000 USD összeggel járó díjat a „bájos” kvarknak a standard modellbe való beillesztéséért, „az elemi részecskék modern elméletéhez való hozzájárulásukért” nyerték el. A bájos kvark létezését 1970-ben jósolta meg Iliopoulos és Maiani, az elmélet pedig 1974-ben nyert megerősítést a J/Ψ részecske felfedezésével, amely bájos kark és bájos antikvark kötött állapota. A Dirac-érmet olyan kutatók nyerhetik el, akik „jelentősen hozzájárultak a fizika fejlődéséhez” de eredményeikért még nem részesültek Nobel-díjban, Field-éremben vagy Wolf-díjban.

http://physicsworld.com

Újabb kísérlet a relativitáselmélet igazolására

A Föld két ellentétes oldalán dolgozó kísérleti kutatók egyesítették erőiket, hogy Einstein relativitáselméletét egy újabb tesztnek vessék alá. A kaliforniai Stanford Egyetemen *Holger Müller* és kollégái a Lorentz-invariancia sérülését vizsgálták a Berlinben, valamint az ausztráliai Perth-ben végzett kísérletek eredményeinek kombinálásával. Az egyik esetben két kvarc üregrezonátor fényének frekvenciáját, a másikban két zafír kristályban a mikrohullámok frekvenciáját hasonlították össze. A kísérletek a fotonok és az elektronok viselkedését vizsgálták, és kísérlet közben a berendezést forgatták, hogy megváltoztassák a vonatkoztatási rendszert. A több mint egy évig gyűjtött adatok szerint a Lorentz-invariancia esetleges sérülésére adott felső korlát a korábbi értéknél 3–50-szer kisebb.

Phys. Rev. Lett. 99, 050401 (2007)

MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

HALLHATATLAN HANGOK

A hanghullámok – energiahordozásuk révén – alkalmasak jelek, információk továbbítására, amelyeket a hullámforrástól távol is fel tudunk fogni. Ritkán gondolunk arra, hogy amit a fülünkkel érzékelünk, az csak egy része a hangoknak. Ma, amikor a fejlett technikai eszközökkel észlelésünk szinte határtalan, akár kérdőjelet is tehetnénk a cím végére. Mindenesetre érdekes áttekinteni azt, hogy mi van a hallható tartományon kívül.

Hanggal kapcsolatos alapfogalmak

Fizikai értelemben hangnak nevezik a rugalmas közegben fellépő mechanikai rezgéseket és hullámokat. A hang terjedési sebessége levegőben 330–340 m/s, folyadékokban és szilárd anyagokban sokkal nagyobb, vízben körülbelül 1400, acélban nagyjából 5000 m/s. A sebesség – egyes esetektől eltekintve – a frekvenciától és hullámhossztól független, de minden anyagban nagy mértékben függ a közvetítő közeg sűrűségétől, hőmérsékletétől. (Szilárd anyagokban többféle rugalmas hullám is terjedhet, hangsebességen általában a longitudinális hullámok sebességét értjük.) Légüres térben ezek a mechanikai hullámok nem terjednek. (Közismert kísérlet szerint egy búra alá helyezett csengő hangját nem halljuk, ha kiszivattyúzzák a levegőt.)

A hang két legfontosabb jellemzője a hangerősség és a hangmagasság. A hang magasságát a rezgésszáma határozza meg, azonos frekvencia esetén a nagyobb amplitúdójú hangrezgés hangerőssége a nagyobb.

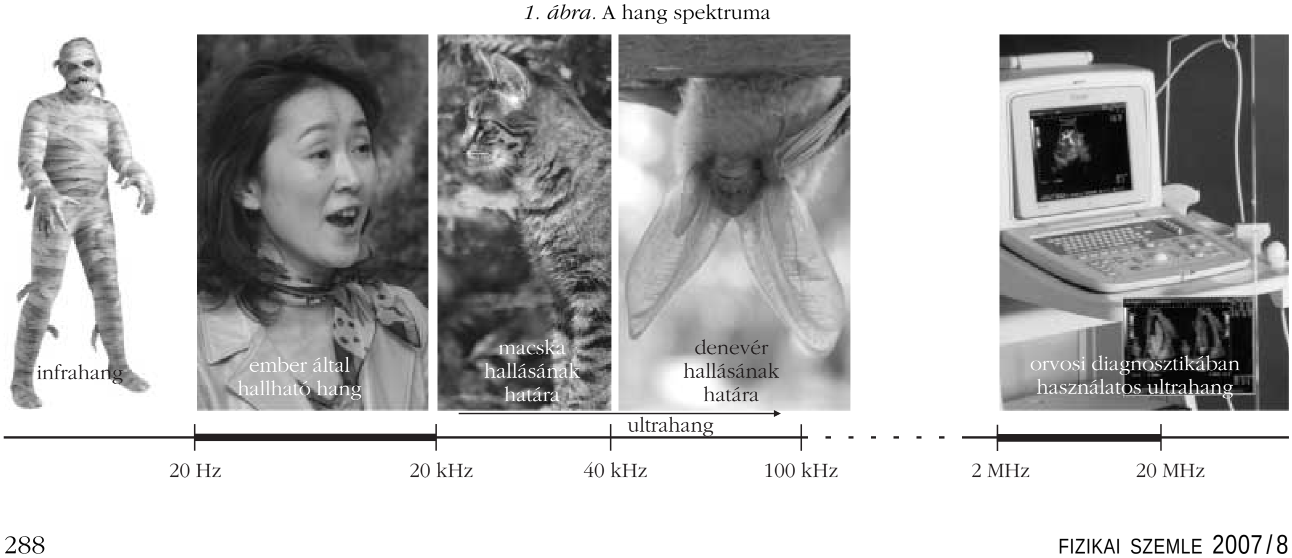
A frekvencia szerinti felosztás szerint *a hallható hang* olyan hang, amelynek (vagy legalább egy szinuszos összetevőjének) frekvenciája 20 Hz és 20 kHz közé, az átlagos hallástartományba esik. A 20 Hz-nél kisebb frekvenciájú hang neve *infrahang,* a 20 kHz-nél nagyobb frekvenciájúé *ultrahang,* a 10^8 Hz-nél nagyobb frekvenciájú hangot hiperhangnak is szokták hívni (*1. ábra*).

Hangok az ember által hallható tartományon kívül

Infrahangok keletkezése, terjedése

Az infrahangok fontos tulajdonságai: Egyrészt, hogy közegben (légkör, víz, talaj) kevésbé csillapodnak, ezáltal nagy távolságra (akár több száz kilométerre is)

1. ábra. A hang spektruma



2. ábra. Nem szellem, infrahang hatása!

3. ábra. A Robert Adler konstruálta első, ultrahangos TV-távirányító

terjednek. Másrészt, az alacsony frekvenciának köszönhetően terjedését nagyon bonyolult meggátolni, könnyen át tud hatolni akár szilárd építmények falain is. A természetben meglehetősen gyakran keletkeznek infrahangok, például gyenge földrengések és széllökések miatt. Néhány állat is használja az infrahangokat: például az elefánt távolsági kommunikációra és az ellenfél elriasztására.

Infrahangok hatásai

Az infrahangnak, bár hangként nem észlelhető, van fiziológiai hatása az emberi szervezetre. Kellő erősségben rosszullétet, emésztési zavarokat, pánikhangulatot okozhat. (Haláleset is előfordult már. Egyes állítások szerint különösen veszélyes a nagy teljesítményű, 7 Hz-es infrahang.)

Az infrahangokat szinte mindennel összefüggésbe hozták. Korábban is sok tudós feltételezte a mára igazoltnak látszó tényt, hogy a „szellemjárta” helyeken ezek a hangok okoznak olyan érzést, amelyet az emberek a kísérteteknek tulajdonítanak: rejtélyes körülmények között elalvó gyertyák, furcsa érzések és borzongás. Ezeket a jelenségeket aligha a kísértetjárta házak szellemei okozzák, sokkal inkább egy rendkívül alacsony frekvenciájú hang, ami az emberi fül számára nem hallható (*2. ábra*).

Az infrahangokat nem halálos fegyverként is fel kívánják használni. A hallható tartományon kívül egyre több kutatást végeznek az infrahangos akusztikus fegyverek előállítása érdekében. A kétkedések ellenére az amerikai hadsereg katonai rendészei nagy lehetőséget látnak az infrahangfegyverben, főleg tömegzavargások esetén. Véleményük szerint hatása sokkal jobban kontrollálható, mint például a könnygázé.

Ultrahang az állatvilágban

Az állatok az ember által keltett és hallott hang frekvenciájánál sokkal szélesebb tartományban képesek hangkeltésre és érzékelésre. Leginkább az ultrahangok felé terjed ki ez a képességük. A delfinek képesek zsákmányuk felderítésére 170 000 Hz-ig terjedő ultrahangokat is kibocsátani.

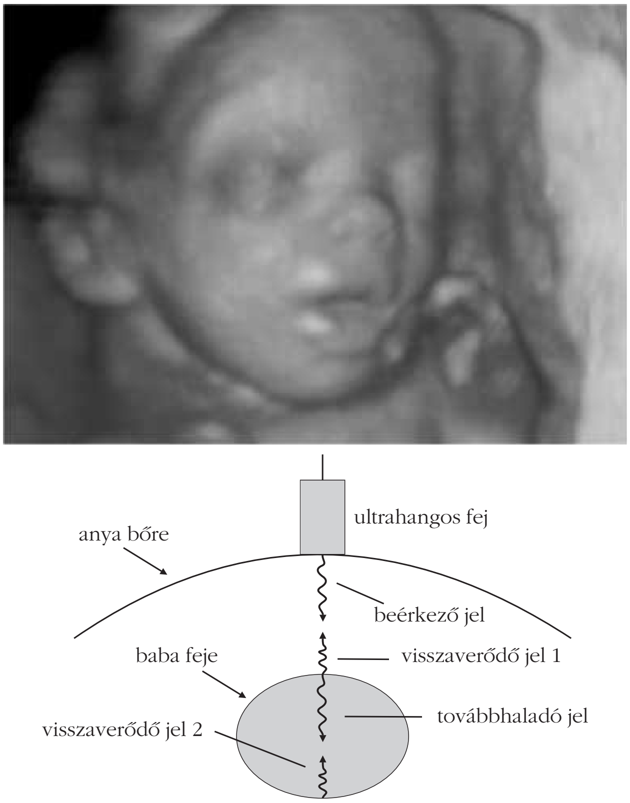
Az élőlények által keltett és hallott hang frekvenciatartománya nem feltétlenül egyezik meg. A fajtársaikkal való kommunikáláshoz használt frekvenciánál általában magasabbat is képesek érzékelni zsákmányszerzéskor, illetve veszély elhárításakor. Például a macska nem képes ultrahangot kibocsátani, de meghallja az egér 30 000–40 000 Hz körüli cincogását, a lepkék is érzékelik a denevérek ultrahangjeleit. Az, hogy a denevér a fülével lát, korántsem tévedés, a repülés közben manőverező és rovarokra vadászó emlős ultrahangradarja segítségével kellő precizitással érzékeli a környező világot.

Egyszerű ultrahangos eszközök

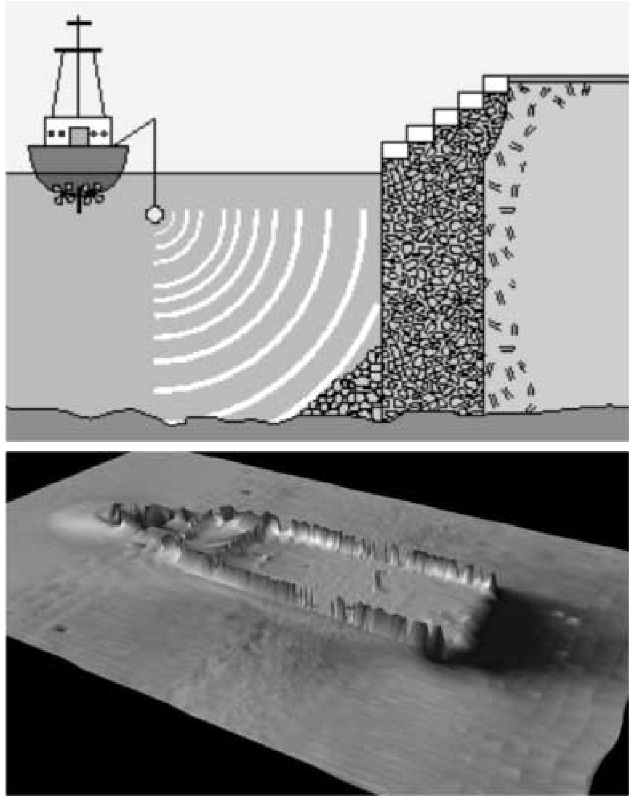
A 20 kHz-nél nagyobb frekvenciájú mechanikai rezgések és hullámok keltésére alkalmasak egyebek között a Galton-síp (kicsiny, zárt ajaksíp), speciális szirénák, a magnetosztrikciós (egyes ferromágneses anyagok erős mágneses térben történő méretváltozását használó) adók. A MHz-es frekvenciák előállítására kiválóan alkalmasak a piezoelektromos (egyes anyagokban mechanikus deformáció hatására elektromos feszültség keletkezik, illetve feszültség hatására mechanikusan deformálódnak) ultrahangadók.

A mindennapi életben is gyakran használjuk az ultrahangokat. Ma már kevesen tudják, hogy az első igazán jól használható televíziós távirányítók ultrahanggal működtek. *Robert Adler* konstruálta azt az ultrahangos távirányítót (*3. ábra*), amely 1956 júniusában került Amerikában kereskedelmi forgalomba. Úgy működött, hogy az adórészbe négy különböző hosszúságú alumínium pálcát építettek és egy mechanikus szerkezet valamelyik pálca végére ütött, amitől a pálca rezgésbe jött és ultrahangot bocsátott ki. Az ultrahangot érzékelő vevőrészt pedig beépítették a TV-be.

Az ultrahanggal működőt leváltó infravörös távirányítók az 1980-as évek elején jelentek meg. (Egyes állítások szerint az ultrahangos eszközök zavarták a lakásban lévő háziállatokat.)



4. ábra. Magzatról készült 4D ultrahangkép és a képalkotás elve



5. ábra. A szonár és a segítségével egy hajóroncsról készült kép

Ultrahang az egészségügyben

A modern technika révén a hang segítségével nemcsak a denevérek, mi is „láthatunk”. Sok család fényképgyűjteményében megtaláljuk a születés előtt készült magzati felvételeket, amely a születendő gyermek jó minőségű képét mutatja. A felvételek titka itt is az ultrahang (*4. ábra*).

Az orvosi diagnosztikában használatos ultrahang frekvenciája lényegesen nagyobb, mint a természetben előforduló ultrahangoké. A képalkotó készülékekben 2–20 MHz frekvenciájú ultrahangot használnak. Átlagosan 1540 m/s terjedési sebességet feltételezve az ultrahang hullámhossza szövetekben 0,77–0,154 mm, ami már jó felbontó-képességet biztosít. A transzducerekhez – az ultrahangos jel adására és vételére is alkalmas eszközökhöz – piezoelektromos elven működő anyagokat használnak.

Az egészségügyben használt ultrahangos eszközökhöz az ötletet az I. világháborúban a tengeralattjárók felderítésére használt, a hang visszaverődésén alapuló navigációs készülék (szonár) adta (*5. ábra*). Kis tömegű, elemmel működő szonár-eszközök ma már mindenki számára elérhetőek, amelyek segítségével az aktuális vízmélységen kívül az is meghatározható, hogy hol és milyen mélységben vannak halak.

Az ultrahang-terápiánál az ultrahang izomlazító, fájdalomcsillapító és értágító hatását használják ki.

Az orvoslásban ultrahangokat nemcsak diagnosztikai, hanem terápiás célokra, többek között vesekő-, epekőzúzásra is használnak. A kőre fókuszált lökéshullámok segítségével zúzzák olyan apróra (néhány milliméteresre) a köveket, hogy azok el tudjanak távozni a szervezetből.

Mester András
Diósgyőri Gimnázium, Miskolc

Irodalom

Öveges J.: *Az élő fizika*. Gondolat Kiadó, Budapest, 1972.
Budó Á.: *Kísérleti fizika*. Tankönyvkiadó, Budapest, 1970.
Kedves F.: *Fizika az élővilágban*. Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 1998.
Damjanovich S., Mátyus L.: *Orvosi Biofizika*. Medicina Könyvkiadó Rt., Budapest, 2000.
Hope, J.: *Medical Physics: Imaging*. Heinemann, 1998.
http://www.hobbielektronika.hu/lexikon/infrahang.html
http://index.hu/tech/tudomany/infrahang/?print#more
Kolláth Z.: Kozmikus infrahang-diagnosztika. *Fizikai Szemle 56/11* (2006) 392. és http://www.kfki.hu/fszemle/archivum/fsz0611/kollath0611.html
Kovács F., Nádas Gy., Regöly Mérei J., Szebeni Á.: Az ultrahang terápiás alkalmazásai. *Fizikai Szemle 56/8* (2006) 256. és http://www.kfki.hu/fszemle/archivum/fsz0608/ultrahang0608.html
Bartha T.: *Személyek elleni akusztikus fegyverek, mint nem halálos eszközök*.http://www.zmne.hu/kulso/mhtt/hadtudomany/2004/2/2004-2-10.html

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT
megjelenését anyagilag támogatják:
MINDENTUDÁS EGYETEME
Nemzeti Kulturális Alap
Nemzeti Civil Alapprogram
A FIZIKA BARÁTAI