

A Magyar Tudományos Akadémia
Fizikai Tudományok Osztálya,
az Eötvös Loránd Fizikai Társulat,
a Magyar Biofizikai Társaság és
az Oktatási Minisztérium
folyóirata

Főszerkesztő:

Berényi Dénes

Szerkesztőbizottság:

**Barlai Katalin (Csillagászat),
Faigel Gyula,
Gnädig Péter (Négyszögletes kerék),
Horváth Dezső (Mag- és részecskefizika)
Jéki László, Kanyár Béla (Sugárvédelem),
Németh Judit, Ormos Pál (Biofizika),
Pál Lénárd, Papp Katalin,
Sükösd Csaba (Vélemények),
Szőkefalvi-Nagy Zoltán (Biofizika),
Tóth Eszter,
Turiné Frank Zsuzsa (Megemlékezések),
Ujvári Sándor (A fizika tanítása)**

Szerkesztő:

Hock Gábor

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A lap e-postacíme:

fizszem.elft@mtesz.hu

A folyóiratba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A címlapon:

**A ^{11}Li neutronglóriája és
a magtérkép alsó tartománya
(Id. Lovas Rezső írását, 289. o.).**

TARTALOM

<i>Lovas Rezső:</i> Gloria in excelsis	289
<i>Bíró Tamás Sándor:</i> A kvarkanyag szokatlan termodinamikája	293
<i>Kővári Zsolt:</i> Differenciális rotáció az LQ Hydrae felszínén	300
<i>Pécz Béla:</i> Mágikus illeszkedés heteroátmenetű kristályszerkezetekben	304

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Sükösd Csaba:</i> „Magfizika és az élet” – a Szilárd Leó fizikaverseny néhány feladatának tükrében	307
VII. Szilárd Leó Nukleáris Tanulmányi Verseny (<i>Sükösd Csaba</i>)	311
Az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny meghirdetése a 2004/2005. tanévre	318

VÉLEMÉNYEK

<i>Végb László:</i> Idegen szavak és a tanítás	320
--	-----

HÍREK – ESEMÉNYEK	306, 321
--------------------------	----------

KÖNYVESPOLC	324
--------------------	-----

R. Lovas: Gloria in excelsis

T.S. Bíró: The unusual thermodynamics of quark matter

Z. Kővári: Differential rotation on the surface of LQ Hydrae

B. Pécz: Magic matching in heterojunction crystal structures

TEACHING PHYSICS

C. Sükösd: Nuclear physics and Life – some topics of the L. Szilárd Physics Competition

The VIIth L. Szilárd Nuclear Physics Competition (*C. Sükösd*)

Announcing the 2004/2005 Leo Szilárd Competition

OPINIONS

L. Végb: Foreign expressions in teaching

NEWS & EVENTS, BOOKS

R. Lovas: Gloria in excelsis

T.S. Bíró: Die ungewohnte Thermodynamik der Quarkmaterie

Z. Kővári: Differenzielle Rotation an der Oberfläche von LQ Hydrae

B. Pécz: Magische Anpassung in Kristallstrukturen von Hetero-Übergängen

PHYSIKUNTERRICHT

C. Sükösd: Kernphysik und Leben – Themen im L.-Szilárd-Wettbewerb in Physik

Der VII. L.-Szilárd-Wettbewerb in Kernphysik (*C. Sükösd*)

Aufruf zum 2004/2005 Leo-Szilárd-Wettbewerb

MEINUNGSÄUSSERUNGEN

L. Végb: Fremdwörter im Unterricht

EREIGNISSE, BÜCHER

Р. Ловаш: Атомные ядра с нейтронным ореолом

Т.Ш. Биро: Необычная термодинамика кваркового вещества

Ж. Кёвари: Дифференциальное вращение на поверхности LQ Hydrae

Б. Пец: Магическая пригонка в кристаллических структурах гетеропереходов

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

Ч. Шюкёшд: Ядерная физика и жизнь – предмет заданий в конкурсе

по физике им. Л. Силарда

VII-й конкурс им. Л. Силарда по ядерной физике (*Ч. Шюкёшд*)

Приглашение к очередной физической компетенции им. Л. Силарда

ЛИЧНЫЕ МНЕНИЯ

Л. Вег: Иностранные слова в обучении

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ, КНИГИ

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

A Társulat Internet honlapja <http://www.kfki.hu/elft/>, e-mail címe: mail.elft@mtesz.hu

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Berényi Dénes 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 Társulathoz vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyzámlán.

Megjelenik havonta, egyes szám ára: 600.- Ft + postaköltség.

HU ISSN 0015-3257

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LIV. évfolyam

9. szám

2004. szeptember

GLORIA IN EXCELSIS

Lovas Rezső
MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen

Azokról a különleges magokról szólok, amelyek a magok stabilitási völgyének peremén, messze a magasban lakoznak, és neutronglóriát viselnek. A glória nagy sugarú pályát, messze nyúló valószínűségeloszlást jelent. Akkor jön létre, ha a magban van egy-két részecske, de nem több, amely alig-alig van bekötve.

A magok térrképeinek legalsó szakaszát az 1. ábra mutatja. Képzeld el, hogy a kis négyzeteket az ábrázolt mag egy nukleonra eső energiájától függő mértékben kiemeljük a vízszintes síkból. Nulla energia a kötés teljes hiányának felel meg, és minél mélyebben van egy mag, annál erősebb a kötése. Így egy háromdimenziós domborzatot kapunk; ezt nevezzük nukleáris völgynek vagy stabilitási völgynek. A nukleáris völgyről távlati képet találhatunk a nemrég magyarul is megjelent népszerű magfizikakönyvben [1]. A neutronglóriás magok a stabilitási völgyet szegélyező gerinc mentén, fenn a magasságban tanyáznak. *Gloria in excelsis*.

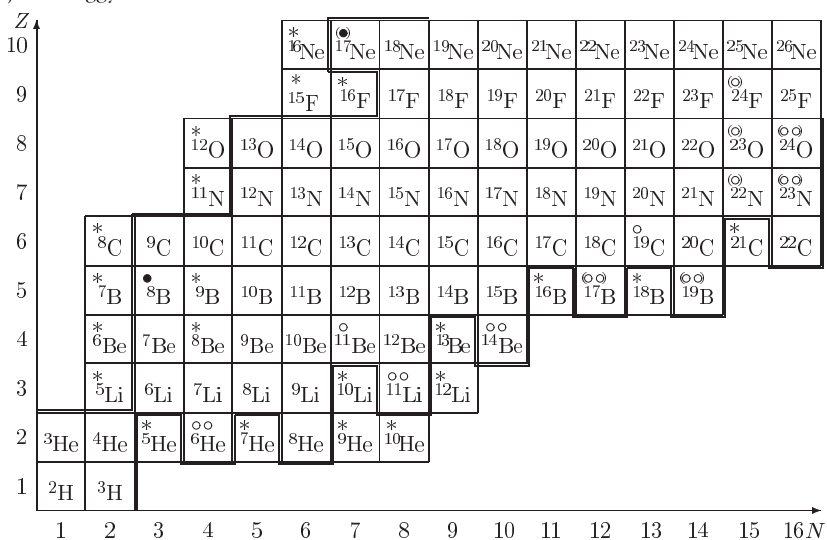
A neutronglóriás magok közül kiváltképp a ${}^6\text{He}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ érdekel bennünket. A ${}^6\text{He}$ -ot az tünteti ki, hogy ez a legegyszerűbb szerkezetű ilyen atommag, a ${}^{11}\text{Li}$ pedig azért híres, mert ez viseli – ha igaz – a legnagyobb glóriát.

Glóriaszerű szerkezet egyébként hipermagokban is van, sőt a közönséges magok dipólus óriásrezonanciáiról leszakadó törperezonanciákat is glóriaszerű egyrészecske-állapotok okozzák. A glóriás magokban az az új, hogy ezeknek az alapállapotuk ilyen szerkezetű.

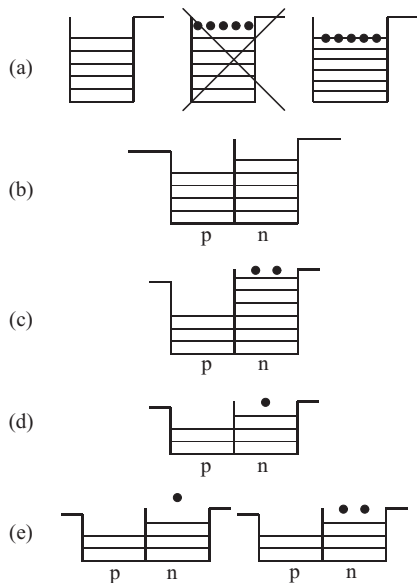
Mi kell ahhoz, hogy a legfelső nívón levő neutron ne süppedjen be a magba? Ha egy magfázékba nukleonokat cse-

pegtetünk, rendszerint nem érünk el a túlcordulás határáig, mert a fazék kiterjed, mégpedig épp annyira, hogy a Fermi-nívó nagyjából ott maradjon, ahol volt (2.a ábra). Ez a helyzet a stabilitási völgy feneké környékén akkor is, ha neutrontöbblet van: a protonok és a neutronok Fermi-szintje nagyjából ugyanott van, és eloszlásuk is hasonló (2.b ábra). Megváltozik azonban a kép a magtérkép stabilitási sávjától távol. A neutronok Fermi-szintje a neutronkibocsátási küszöb közelébe emelkedhet (2.c ábra), és ilyenkor a legfelső neutronok hullámfüggvénye – kisebb szeparációs energiájuk miatt – túlcordul, mint a fagyalt a tölcséren. Nehéz magokban „neutronbőr” jön létre, amelyben sok neutronpálya kissé nagyobb sugarú, mint a protonpályák. Ez nem glória, hiszen a neutronglóriához az kell, hogy kevés neutron sokkal nagyobb suga-

1. ábra. A magtérkép bal alsó sarka. Vastaggal vannak kihúzva a nukleonelhullatási vonalak; az ezeken kívül levő magok, ha létrehozhatók egyáltalán, nukleon(ok) kibocsátásával elbomlanak. Ezt négyzetükben csillag is jelzi. A karikákkal jelzett magok valószínűleg neutronglóriát, a pettyel jelzettek pedig protonglóriát viselnek; a köröcskék száma a glóriát alkotó nukleonok számát jelöli. A zárójel azt mutatja, hogy a glória léteire utaló bizonyíték még nem teljesen meggyőző.



Az MTA Fizikai Osztályának 2003. december 13-ai ülésén tartott tudományos előadás szerkesztett változata.



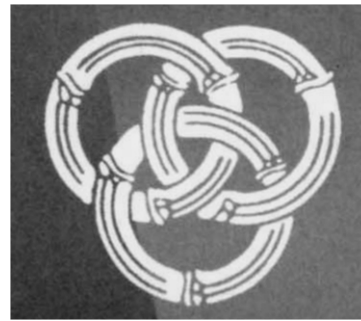
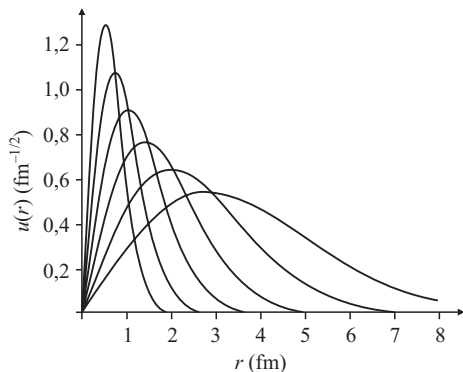
2. ábra. Fermi-nívók és a neutronglória kialakulásának esélye. (a) a Fermi-nívó változása nukleon-hozzáadásra; (b) a Fermi-nívó neutron-többletes (stabil) nehéz magban; (c) a Fermi-nívó sok fölös neutront tartalmazó (instabil) nehéz magban; (d) a Fermi-nívó egyneutron-glóriás (könnyű) magban; (e) Fermi-nívók Boromeo-féle magokban: egy neutron nem kötött pályán, két neutron éppen csak bekötve.

rú pályán mozogjon. Könnyű magokban azonban a mag-szerkezet magról magra nagyobb változik. Így előfordulhat, hogy csak egy neutron kerül a küszöb közelébe, elkülönülve társaitól (2.d ábra). Ez egyneutron-glóriát alkothat. Még érdekesebb azonban, ha a páratlan neutron nem kötött nívóra kerül. Ilyenkor előfordulhat, hogy még egy neutron hozzáadásával ismét kötött rendszer alakul ki, mert a párba álló nukleonok kölcsönös vonzódása stabilizálja a rendszert (2.e ábra). Az eredmény egy kétneutron-glóriás mag, amelyben a két utolsó neutron kötési energiája valóban nagyon kicsi lehet. Ilyen a ${}^6\text{He}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ is.

Neutronglóriás magok leírása

Egy magtörzs és két elkülönülő neutron: nagy a kísértés, hogy ezt háromtest-rendszernek tekintsük. A 2.e típusú magok háromtest-rendszernek is igen különösek: nincs kötött kéttest-alrendszerük. Egy hármas egység elemei-

4. ábra. Egy radiális Gauss-bázis elemei: $u(r) = 2(a^3/\pi)^{1/4} r e^{-1/2 ar^2}$ ($l = 0$) és $a = 1/8, 1/4, 1/2, 1, 2, 4 \text{ fm}^{-2}$.



3. ábra. A borromeói rendszert jelképező három bambuszgyűrű.

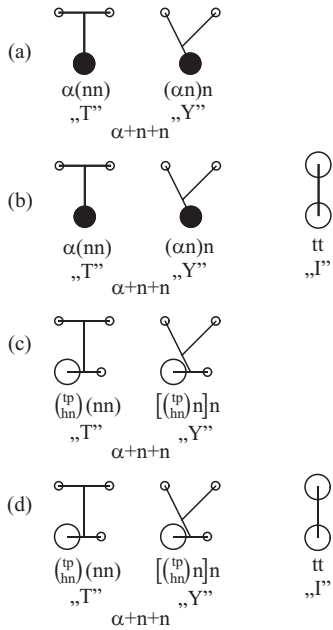
nek ilyesfajta kölcsönös egymásrautaltságát fejezi ki a három egymásba fonódó gyűrű a milánói Borromeo hercegek címerében, ezért az ilyen rendszereket borromeói rendszereknek nevezzük. Az ilyen típusú háromság – úgy látszik – misztikus jelentőséggel bír a keresztény kultúrkörön kívül is. A könyvünk [2] fedőlapján levő három bambuszgyűrű egy japán nemesi címerből való (3. ábra). Ha bármelyik gyűrűt eltörjük, hogy kötése a többihez megszűnjön, a maradék is szétesik, mint a ${}^6\text{He} = \alpha + n + n$ vagy a ${}^{11}\text{Li} = {}^9\text{Li} + n + n$ rendszer.

A borromeói magok egyeduralgó modellje a törzs+neutron+neutron háromtest-modell. Hítető-e ez a modell? Kételet ébreszt, hogy a kéttest-alrendszereket leíró erők a háromtest-rendszerek kötését túl gyengének adják.

Munkánk célja az volt, hogy mikroszkopikus szempontból, tehát a nukleonokra alapozott leírás nyelvén vizsgáljuk meg a háromtest-modell alapjait. E célra egzaktul antiszimmetrizált és minden egyéb szimmetriát (transzlációval, rotációval, tükrözéssel stb. szembeni invarianciát) is betartó nukleonsomó-modellünket használtuk. E modellben csak a legkeményebb nukleonsomókat használjuk fel: az α -részecskét (α), a tritont (t) és a heliont ($h \equiv {}^3\text{He}$). A csomók relatív mozgását szinte egzaktul kezeljük, belső mozgásukat viszont egyszerűsítve írjuk le. A közelítésmód egyik titka az, hogy a relatív mozgásokat Jacobi-koordináták (1. később 5. és 7. ábra) Gauss-függvényei (4. ábra) szerint fejtjük ki, és az összes lehetséges Jacobi-koordinátarendszert és általánosításait alkalmazhatjuk. A hullámfüggvény egy-egy tagját a használt koordinátarendszerrel lehet jellemezni, s mivel sok tag tartozik ugyanahhoz a koordinátarendszerhez, a modell állapotterét a koordinátarendszerek szerint lehet (egymásra nem ortogonális) alterekre felosztani. A bázist stochasztikus variációs módszerrel építjük fel [2].

A ${}^6\text{He}$ leírása

A ${}^6\text{He}$ háromtest-modelljének az 5.a ábrán látható séma felel meg. Valamikor még a 90-es évek közepe felé Csótó Attila, aki akkor még Debrecenben dolgozott, hozzáveté ehhez $t+t$ -szerű tagokat [3] (5.b ábra). Ez 0,7 MeV-nel növelte a ${}^6\text{He}$ kötését az $\alpha + n + n$ küszöbhez képest, s ezzel jó kötési energiát kapott. Tekintve, hogy az egzakt kötés kevesebb, mint 1 MeV, a 0,7 MeV-es eltolódás nagyon nagy, s ez azt mutatja, hogy a háromtest-modell egyszerűen tarthatatlan. A $t+t$ komponens súlya a hullám-



5. ábra. A ${}^6\text{He}$ négy modelljének sematikus jellemzése a feltételezett nukleoncsomók és a használt („T”, „Y” és „I” típusú) Jacobi-koordináták segítségével. (a) $\{\alpha+n+n\}$ modell, (b) $\{\alpha+n+n; t+t\}$ modell, (c)

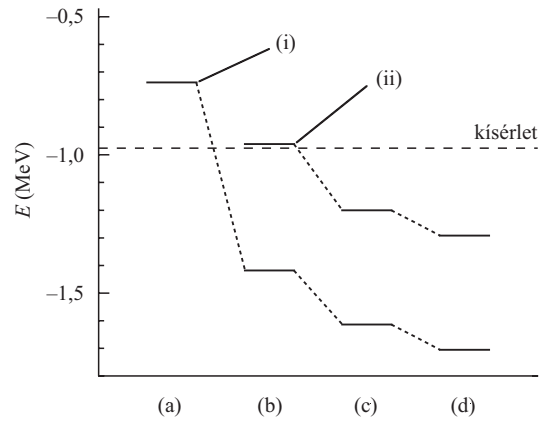
$\left\{ \begin{matrix} t+p \\ h+n \end{matrix} \right\} + n + n$ modell, (d) $\left\{ \begin{matrix} t+p \\ h+n \end{matrix} \right\} + n + n; t+t$ modell.

Jelölések: α : ●; háromnukleon-csomók: ○; nukleon: ○.

függvényben ugyanakkor 0,5 körülnek adódott. Igaz, az $\alpha+n+n$ és a $t+t$ konfiguráció nagy átfedése miatt ez az érték a tiszta $\alpha+n+n$ modellben sem sokkal kisebb.

Ezen eredményt próbáltuk néhány év múlva jobban körüljárni japán társszerzőimmel. Modelljeinket az 5. ábrán értelmezhetjük. A (c) modell az (a)-hoz hasonló, de az α -részecske $t+p$ vagy $h+n$ tagozódású kétsomórendszerként van leírva. A (d) modellben egyszerre van figyelembe véve az α -részecske felbonthatósága és a $t+t$ komponens.

Az eredményt a 6. ábra illusztrálja, amelyen most csak a tendenciákat figyeljük. Látjuk, hogy a kötés az (a) és a (b) ábra között hatalmasat mélyül, tehát a $t+t$ komponensnek Csótó Attila számításával összhangban erős hatása van. Még nagyobb azonban a hatása az α jobb leírásának, és ha az α szerkezetében a $3+1$ nukleonra való tagozódás figyelembe van véve, a $t+t$ komponens már kevesebb mint 0,1 MeV járulékkal szolgál. Ebből arra



6. ábra. A ${}^6\text{He}$ energiája a négy modellben két effektív nukleon-nukleon kölcsönhatással.

következtethetünk, hogy a $t+t$ komponens valójában nem azért adott akkora járulékot Csótó Attila számításában, mert az α -csomó a ${}^6\text{He}$ -ban szívesen felbomlik, hanem azért, mert az α -csomó szerkezetének hívebb leírásához volt szükség a $t+t$ komponensre. A $t+t$ komponens súlyát a négy modellben az 1. táblázat mutatja. Jellemző, hogy az α -részecske $\{t+p; h+n\}$ szerkezete a (c) modellben nagyobb $t+t$ súlyt ad a ${}^6\text{He}$ -nak, mint a $t+t$ komponens explicit bevétele. Tehát a háromtest-modell meg van mentve. Nem csoda, hogy ez az eredményünk rendkívül népszerű [4].

Megjegyzem, hogy a ${}^6\text{He}$ esetre hattest-számítást is végeztünk, egy kicsit más nukleon-nukleon kölcsönhatással. A 2. táblázatból láthatjuk, hogy a ${}^6\text{He}$ kötéséből nagyjából ugyanaz a $\sim 3,5$ MeV energia hiányzik, mint a tritonéból és az α -részecskééből. Ezt úgy értelmezhetjük, hogy az α -részecske és a ${}^6\text{He}$ leírásában csak annyi a közelítés, amennyi a tritonéban van, s ez a csomómodellt igazolja.

A ${}^{11}\text{Li}$ leírása

A legnevezetesebb, legtökéletesebbnek vélt borromeói mag a ${}^{11}\text{Li}$, mert ennek a legkisebb a kétneutron-szeparációs energiája ($\sim 0,3$ MeV). Ezt az energiát sem sikerült azonban a ${}^{10}\text{Li}+n$ és a $n+n$ alrendszerrel jól leíró potenciálokkal megkapni. Itt is gyanús tehát, hogy a korrekt energiájú kötés létrejöttében lényeges, hogy a törzs gerjesztődhet, más szóval a neutronok terében a törzs torzulhat. Ennek vizsgálata ugyancsak mikroszkopikus leírás után kiált.

Modellünkben két nehezebb centrum, azaz két összetett csomó van, a glória tehát két egymáshoz hajló szent egybefolyó glóriájához lesz hasonló.¹

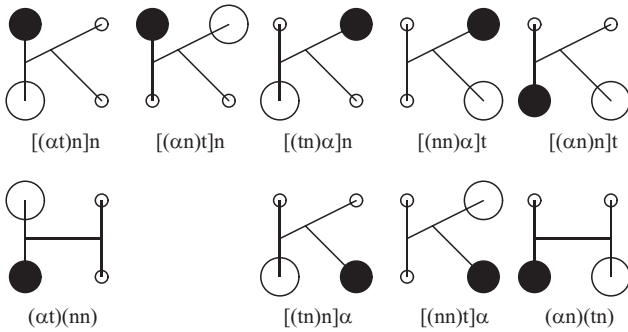
A ${}^9\text{Li}$ -et egy $\alpha+t+n+n$ modellben írtuk le (7. ábra). Látjuk, hogy a négycsomó-rendszer relatív koordinátáit K&H betűk jellemzik, s ezek abban különböznek egymástól, hogy a betűk melyik végén melyik csomó ül. Ez a modell a ${}^9\text{Li}$ -re igen jól működik, és almodelljei hasonlóan jó eredményt adnak a ${}^7\text{Li}$ -re és a ${}^8\text{Li}$ -ra is [2], de bázisát kissé csonkítani kell, hogy a rá épülő ${}^{11}\text{Li}$ -bázis kezelhető méretű legyen.

A ${}^{10}\text{Li}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ (8. ábra) modelltere a ${}^9\text{Li}$ -ére támaszkodik. Minden egyes ${}^9\text{Li}$ -függvényhez mint belső álla-

¹ Ilyet látunk például Giotto Joachim és Anna találkozására az Aranykapunál című képén (Padova, Scrovegni-kápolna).

1. táblázat				
A $t+t$ komponens súlya a négy modellben				
modell	(a)	(b)	(c)	(d)
$t+t$	0,49	0,54	0,55	0,57

2. táblázat				
A (d) csomómodell és az egzakt hattest-számítás adta energia				
módszer	E_t	E_α	$E_{{}^6\text{He}}$	$\varepsilon = E_{{}^6\text{He}} - E_\alpha$
modell (d)	-4,56	-26,549	-26,630	-0,081
egzakt	-8,380	-29,937	-30,07	-0,13
kísérlet	-8,481	-28,296	-29,271	-0,975



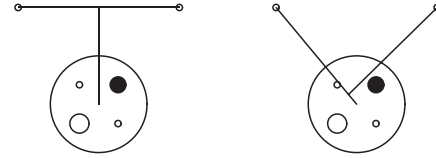
7. ábra. Az összes független relatívkoordináta-rendszer az $\alpha + t + n + n$ rendszer számára. Jelölés: α : \bullet ; t: \circ ; nukleon: \circ .

pothoz a ${}^9\text{Li} + n$, illetve a ${}^9\text{Li} + n + n$ relatív mozgás egy-egy közel teljes bázisa rendelődik. Az így nyert ${}^{11}\text{Li}$ -bázist úgy is jellemezhetjük, hogy a ${}^9\text{Li}$ -törzsnek az alapállapota mellett mindazon állapotai benne vannak – a ${}^9\text{Li} + n$, illetve a ${}^9\text{Li} + n + n$ relatív koordináták alkalmas függvényeivel társítva –, amelyeket a diagonalizálás során az alapállapottal együtt nyertünk. Tehát a ${}^{10}\text{Li}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ leírásakor a ${}^9\text{Li}$ legfontosabb gerjesztéseit figyelembe vettük. Az 50-dimenziós ${}^9\text{Li}$ -bázishoz végül is vele konzisztens olyan ${}^{11}\text{Li}$ -bázist sikerült találni, amelynek dimenziója 4000 alatt maradt.

Ily módon egyszerre sikerült a ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ láncot leírni, s az egyszerűsítés és paraméterkorrekció árán a ${}^9\text{Li}$, ${}^{10}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$ láncot is. A ${}^{10}\text{Li}$ nem kötött rendszer, de kissé pontatlanul ismert néhány legelső rezonanciáját reprodukáltuk, és ugyanazon paraméterértékekkel a ${}^{11}\text{Li}$ alapállapoti energiáját ($-0,34$ MeV) és néhány egyéb tulajdonságát elég jól sikerült megkapnunk. Tehát a ${}^{11}\text{Li}$ -et az összes alrendszerrel egyszerre sikerült leírni. A modell az eddigi legbonyolultabb, legpontosabb, legmegbízhatóbb a ${}^{11}\text{Li}$ -re. Ezért a törzsgerjesztésre kapott eredményt komolyan kell vennünk (3. táblázat).

A törzsgerjesztés ugyan keveset ad a kötéshez, de ennyire kis kötési energia mellett ez is sok. A sugarakon látszik, hogy a törzsgerjesztés jelentős hatást fejt ki. A kísérleti sugárértékek közül egyedül a tömegeloszlás sugara megbízható, mert a többi erősen modellfüggő reakcióanalízisekből származik.² A törzsgerjesztés jelentősen megnöveli a protoneloszlás sugarát, a neutronét pedig lecsökkenti. Ilyképpen a proton- és a neutroneloszlás némelyest egymáshoz idomul. A törzs és a glória sugara szigorúan véve csak nem antiszimmetrikus és a törzsgerjesztést elhanyagoló modellekben definiálható. Ha a törzsgerjesztődés jelentős hatással van a proton- és a neutroneloszlás egymáshoz való viszonyára, akkor a glória mint valami különálló pálya nehezen definiálható. Eme összemosódás miatt azt mondhatjuk, hogy a glória síkvetülete nem vékony karika, mint az érett reneszánsz festményeken, hanem a törzssel összeérő eloszlás, mint a korai reneszánsz festményeken ábrázolt

² A neutronglóriás magokat magreakciókkal állítják elő mint nehézion-lövedékek fragmentumait. Mivel élettartamuk nagyon rövid, nem tudják őket összegyűjteni. A kirepülő számtalan töredéket osztályozzák, a kiválasztott tömegű és töltésű nyalábkomponensből új, gyér részecskenyalábot alakítanak ki, esetleg tovább gyorsítják, majd ismert magokkal ütköztetik őket. Az e célra legalkalmasabb néhány száz MeV/nukleon energián az ütközés teljes reakció-hatáskeresztmetszete nagyjából arányos a lövedék felületével, s ebből a nukleoneloszlás sugara viszonylag megbízhatóan kiszámítható. A többi tulajdonság meghatározása jobban függ a reakció feltételezett modelljétől.



8. ábra. A ${}^9\text{Li} + n + n$ rendszer T és Y alakú Jacobi-koordinátái. Jelölés: α : \bullet ; t: \circ ; nukleon: \circ .

tányérszerű glóriák. Három dimenzióban fokozatosan áttetszővé váló felhőként kell elképzelnünk, amelyben a glórianeutronok nem válnak el olyan szépen a törzs neutronjaitól. Ez bizony ellentmond a háromtest-moddellnek. Emiatt e cikkünket [5] nem fogja dicsfény övezni, akármennyire büszkék vagyunk is rá.

Következtetés

Mivel a ${}^{11}\text{Li}$ glóriája nem olyan tiszta, mint amilyennek képzelni szeretnénk, érdemes a ${}^6\text{He}$ -éval összehasonlítani. Ha elhanyagoljuk, hogy a nukleonok eloszlásainak sugarai antiszimmetrikus modellekből származnak, amelyek a törzsgerjesztést is figyelembe veszik, definiálhatjuk a glóriasugarakat (r_{halo}). Az α -részecske és a ${}^9\text{Li}$ neutronsugarának ($r_{\text{n,core}}$) felhasználásával ki is számíthatjuk őket.

A 4. táblázat azt mutatja, hogy a ${}^{11}\text{Li}$ glóriája nagyobb ugyan, de ugyanennyivel nagyobb törzsének sugara is. A ${}^{11}\text{Li}$ -ben a neutrontöbblet részben a törzshöz tartozik, s így ezek a neutronok a protoneloszlás és a glória közötti réseb befurakodhatnak. A ${}^6\text{He}$ -ban azonban a teljes neutrontöbblet a glóriához tartozik. Ennek alapján megkövethetjük azt az állítást, hogy a ${}^6\text{He}$ tökéletesebb neutronglóriás mag, mint a ${}^{11}\text{Li}$, és elégtétellel állapíthatjuk meg, hogy esetében a neutronok különleges eloszlása és az egyszerű szerkezet egybeesik.

Irodalom

1. R.S. MACKINTOSH, J. AL-KHALILI, B. JONSON, T. PEÑA: *Az atommag. Utazás az anyag szívébe* – Akadémiai kiadó, Bp., 2003.
2. Y. SUZUKI, R.G. LOVAS, K. YABANA, K. VARGA: *Structure and Reactions of Light Exotic Nuclei* – Taylor & Francis, London, 2003.
3. A. CSÓTÓ – Phys. Rev. C 48 (1993) 165
4. K. ARAI, Y. SUZUKI, R.G. LOVAS – Phys. Rev. C 59 (1999) 1432
5. K. VARGA, Y. SUZUKI, R.G. LOVAS – Phys. Rev. C 66 (2002) R1302

3. táblázat					
A törzsgerjesztés hatása a ${}^{11}\text{Li}$ néhány tulajdonságára					
modell	ϵ (MeV)	r_p (fm)	r_n (fm)	$r_n - r_p$ (fm)	r_m (fm)
gerj. nélkül	-0,12	2,15	3,21	1,06	3,15
gerjesztéssel	-0,34	2,43	3,09	0,66	3,03
kísérlet	-0,34	2,24	3,26	1,02	3,01

ϵ : energia a ${}^9\text{Li} + n + n$ küszöbötől;

$r_{p/n/m}$: a proton-/neutron-/anyageloszlás négyzetes középsugara.

4. táblázat			
A ${}^6\text{He}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ összehasonlítása			
mag	$r_{\text{n,core}}$ (fm)	r_{halo} (fm)	$r_n - r_p$ (fm)
${}^6\text{He}$	1,41	3,60	0,87
${}^{11}\text{Li}$	2,52	4,68	0,66

A KVARKANYAG SZOKATLAN TERMODINAMIKÁJA

Bíró Tamás Sándor

MTA KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézet

Mi a kvarkanyag?

Az anyag szerkezete, folytonosság vagy atomosság, az atom részei, az atommag részei. Elemiek-e az elemi részecskék? Kvarkok és gluonok, színdinamika, kvark-gluon plazma: a nehézionfizika Szent Grálja.

A fizikában nem szokatlan az ilyen kezdetű mondat: „Már a régi görögök is...” Nos, ha a kvarkanyagról nem is, az anyagi világ elemi felépítéséről, például a tengerpart homokszemeinek számáról sokat vitatkoztak az ókoriak. Alapelvük az volt, hogy ami létezik, az nem lehet ellentmondásos, ezért ha okoskodásuk ellentmondásba (paradoxonba) torkolt, azt úgy értelmezték, hogy a kiinduló feltevés lehetetlen. A mozgás természetéről szóló szofista paradoxonok bizonyára közismertek. A vákuumtól való irtózás („horror vacui”) elvét is igazából a létező semmi, a valahol levő üresség ellentmondásos volta miatt mondta ki Arisztotelész. Minden, gondolatilag végtelenszer ismétlődő eljárást (mai nyelven rekurziót) eredménytelennek érezték, ezért elvetették. Demokritosznak is ez volt az érve az atomok mellett: az nem lehet, hogy az anyag vég nélkül osztható legyen, mert ennek a (gondolati) eljárásnak sosem érünk a végére. A legkisebb elem oszthatatlan, ezért „atom”.

Az atom nevet az újkorban a kémiai elemek tulajdonságát még hordozó legkisebb egység kapta. Azért tartották oszthatatlannak, mert hosszas próbálkozások ellenére sem sikerült az egyik elemet a másikba átalakítani. A bölcsek köve, amely erre képes lenne, a legendák közé került. Valójában a kémiai reakciók, az elemek vegyülése, megbontják az atom szerkezetét: az elektronok átrendeződnek. Az ionizáció, az elektromos áram (galvánelem) felfedezése után már ionokról és elektronokról is beszéltek, de az atomot még mindig oszthatatlannak, bár több verzióban megjelenőnek tartották. A radioaktivitás felfedezése vezetett az atommag és elektronburok modelljéhez, az atom szétszedhetőségéhez. Ráadásul az atommag átalakíthatósága is bebizonyosodott: nem lehetetlen aranyat előállítani más elemekből (csak ez többbe kerül, mint maga az arany).

A 20. század elején a proton, az elektron és a foton voltak az elemi részecskék, az anyag alapvető építőkövei. A neutron és a pozitron felfedezése, valamint az anti-részecske koncepciója az 1930-as évek elején ezt a számot hétre emelte. Igazán zavaró lett az elemi részek száma az 1950-es 60-as években, a kozmikus sugárzás detektorai és a gyorsítók megépítésével. Pionok, kaonok, müonok, rezonanciák és más, viszonylag stabil részecskék tucatjával váltak ismertté. Túl sok lett az „elemi”-nek nevezett részecske. Rendszerezési szándékkal, a Mengyelejev-féle periódusos rendszerhez hasonlóan, született meg a kvarkmodell. Az elemi részecskék háromfajta

kvarkot tartalmazhatnak: *up*, *down* vagy *strange* nevűt. A nehezebbek (barionok) hármat, a közepesen nehezek (mezonok) egy kvarkot és egy antikvarkot, míg a könnyűek (leptonok) egyet sem. A leptonok és kvarkok (ma már hat fajtát ismerünk) egy-egy családba rendezése alkotja mindmáig a részecskefizika standard modelljének alapját. Mindezek mellett az alapvető erőket közvetítő részecskék is megjelennek, a mértékbozonok. Az elektromágneses kölcsönhatást fotonok, a gyenge kölcsönhatást (amely pl. a radioaktivitásért felelős) a W^+ , W^- és Z jelű, gyenge bozonok, míg az erős kölcsönhatást (amely az atommagot összetartó erőért felelős) nyolcfajta ragacsrészecske, úgynevezett gluon közvetíti.

Az atom ionizációjához és a maghasadáshoz hasonló jelenséget azonban a kvarkok szintjén mindmáig nem sikerült megfigyelni. A kvarkok az őket tartalmazó erősen kölcsönható elemi részekbe be vannak zárva. A kvark-bezárás mechanizmusa nem igazán ismert. Matematikailag is kielégítő levezetését adni az erőket leíró alapelmélet, a kvantum-kromodinamika (QCD) alapján még senkinek sem sikerült. A kvalitatív fizikai képből azonban egyetértésre jutottunk: a kvarkokat a gluonok ragasztják össze, ezeket a kvarkok bocsátják ki és nyelik el egy bizonyos tulajdonságuk alapján, amelyet – némi fantáziával – színnek neveztek el. Ha megpróbálunk egy hadront szétszedni, energiát kell közölnünk vele, amely egy darabig újabb gluonok, majd egyszer csak egy kvark–antikvark pár képzésére fordítódik. Az eredmény egy vagy több újabb hadron, a kvarkok „felszabadítása” helyett.

A fokozott energiaközlés, ha gyorsan zajlik, sok-sok kvark és gluon jelenlétéhez vezethet kis térfogatban. Ebben az állapotban nem világos, hogy melyik kvark melyikkel áll párba (vagy hármasba), ki kihez tartozik. Ez egy valódi ősanyag, az úgynevezett kvarkanyag. Ezzel ugyanakkor elértük azt az állapotot, amely a lehető legközelebb esik a kvarkok felszabadításához. Analógiaként azt mondhatjuk, hogy egy párt nemcsak akkor fenyegethet az elválás, ha legalább egyikük messzire elutazik, hanem egy zsúfolt házibulin (még ha ugyanabban a szobában tartózkodnak is) éppúgy elsodródhatnak egymástól. Mindazonáltal kérdés, hogy a kvarkanyag a természetben megvalósul-e, illetve hogy technikailag megvalósítható-e.

A nehézion-fizika Szent Grálja a kvarkanyag. Ezt keressük egyre nagyobb energiára gyorsított atommagok ütközéseiben, remélve, hogy az ősanyagot, ha csak kicsiben is, de újra létrehozhatjuk. Elméleti modelleket állítunk fel, amelyek a kvarkanyagot ilyen extrém körülmények között vizsgálják, az ebből kialakuló részecskesokaság jellemzőit, például energiaspektrumát számolják. Ennek során a kvarkanyag mint egy nagyon sűrű és energiadús (röviden forró) felhő jelenik meg: ez a kvark-gluon plazma (QGP). Ahhoz, hogy ezt megértsük, mind az elemi részek tulajdonságait, mind a melegítés és a plazmák mibenlétét tisztázni kell.

Az MTA Fizikai Osztályának 2003. december 13-ai ülésén tartott tudományos előadás szerkesztett változata.

A termodinamika elvei

A QGP-bez melegítés útján jutunk. Mi a melegítés részecskék esetében? Alapelv: energiaközlés. Termodinamikai főtételek: 1. az energia megmaradása (és mibenléte), 2. az energiaközlés hatékonysága (entrópia), 3. a hőmérséklet és az entrópia nullpontja. Potenciálok és feltételek, a Legendre-transzformációs struktúra. Ezek az elvek általánosak.

Az energiaközlés, melegítés általános elveivel a termodinamika foglalkozik. Ezek az elvek annyira általánosak, hogy kvantumozott rendszerek és a részecskefizika sem lehet kivétel hatályaik alól. A kvark–gluon plazma is, amennyiben létrejön, alá van vetve a termodinamika törvényeinek.

A legfőbb alapelveket főtételeknek nevezzük. Az első főtétel szerint az energia megmarad: nem lehet megsemmisíteni, sem a semmiből nyerni, csak a megjelenési formája változik. Ez egy önmagával konzekvens elv: ha úgy tűnik, nem marad meg a teljes energia, akkor arra kell gyanakodni, hogy egy eddig még ismeretlen formája felelős a teljes összegért. Ez az elv vezetett például a neutrínó felfedezéséhez, amikor egy töltetlen, s ezért nyomot sem hagyó részecske viszi el a hiányzó energiát és impulzust. A második főtétel még szigorúbb: az energiaátalakítás hatásfokát maximálja. Van egy különös formája az energiaközlésnek vagy elvonásnak, ez a hő. Ezt a formát, amely a hőmérséklettel és az entrópiával arányos, nem lehet elkerülni: zárt rendszerben az entrópia nem csökkenhet. Fontos tehát a kvarkanyag és a hadronanyag entrópiájának az összehasonlítása is, mert csak olyan hadronizációs modell lehet jó, amelyik nem csökkenti a teljes entrópiát. Végül a harmadik főtétel szerint csak az a jó entrópiamérték, amely az abszolút $T = 0$ hőmérsékleten szintén nulla, $S = 0$. Ebből az is következik, hogy ha valaki javasol egy entrópiát, amely egy másiknak a függvénye, $\tilde{S} = f(S)$, akkor ennek a függvénynek monotonnak kell lennie, és $f(0) = 0$ mindenképpen teljesül.

Képletszerűen a belső energia dE megváltozása mindenképpen a dS entrópiaváltozás, a dV térfogatváltozás és az esetleges részecskeszám-változások, dN figyelembe vételével számítható ki:

$$dE = T dS - p dV + \mu dN + \dots \quad (1)$$

A megfelelő energiaközlések együtthatói, a T (abszolút) hőmérséklet, a p nyomás, a μ kémiai potenciál, úgynevezett intenzív paraméterek, amelyek két anyagdarab egyensúlya esetén egyenlő értékre állnak be. Ha nem egyenlők, akkor addig folyik a megfelelő extenzív mennyiségek árama (hacsak ezt valamilyen szigetelés nem akadályozza meg mesterségesen, amiről egy felrobbanó kvark–gluon plazmában azért nem nagyon lehet szó), amíg az entrópia el nem éri maximumát.

$$S = \frac{E}{T} + \frac{pV}{T} - \frac{\mu N}{T} = \max. \quad (2)$$

az úgynevezett mikrokanonikus egyensúly definíciója.

Ha nem a kvark–gluon plazma egészét vizsgáljuk, hanem csak egy kisebb részét, amely a többi résszel még

szoros kapcsolatban van, akkor állandó energia- és részecskeszám mellett. Ekkor az energia, térfogat és részecskeszám értékét nem ismerjük, ezek az értékek fluktuálnak. Az $S(E, V, N)$ összefüggés – az állapotegyenlet – nem rögzíthető pontosan. Ebben az esetben egy másik kifejezés, az úgynevezett szabad energia az, amely az egyensúlyt jellemzi. Élénk energiacsere és fix hőmérséklet esetén az $F = E - TS$ mennyiség minimuma írja le az egyensúlyt. Az ennek megfelelő kanonikus állapotegyenlet egy $F(T, V, N)$ függvény.

A két (azaz a mikrokanonikus és a kanonikus) leírás kapcsolata az úgynevezett Legendre-transzformáció egy speciális esete:

$$\beta = \frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E}, \quad F = E - TS. \quad (3)$$

Ennek során az energia és a hőmérséklet kapcsolata impliciten adott. Hasonlóan végrehajtható egy további Legendre-transzformáció a részecskeszám viszonylatában. Ekkor

$$\frac{\mu}{T} = \frac{\partial S}{\partial N}, \quad \Omega = F - \mu N. \quad (4)$$

Térfogatilag homogén rendszerekre $\Omega = -pV$, ami az ellenkező eset bizonyításáig jó feltevés. A kvark–gluon plazmát is homogénnek tekintjük. Ekkor az összes extenzív (azaz összeadó) mennyiség arányosnak vehető a térfogattal: $E = Ve$, $N = Vn$. A nagykanonikus állapotegyenlet homogén határesetben a nyomás és a sűrűségeknek megfelelő intenzív mennyiségek kapcsolata által adott: $p(T, \mu)$.

Amennyiben a fenti feltételek teljesülnek, a $p(\mu, T)$ és az $S(E, N, V)$ állapotegyenletek ekvivalensek. A kvark–gluon plazma és az abból kialakuló, főként pionokból álló hadrongáz leírása a megfelelő $p(T, \mu)$ görbék összehasonlításával történik a legegyszerűbben: ha a két anyag egyensúlyban van, akkor azonos T és μ mellett a nyomások is megegyeznek (ez a Gibbs-kritérium), különben a nagyobb nyomású állapot (ún. fázis), valósul meg az egyensúly elérése után.

A fent vázolt, hagyományos termodinamika feltételei közül némelyik nem valószínű azonban, hogy teljesül a nehézion-kísérletekben. Ilyen a kellően nagy rendszer megléte, s ezért a véges térfogat, illetve részecskeszám hatása erős lehet. Ez speciális folyamatok, például a csak párban keletkező ritka hadronok esetén jelentős lehet. A másik feltétel az állandónak tekintett paraméterek időbeli túl gyors változása, akár csak fluktuációja. A „zajos” hőmérséklet például az egyensúlyi energiaeloszlást megváltoztathatja, ami a kirepülő részecskék spektrumában mérhető effektusra vezet. Ilyen jelenségekről a további fejezetekben lesz szó.

Részecskék és véletlen számok

A hő és a hőmérséklet statisztikus elmélete, matematikai modell, állapotegyenlet. Véletlen számok és átlagok, Fourier-transzformáció. Rekombináció, az exponenciális stacionárius megoldás. A hatványeloszlás rekombinációja.

A termodinamika alapelvei működésének egyik általános feltétele az, hogy a fontos fizikai mennyiségek átlagértéke oly nagy legyen, hogy emellett a fluktuációk nagysága elhanyagolható. Ezt eldönteni azonban egyáltalán nem egyszerű. Néha a néhány is elegendően soknak bizonyul, máskor a végtelen sok sem garantálja a változatlan átlagot. Matematikailag az átlagtól való eltérés valószínűségének kell kellően gyorsan csökkennie. Ha ez nem következik be, akkor a klasszikus termodinamika nem alkalmazható. Ilyen esetekre jöhet szóba egy „kiterjesztett” termodinamika alkalmazása. Ahhoz, hogy az ilyen irányú, kortárs (pl. az entrópiafogalom általánosítására irányuló) próbálkozásokat megértsük, először a klasszikus entrópia és a mikroszkopikus eloszlások kapcsolatát kell röviden felelevenítenünk. Ezt a célt szolgálja a jelen fejezet.

Akár az energiakvantumok, akár a részecskék eloszlását vizsgáljuk, a különböző sokrészecske-, sok-kvantum-állapotok relatív valószínűségét keressük. Egyensúlyban ezt az entrópia maximalizálásával számíthatjuk ki, esetleg egyes átlagértékek, például az energia vagy részecskeszám beállítása mellett. Ezt a Lagrange-szorók módszerével tehetjük meg, azaz a nagykanonikus esetben $S - \beta(E - \mu N)$ maximumát keressük. A kiindulópont mindenestre az entrópia (valamint az energia és részecskeszám) meghatározása a különböző lehetséges állapotokra. Ha egy i állapot valószínűsége w_i (és az összes állapot ismerjük, azaz $\sum_i w_i = 1$), akkor a Boltzmann–Gibbs-entrópia az átlagos meglepetés:

$$S = \left\langle \ln \frac{1}{w_i} \right\rangle = - \sum_i w_i \ln w_i. \quad (5)$$

Egy valószínűtlen állapot (w_i kicsi) bekövetkezte nagy mennyiséggel, míg egy valószínű állapoté csak kevésbé növeli a meglepetés-entrópiát. Ha összesen \mathcal{N} állapot van és mindegyik egyformán valószínű ($w_i = 1/\mathcal{N}$), akkor $S = \ln \mathcal{N}$. Ez az egyenletes eloszlás egyben az entrópiát maximalizáló mikrokanonikus eloszlás. Ez két állapot esetére nagyon egyszerűen belátható. A megfelelő valószínűségek p , illetve $1-p$, az entrópia $S = -p \ln p - (1-p) \ln(1-p)$. Ennek maximuma, mint az például deriválás útján megállapítható, valóban $p = 1-p$ (azaz $p = 1/2$) esetén áll be.

A nagykanonikus valószínűség, a Gibbs-eloszlás az alábbi kifejezés maximumából adódik:

$$- \sum_i w_i \ln w_i - \beta \sum_i w_i E_i - \beta \mu \sum_i w_i N_i = \max. \quad (6)$$

A w_i szerinti deriváltat zérussal egyenlővé téve kapjuk:

$$w_i = \frac{1}{Z} \exp(-\beta (E_i - \mu N_i)), \quad (7)$$

ahol a Z partíciós összeg a $\sum w_i = 1$ feltétel miatt

$$Z = \sum_i \exp(-\beta (E_i - \mu N_i)). \quad (8)$$

A hőmérséklet ez esetben $T = 1/\beta$, állandó. A sok részecskéből álló kvark–gluon plazma esetében a lehetséges állapotokra való összegzés a térfogatra és a részecske

impulzusára való összegzést jelent. Nagy térfogatban és magas hőmérsékleten (egyelőre $\mu = 0$ kémiai potenciál mellett) ez egy-egy integrállal írható le:

$$N = V \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \exp(-E_k/T), \quad (9)$$

$$E = V \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} E_k \exp(-E_k/T),$$

ahol E_k a \vec{k} impulzusú részecske által hordozott teljes energia. Különösen érdekes a részecskénti energia, E/N , mert ez jól mérhető és független a V térfogattól. A nyomás is kiszámítható egy integrállal, s az entrópia az

$$S = \frac{E + pV - \mu N}{T}$$

összefüggésből. A nagyon gyors részecskékre az energia a relativisztikus képletből számolható,

$$E_k = \sqrt{m^2 + k^2},$$

ahol a fénysebességet egységnyinek választottuk.¹ Ha a jellemző energiák nagyok a nyugalmi energiához képest, akkor $E_k \approx |\vec{k}| \gg m$. A részecskesűrűség és az energiasűrűség integrálja leegyszerűsödik:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^2 \exp(-k/T), \quad (10)$$

$$\varepsilon = \frac{E}{V} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^3 \exp(-k/T).$$

Az eredmény szerint $n = \lambda T^3$ és $\varepsilon = \sigma T^4$. Hasonló számolásból adódik a nyomás:

$$p = \frac{1}{3} \sigma T^4.$$

Ezek az eredmények a tiszta sugárzásra jellemző Stefan–Boltzmann-törvénnyel egyeznek meg (azzal a különbséggel, hogy a kvantumozás miatt az integrálokban az exponensnél bonyolultabb kifejezés jelenik meg, de a hőmérséklet hatványaival való arányosság nem változik).

A kvarkbezárás miatt még egy, a térfogattal arányos „büntető” energia, BV is számításba jön, a tényleges energiasűrűség a kvark–gluon plazma esetén tehát

$$\varepsilon = \sigma T^4 + B \quad \text{és} \quad p = \frac{1}{3} \sigma T^4 - B$$

adja az állapotegyenletet. Ez az anyag egy bizonyos hőmérséklet alatt ($T_0 \approx 175$ MeV) negatív nyomású lenne, ezért rögtön csomósodik: a kvarkokból és gluonokból hadronok keletkeznek. Ugyanakkor a kvarkok és gluonok energiaeloszlása exponenciális volt, amit a

¹ Ez a részecskefizikában szokásos egységrendszer: a fénysebesség, a redukált Planck-állandó és a Boltzmann-állandó mind egy, $c = 1$, $\hbar = 1$ és $k = 1$. Így a tömeg, az impulzus, a hőmérséklet mértékegysége megegyezik az energiáéval, mind MeV vagy GeV. Egy proton tömege – azaz a nyugalmi energiája – körülbelül 1 GeV.

részecskeszámra vonatkozó integrál differenciálásával kapunk:

$$\frac{(2\pi)^3}{V} \frac{d^3 N}{dk^3} = \exp\left(-\frac{|k|}{T}\right). \quad (11)$$

A keltett hadronok ezt az eloszlást – legalábbis részben – öröklik, valóban megfigyelhető exponenciálisan lecsengő szakasz a pionok és más részecskék spektrumában.

Szögezzük le, az nagyon jelentős tény, hogy a termodinamika gyorsítós kísérletekre, jelesül a kvark–gluon plazmára is alkalmazható. Voltak azonban fanyalgók is, akik megjegyezték, ezzel viszont nem sok újat tudunk meg a természet jelenségeiről. A továbbiakban a kvark–gluon plazma egy viszonylag új, a hagyományos termodinamika egyensúlyi feltételeit fellazító tárgyalását ismertetem, amelynek kutatásában magam is részt veszek.

Először tekintsük át, hogy mit is jelent a fluktuációk el nem hanyagolhatósága. Milyen nagy a nagy, milyen kicsi a kicsi? A kvark–gluon plazmát leíró különféle matematikai modellekben (mint a fizika más területein is) a véletlen számok jelentős szerepet játszanak. Az egyik legfontosabb módszer a kanonikus vagy nagykanonikus eloszlású energiaértékeknek megfelelő modellállapotok előállítására számítógépen, amelyek segítségével aztán a mérhető átlagértékek meghatározhatók. Ha egy véletlen változó eloszlása egyenletes, például $(-1, 1)$ közötti, akkor sok ilyen szám jól használható mikrokanonikus modellezésre. Kanonikus esetben gondoskodni kell az állapotok preparálásáról, a hőtartállyal való egyensúly eléréséről, ami az $\exp(-E/T)$ Gibbs-eloszláshoz vezet végül. De vajon ez mindig igaz?

Az átlagok és fluktuációk viszonyát az általános termodinamikai elvek szerint azért fogadjuk el, mert majdnem minden eloszlás sokszoros megismétlése a Gauss-eloszláshoz vezet (ez a centrális határeloszlás tétele). A Gauss-eloszlásban az átlagtól való eltérés relatív nagysága minden határon túl csökkenthető a mintavétel (független) megismétlésével: $\Delta E/E \sim \mathcal{N}^{-1/2}$ a jellemző arány. A véges intervallumon egyenletes eloszlású véletlen számok összege például nagyon jól közelíti a Gauss-eloszlást. Egyetlen szám eloszlása egy vízszintes szakasszal jellemezhető két szám összege már egy háromszög alakú kaplap. Vizsgáljuk meg n darab ilyen szám skálázott összegének az eloszlását:

$$P_n(x) = 2^{-n} \left(\prod_{i=1}^n \int_{-1}^1 dx_i \right) \delta\left(x - a_n \sum_{i=1}^n x_i\right), \quad (12)$$

ahol a $\delta(x-y)$ disztribúció (Dirac-delta) az integrálra rákényszeríti az $x = y$ feltétel teljesülését. Számítsuk ki ennek az eloszlásnak a Fourier-transzformáltját,

$$\tilde{P}_n(k) = \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{ikx} P_n(x), \quad (13)$$

amelynek a k szerinti deriváltjai a $k = 0$ helyen az $\langle x^i \rangle$ típusú várható értékeket adják. Az úgynevezett centrális

momentumok (négyzetes szórás és magasabb korrelációk) pedig az $\ln \tilde{P}_n(k)$ deriváltjaiból adódnak.

$$\tilde{P}(0) = \int dx P(x) = 1$$

a nulladik derivált,

$$\frac{d\tilde{P}}{dk(0)} = \int dx i x P(x) = i \langle x \rangle$$

az első derivált stb.

A véletlen számok összegére visszatérve az x szerinti integrálás a $\delta(\cdot)$ disztribúcióban kirótt feltétel teljesüléséhez vezet:

$$\tilde{P}_n(k) = 2^{-n} \left[\prod_{i=1}^n \int_{-1}^1 dx_i \exp(i k a_n x_i) \right]. \quad (14)$$

Ez pedig n egyforma integrál szorzata, azaz

$$\tilde{P}_n(k) = \left[\frac{1}{2} \int_{-1}^1 dy \exp(i k a_n y) \right]^n. \quad (15)$$

Az integrál elvégezhető, az eredmény:

$$\tilde{P}_n(k) = \left[\frac{\sin(a_n k)}{a_n k} \right]^n. \quad (16)$$

A $\sin(z)/z$ függvény oszcillál és fokozatosan eltűnik nagy argumentumra, míg a nulla közelében egy. Válasszuk a skálafaktort $a_n = (3/n)^{1/2}$ -nek, ekkor nagy n -re $a_n k$ kicsi, és az eredmény sorba fejthető:

$$\tilde{P}_n(k) \approx \left(1 - \frac{a_n^2 k^2}{6} + \dots \right)^n, \quad (17)$$

ami a

$$\tilde{P}_n(k) \approx \left(1 - \frac{k^2/2}{n} \right)^n \rightarrow \exp\left(-\frac{k^2}{2}\right) \quad (18)$$

eredményre vezet. Ez egy Gauss-függvény, amelynek a Fourier-transzformáltja szintén Gauss:

$$P_\infty(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right).$$

Ezzel egy speciális esetben bebizonyítottuk a centrális határeloszlás tételt. Az általános bizonyítás hasonlóan végezhető, mindvégig feltétel azonban, hogy a $P(x)$ alapeloszlás ne legyen túlságosan hosszú farkú (azaz minden centrális momentuma véges legyen). Ellenpélda a Lorentz-eloszlás,

$$P(x) = \frac{T/\pi}{1 + T^2 x^2}, \quad (19)$$

amelynek Fourier-transzformáltja,

$$\tilde{P}(k) = \exp\left(-\frac{|k|}{T}\right),$$

a Gibbs-féle részecskespektrum ultrarelativisztikus esetben. A centrális momentumok ez esetben az

$$\ln \tilde{P}(k) = -\frac{|k|}{T}$$

deriváltjai a $k = 0$ helyen, amelyek mindegyike (kivéve a nulladikat) divergál. Most is lehet persze határeloszlás,

$$\ln \tilde{P}_n(k) = -\frac{n|k|a_n}{T}$$

független n -től, ha $a_n = 1/n$. Vagyis a számtani közép (sok-sok egyenlő energiájú részecske tömegközéppontja) szintén Lorentz-eloszlású. Az érdekes az, hogy egy kis tömeg bevezetésével ez az eloszlás „rövidíthető”, azaz regulárisra tehető. Ha

$$\tilde{P}(k) = \exp\left(\frac{m - \sqrt{m^2 + k^2}}{T}\right)$$

egy-egy kvark vagy gluon spektruma (azaz majdnem Lorentz-görbe mentén lokalizálható a plazma belsejében), akkor n ilyen részecskéből álló hadronszerű csomó (ún. *cluster*) spektruma hasonlóan exponenciális:

$$\tilde{P}_n(k) = \exp\left(\frac{nm - \sqrt{(nm)^2 + k^2}}{T}\right). \quad (20)$$

Ha n nagyon nagy, de m nagyon kicsi, akkor az így létrejövő képződmény (hadron) $M = nm$ tömege lehet véges. A gyorsító nyalábirányára merőlegesen kirepülő hadronok spektruma így

$$\exp\left(\frac{M - M_t}{T}\right)$$

értékűnek adódik, ahol

$$M_t = \sqrt{M^2 + k_t^2}$$

az úgynevezett transzverzális tömeg. Egy szabály, amely különböző M tömegű hadronokra (pionra, kaonra, protonra) a kísérletileg megfigyelt spektrumokban teljesülni látszik.

A fent leírt jelenséget rekombinációnak nevezzük. Elemi esete, $n = 2$, például egy kvark és egy antikvark mezonná egyesülését jellemzi. Ennek során az energia közel egyenlő arányban adódik az egyik és a másik kvarkból az új hadron nyugalmi rendszerében. Az ok az, hogy a mezonba kötött állapotra jellemző relatív impulzus sokkal kisebb (kb. 100 MeV), mint a kiindulási kvarkok egyenkénti impulzusa (1–10 GeV).

Az exponenciális függvény a rekombináció szempontjából is különleges. Az E energiájú hadron két, egyaránt $E/2$ energiájú kvarkból való keletkezésekor a spektrum szorzódik (ez az eredeti valószínűségek konvolúciójának felel meg):

$$\tilde{P}_2(k) = \tilde{P}_1^2\left(\frac{k}{2}\right).$$

Sok részből (ún. partonból) álló hadron esetén

$$\tilde{P}_n(k) = \tilde{P}_1^n\left(\frac{k}{n}\right) \quad (21)$$

a rekombináció szabálya. Ennek a szabálynak az exponenciális spektrum:

$$\tilde{P}(k) = \exp\left(-\frac{|k|}{T}\right)$$

a fixpontja, önmagába megy át. Ez a tulajdonság nem triviális. A Tsallis-eloszlás, amely a következő fejezet témája lesz, például egy hatványfüggvényszerű spektrumot ad,

$$\tilde{P}_1(E) = \left(1 + \frac{E}{b}\right)^{-c}, \quad (22)$$

amelynek az n -szeres rekombinációja,

$$\tilde{P}_n(E) = \left(1 + \frac{E}{nb}\right)^{-nc}, \quad (23)$$

nem önmaga. Nagyon nagy n -re azonban ez a spektrum is az exponenciálisához közelít.

Az entrópia általánosításai

Miért kell általánosítani: hosszúfarkú eloszlások, nem eléggé elnyomott fluktuációk. Tsallis-entrópia és kanonikus eloszlás. A Tsallis-entrópia nem extenzív.

Vannak tehát esetek – például a nehézion-reakciók bizonyos aspektusai ilyenek –, amikor a hagyományos termodinamika alapfeltevései nem teljesülnek. Ilyenkor az átlagtól való eltérések, a fluktuációk jellemzően nagyok és jelentős távolságban sem függetlenek. Ilyen helyzetben az entrópia eredeti definíciója, amely az a priori egyenlő valószínűségek elvére vezetett a mikrokanonikus sokaságban, változtatásra szorul. A kiterjesztett képlettől elvárjuk, hogy egy bizonyos határesetben visszaadja az eredeti Boltzmann–Gibbs-formulát, s egyébként tartsa meg az entrópia józanul hangzó tulajdonságait. (A tudomány konzervativizmusa, a kis lépések taktikája hatalmas hatóerő: új elméletek kidolgozásakor biztosítja a lehető legmesszebb menő kompatibilitást a régi eredményekkel, az addigi tudomány újrafelhasználását.)

Az entrópia józan tulajdonságai közé tartozik a pozitívitás (nulla szigorúan csak nulla hőmérsékleten lehet), a monotonitás és a független (nem kölcsönható) rendszerekre vonatkozó additívitás (extenzívitás). Ha valamit ebből fel kell adni, akkor ez nyilván az utolsó szempont: hosszú távú kölcsönhatás esetén – amilyenek a kvarkokat egymáshoz ragasztó erők is – az egész több mint részeinek az összege. A furcsa itt az, hogy látszólag, azaz „átlagosan” független rendszerekre is elvetjük az entrópia additívitását: a közös állapot valószínűsége továbbra is a független részállapotok valószínűségeinek a szorzata, de a teljes entrópia nem a részentrópiák összege. A logaritmus formula megváltozik.

Az idők során több ilyen kiterjesztési javaslat is született. Az egyik legtöbbet elemzett javaslat *Constantino Tsallis* brazil fizikustól származik.

A kiindulópont a logaritmust és inverzét, az exponenciális függvényt közelítő hatványfüggvények használata. (Ez nagyon jól illik a részecskefizikában tapasztalt, részben exponenciálisnak, részben hatványfüggvénynek tűnő spektrumokhoz.) Definiáljuk a következő függvény-csoportot:

$$\ln_c(x) = c(1 - x^{-1/c}), \quad \lim_{c \rightarrow \infty} \ln_c(x) = \ln(x), \quad (24)$$

$$\exp_c(x) = \left(1 - \frac{x}{c}\right)^{-c}, \quad \lim_{c \rightarrow \infty} \exp_c(x) = \exp(x).$$

A c hatvány tetszőleges valós szám lehet. Ezek a függvények egymás inverzei, $\exp_c[\ln_c(x)] = x$, s a deriválási szabályok csak kicsit térnek el a megszokottól:

$$\frac{d}{dx} \exp_c(x) = \exp_c^q(x), \quad (25)$$

$$\frac{d}{dx} \ln_c(x) = \frac{1}{x^q},$$

ahol $q = 1 + 1/c$ az úgynevezett Tsallis-index. A szokásos logaritmustól eltérően, az \ln_c függvény nem additív a szorzat argumentumra nézve:

$$\ln_c(xy) = \ln_c(x) + \ln_c(y) - \frac{1}{c} \ln_c(x) \ln_c(y). \quad (26)$$

(A módosítás iránya természetesen c előjelétől függ.) A Tsallis-entrópia definíciója,

$$S = \sum_i w_i \ln_c\left(\frac{1}{w_i}\right), \quad (27)$$

alapján az ekvipartíció, a kanonikus és nagykanonikus eloszlás, valamint az állapotegyenlet szintén módosul. Ha $w_i = 1/\mathcal{N}$, akkor $S = \ln_c(\mathcal{N})$, illetve $\mathcal{N} = \exp_c(S)$. Két független részrendszer összetevésekor, még ha az együttes állapot valószínűsége szorzat is ($w_{ij}^{(12)} = w_i^{(1)} w_j^{(2)}$), a Tsallis-entrópia nem additív:

$$S^{(12)} = S^{(1)} + S^{(2)} - \frac{1}{c} S^{(1)} S^{(2)}. \quad (28)$$

A nagykanonikus eloszlás és partíciós függvény szintén a módosított exponenciálist tartalmazza,

$$w_i = \frac{1}{Z} \exp_c\left(-\frac{X_i}{T}\right), \quad Z = \sum_i \exp_c\left(-\frac{X_i}{T}\right), \quad (29)$$

ahol $X_i = E_i - \mu N_i$. Az átlagos energia és részecskeszám szerepét módosított átlagok veszik át,

$$E = \frac{\sum_i w_i^q E_i}{\sum_i w_i^q}, \quad N = \frac{\sum_i w_i^q N_i}{\sum_i w_i^q}, \quad (30)$$

amelyek a szokásostól némiképp eltérő termodinamikai potenciálra vezetnek:

$$\Omega = -pV = -T \ln_c Z = \left(1 - \frac{S}{c}\right)(E - \mu N) - TS. \quad (31)$$

Szerencsére a részecske energiája kifejezéséből az $(1 - S/c)$ véges méretfaktor kiesik:

$$\frac{E}{N} = \frac{\mu \frac{\partial p}{\partial \mu} + T \frac{\partial p}{\partial T} - p}{\frac{\partial p}{\partial \mu}}. \quad (32)$$

A részecskespektrumok az $\exp_c(-x)$ energiaeloszlást követik $x = (E_k - \mu)/T$ argumentummal. Érdekes megjegyezni, hogy ez a függvény, amely kis energiákra közel exponenciális, míg nagy energiákra hatványszerű lecsengetést mutat, előállítható a szokásos exponenciális függvény integráljaként is:

$$\exp_c(-x) = \frac{1}{\Gamma(c)} \int_0^\infty dt t^{c-1} e^{-t(1+x/c)}, \quad (33)$$

ahol

$$\Gamma(c) = \int_0^\infty dt t^{c-1} e^{-t}$$

az Euler-féle Gamma-függvény, értéke, ha c egész szám, a faktoriális, $(c-1)!$. Ez úgy is felfogható, hogy az x változóban szereplő inverz hőmérséklet, $1/T$ nem állandó, hanem a fenti integrállal jellemzett, úgynevezett Gamma-eloszlást követ. Fizikailag ez a kvarkanyag gyors fejlődése miatt fellépő, nem elhanyagolható hőmérséklet-fluktuációk hatását veszi figyelembe. (Ez a Gamma-eloszlású inverz hőmérséklet levezethető egy multiplikatív zajt tartalmazó, sztochasztikus hővezetési egyenletről.)

Az ideális Tsallis-gáz állapotegyenlete a fentiek alapján meghatározható, a részecskesűrűség és az energiasűrűség a hatványfüggvénnyel meghatározott hagyományos eloszlások Gamma-eloszlású integráljából adódik:

$$n_0 = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} f_c\left(\frac{E_k - \mu}{T}\right), \quad (34)$$

$$\epsilon_0 = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} E_k f_c\left(\frac{E_k - \mu}{T}\right).$$

A fenti integrálokban szereplő egyrészecske-eloszlás-függvény levezethető a hagyományos termodinamikai képletek Gamma-eloszlású integráljaiból:

$$f_c(x) = -\frac{d}{dx} \ln_c(Z),$$

$$Z(x) = \frac{\int_0^\infty dt t^{c-1} e^{-t} \zeta\left(\frac{tx}{c}\right)}{\int_0^\infty dt t^{c-1} e^{-t}}, \quad (35)$$

ahol

$$\zeta(y) = 1 + \exp(-y)$$

a hagyományos Fermi- és

$$\zeta(y) = \frac{1}{1 - \exp(-y)}$$

a hagyományos Bose-eloszlásra, amelyek a kvarkok, illetve a gluonok kvantumumos eloszlását írják le. A nagy energiára jellemző klasszikus közelítés a Boltzmann–Gibbs-eloszlás, amelyeknek most a feltétele $\exp_c(-x) \gg 1$. Ekkor

$$\begin{aligned} f_c(x) &\approx -\frac{d}{dx} \ln_c(1 + \exp_c(-x)) \\ &\approx -\frac{d}{dx} \exp_c(-x) \\ &= \left(1 + \frac{x}{c}\right)^{-c-1} = w_i^q. \end{aligned} \quad (36)$$

Behelyettesítve a $\mu = 0$ mellett érvényes $x = |k|/T$ kifejezést, a (34) képleteknek megfelelő integrálok elvégezhetőek. Az eredmény:

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{1}{2\pi^2} \frac{2c^2}{(c-1)(c-2)} T^3, \\ \epsilon_0 &= \frac{1}{2\pi^2} \frac{6c^3}{(c-1)(c-2)(c-3)} T^4. \end{aligned} \quad (37)$$

Ebből

$$\frac{E}{N} = \frac{\epsilon_0}{n_0} = \frac{3cT}{c-3}$$

adódik, ami egy egyszerű összefüggés a részecskespektrum hatványmeredeksége, $(c+1)$ és a részecskénti energia, E/N között. A hagyományos termodinamika $c \rightarrow \infty$ határesetében visszakapjuk az

$$\frac{E}{N} = 3T$$

képletet, amely a kvark–gluon plazma eredeti elképzelésére volt jellemző, s azonos a tiszta sugárzással töltött üreg fotonokénti energiájával. A gyakorlati esetben azonban, $T \approx 175$ MeV és $E/N \approx 1000$ MeV értékeket mértek, ami ezt az arányt közel $6T$ -re teszi $3T$ helyett. A spektrum hatványa ebből $c+1 \approx 6,7$ -nek adódik. Ugyanakkor más, elektron–pozitron ütközésben mért spektrumokra inkább az $5,8 \pm 0,5$ hatvány a jellemző. Vajon megakasztja ez a parányi homokszem a Tsallis-féle termodinamika gépezetét?

Részecskespektrumok és kvázirészecskék

Az entrópia extenzív tétele, az energia nem extenzív. Kölcsönhatási energia egy része a kvázienergiában: kvázirészecskék. Kvantumos korrekciók, Fermi- és Bose-eloszlás. Kísérletileg mért spektrumok.

A termodinamika kiterjesztésével járó meglepetéseknek még nincs vége. Kiderült, hogy a Tsallis-entrópia helyett bevezethető ennek egy monoton függvénye, amely additív. Tekintsük az

$$\tilde{S} = c \ln \frac{1}{1 - S/c} \quad (38)$$

Wang-féle entrópiát (itt a hagyományos logaritmus szerepel). Könnyen belátható, hogy ez a (28) képletben kifejezett pszeudoadditivitás érvényessége mellett additív. Miután az

$$\begin{aligned} \tilde{S}^{(12)} &= -c \ln \left(1 - \frac{1}{c} S^{(12)}\right) \\ &= -c \ln \left[1 - \frac{1}{c} \left(S^{(1)} + S^{(2)} - \frac{1}{c} S^{(1)} S^{(2)}\right)\right] \end{aligned} \quad (39)$$

képletben a logaritmus argumentumában az

$$\left(1 - \frac{S^{(1)}}{c}\right) \left(1 - \frac{S^{(2)}}{c}\right)$$

szorzat fedezhető fel, eredményül az additivitást kapjuk:

$$\begin{aligned} \tilde{S}^{(12)} &= -c \ln \left(1 - \frac{1}{c} S^{(1)}\right) - c \ln \left(1 - \frac{1}{c} S^{(2)}\right) \\ &= \tilde{S}^{(1)} + \tilde{S}^{(2)}. \end{aligned} \quad (40)$$

Mínt hogy a (38) képlet által megadott függvény monoton, a Wang-entrópiának ugyanott van maximuma, ahol a Tsallis-entrópiának. A kanonikus és nagykanonikus eloszlás most is hatványfüggvény.

Hogyan lehetséges, hogy az additív Wang-entrópia nem a szokásos exponenciális eloszlást adja? Az ok az energia nem additív volta ebben az esetben. Megadható egy formális energia kifejezés, amely additív, s ezért a hagyományos ideális gáz termodinamikájára vezet, azaz az

$$\omega_k = b \ln \left(1 + \frac{E_k}{b}\right) \quad (41)$$

kifejezést tekintve energiának a hagyományos Gibbs-eloszlás,

$$\exp\left(-\frac{\omega_k}{T}\right) = \left(1 + \frac{E_k}{b}\right)^{-b/T} \quad (42)$$

valóban hatványszerű (az $\exp(a \ln x) = x^a$ képlet alapján). Amennyiben $b = cT$, majdnem visszakapjuk a Tsallis-féle kanonikus eloszlást azzal az apró különbséggel, hogy most a részecskespektrumban szereplő hatvány mindössze c , nem $c+1$. Ez egy olyan Tsallis-féle termodinamikának felel meg, ahol az összenergiát és részecskeszámot nem w_i^q -val, hanem w_i -vel súlyozva számoltuk ki:

$$E = \sum_i w_i E_i, \quad N = \sum_i w_i N_i.$$

Ez a nehézion-kísérletben tapasztalt spektrális meredekség (T) és részecskénti energia (E/N) alapján számszerű-

leg $c \approx 5,7$ -et ad, ami már jól egyezik a független elektron–pozitron ütközéses kísérlet $c = 5,8 \pm 0,5$ -ös eredményével. Eltávolítottuk a homokszemet (s ugyanakkor érvet találtunk az entrópiafogalom kiterjesztésének egy egyszerűbb változata mellett)!

A fenti trükk nem áll egyedül: elvileg egy sűrű anyagban, például kvark–gluon plazmában mozgó részecske energiája lehet más, mint a vákuumban mozgóé. A kölcsönhatások miatt az eredeti energia nem additív, ami viszont additív, az nem az eredeti részecskéket számolja. Az ilyen, közegbeli részecskét kvázirészecskének hívjuk.

A kvázirészecske energiája és impulzusa között nem a hagyományos összefüggés áll fenn. (Egy [tan]testület tagjaként más lehet valakinek a hatása, mint privát környezetben.)

A hosszú távra korrelált fluktuációk, amelyek miatt a termodinamika kiterjesztendő, más területeken is fellépnek. Fraktális diffúzió, üvegszerű szerkezetek rendeződése, galaxisok eloszlása, sőt a tőzsdei fluktuációk és a klímaváltozások is inkább Tsallis-, semmint Gibbs-eloszlást látszanak követni. Ezen rendszerek leírásának általános alapelveiből a jövőben még sokat tanulhatunk.

DIFFERENCIÁLIS ROTÁCIÓ AZ LQ HYDRAE FELSZÍNÉN

Kővári Zsolt

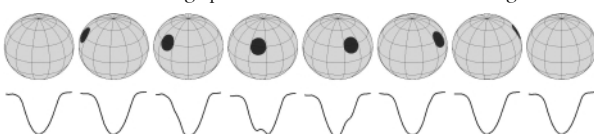
MTA Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézet

A csillagok felszínének részletes vizsgálata a csillagászat új kutatási területe, mely a nagyfelbontású spektroszkópia elterjedésével kezdődött alig két évtizede. A tudományterület történetének részletes feldolgozásával foglalkozott a közelmúltban Kővári (2002). A napfoltokhoz hasonló csillagfoltokat közvetlen módon nem láthatjuk, mivel még a legkorszerűbb távcsövek felbontóképessége is nagyságrendekkel elmarad attól, ami a közeli csillagok felszínének tanulmányozásához szükséges. Ezért a csillagok felszínét csupán közvetett módon tudjuk vizsgálni. Ezekről az indirekt rekonstrukciós módszerekről közöl összefoglalást Kővári és Oláh (1999).

A modern csillagfelszín-rekonstrukciós technikák – mint például a Doppler-képpalkotás – lehetővé teszik, hogy a csillagok felszínéről olyan térképeket készítsünk, amelyek segítségével részletesen tanulmányozható a csillagfoltok mérete, alakja, elhelyezkedése stb. Ha idősraba rendezett térképeket vizsgálunk, megláthatjuk, hogyan változik a felszín, következtethetünk arra, milyen folyamatok hozzák létre, illetve alakítják a csillag foltjait.

A Nap esetében a napfoltok felbukkanása a mágneses dinamóval magyarázható, melyet a differenciális rotáció (nem merevtestszerű forgás: a Nap az egyenlítőjénél forog a leggyorsabban, a pólusok felé haladva a forgási sebesség csökken) és a plazma konvektív áramlásai működtetnek. Mai tudásunk szerint hasonló mechanizmus hozza létre a mágnesesen aktív csillagokon a foltokat. A foltok időbeli változásának nyomon követése ugyanakkor lehetőséget teremt arra, hogy kimutassuk a csillagfelszíni differenciális rotációt. (Erre vonatkozó tapasztalatokról a Nap esetében már jóval korábban beszámoltak: például Maunder és Maunder 1905, Newton 1934 stb.)

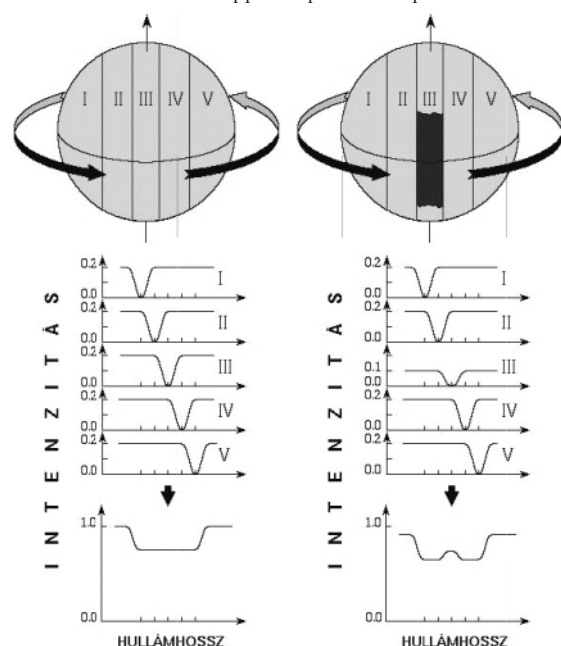
1. ábra. Foltos csillag spektrumvonalának változása a forgás során.



A Doppler-képpalkotás alapjai

A pontforrásnak tekinthető csillag megfelelő spektrumvonalaiából álló sorozatot felhasználva rekonstruálható a csillag felszínének hőmérséklet-eloszlása. A módszer arra az egyszerű megfontolásra épül, hogy a forgó csillag különböző részeiről érkező fény eltérő Doppler-eltolódást szenved. A Doppler-képpalkotásként ismert technikát először Vogt és Penrod (1983) alkalmazták. Az eljárás alapja az a felismerés, hogy a fotoszférából eredő spektrumvonal alakja a forgás különböző fázisaiban a foltok miatt más és más. A spektrumvonalat eszerint tekinthetjük az aktuális kétdimenziós korong egydimenziós lenyomatának. Ennek illusztrációja látható az 1. ábrán, amelyen egy foltos csillag látható a tengelyforgás egymást követő fázisaiban, alatta pedig az adott pillanatban mérhető spektrumvonal.

2. ábra. A Doppler-képpalkotás alapelve.



1. táblázat	
Az LQ Hydrae asztrofizikai paramétereit	
spektrálklasszifikáció	K2 V
sugár (R_{Nap})	0,97
tömeg (M_{Nap})	0,8
forgási periódus (nap)	1,601
kor (millió év)	100
távolság (parsec)	18,35
felszíni hőmérséklet (K)	5100
forgástengely inklinációja (°)	65
egyenlítői sebességvetület, $v \sin i$ (km/s)	28
felszíni gravitáció, $\log g$	4,0
kémiai összetétel	Nap-jellegű

A megfigyelt spektrumvonal-torzulás magyarázata a 2. ábrán látható. Az első panelen egy (folt nélküli) csillag felszínét öt szektorra (I.–V.) osztottuk, melyek mindegyike különböző Doppler-eltolódású fényt bocsát ki: az I. szektor a forgás miatt közeledik felénk, így a fény hullámhossza rövidül, a III. szektorból kiinduló fény hullámhossza nem változik, míg az V. szektortólünk távolodik, így az onnan eredő fényhullámok hosszabbaknak látszanak. (Példánkban fényelnyelést, abszorpciós vonalat vizsgálunk, de ez a lényegesen nem változtat.) Ha ezeket összegezzük, az ábra alján látható rotációsán kiszélesedett eredő vonalprofilot kapjuk. Ha most az ábra másik paneljén látható módon feltesszük, hogy az egyik szektort (III.) felerészben sötét folt borítja, a neki megfelelő feleakkora intenzitású járuléka természetesen nyomot (púp) hagy az eredő vonalprofil megfelelő helyén. (Jelen esetben az abszorpciós vonal alján megjelenő púpot nem emisszió okozza, hanem az abszorpció részleges hiánya, amelyet a sötét folt idéz elő.) A púp tehát annak megfelelően vándorol a vonal alján, ahogyan a folt helyzete változik a forgás következtében (ld. az 1. ábrát!).

TempMap – a spektrumvonal-invertáló kód

A Doppler-képkalkotás során a mért spektrumvonal-sorozatból rekonstruáljuk a csillag felszínének hőmérséklet-eloszlását. Ehhez az inverz feladathoz azonban a mérések mellett sok egyéb adatra, feltevésre is szükségünk van. A Doppler-képek előállítását a TempMap program (Rice et al. 1989) végzi, amely lokális termodinamikai egyensúlyt feltételezve szintetizálja a spektrumvonalat. A program a számításokat az ATLAS-9 (Kurucz 1993) modellatmoszférakon végzi a csillagfelszínre illesztett, elegendően sűrű háló rácspontjain. A kiszámított lokális vonalprofilok integrálja a látható csillagfelszínre a forgás φ fázisértékénél λ hullámhosszon adja a szintetikus vonalmélységet ($R_{\text{calc}}(\varphi, \lambda)$), melyet a program összehasonlít a mért ($R_{\text{obs}}(\varphi, \lambda)$) vonalalakokkal. Az inverz probléma így megfogalmazható az alábbi E hibafüggvény minimalizálásaként:

$$E = \sum_{\varphi} \sum_{\lambda} [R_{\text{calc}}(\varphi, \lambda) - R_{\text{obs}}(\varphi, \lambda)]^2 + f(M),$$

ahol a négyzetes hibátag mellett szerepel egy úgynevezett regularizáló tag (f) is, amelynek az a szerepe, hogy megakadályozza az adatok túlértékelését, vagyis azt, hogy az eredményül kapott Doppler-képen olyan részletek is megjelenjenek, melyek az eredendően zajos mérésekből nem következnének (azt „bünteti”, amikor az egymás melletti képpontok között indokolatlanul nagy a különbség).

A TempMap program az évek során a számítástechnikával együtt fejlődött, s míg kezdetben hosszú órák kellettek egy-egy kép kiszámításához, addig a mai feltételek mellett ez csupán néhány percre telik. A TempMap a paramétertér ésszerűen behatárolt tartományában kellően robusztus, és 10–15 iterációs lépéssel a megoldás megfelelően konvergál, melyet számos alkalommal tesztekkel igazoltak (Piskunov és Rice 1993, Rice és Strassmeier 2000, Rice 2002).

LQ Hydrae: a Nap ifjúkorában

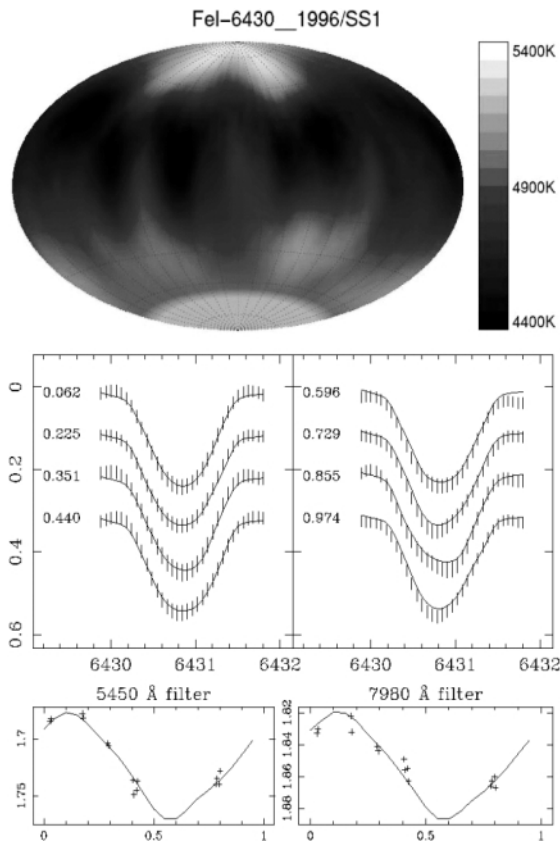
Az LQ Hydrae egy változócsillag az Északi Vízikígyó csillagképben, amely fizikai megjelenésében (tömeg, méret) hasonlít központi csillagunkra. Az is feltételezhető, hogy felszíne a Naphoz hasonlóan differenciálisan rotál, amit gyakorlati megfontolások (erős mágneses aktivitás, a napciklusra emlékeztető foltciklusok, ld. pl. Oláb és Strassmeier 2002) és elméleti munkák (pl. Kitchatinov és Rüdiger 1999) is alátámasztanak. Alig 100 millió éves kora és gyors forgási periódusa miatt az LQ Hydrae bátran tekinthető a Nap fiatalkori másának. A csillag asztrofizikai jellemzőit az 1. táblázatban foglaltuk össze.

Idősoros Doppler-képek

Az LQ Hydrae Doppler-képeihez szükséges 35 spektrumfelvétel 1996 telén készült a National Solar Observatory (USA) 1,5 méteres McMath Pierce Távcsovével. Az észlelési periódus 35 rotációs ciklust (53 napot) fed le. A jelen munkában felhasznált térképezővonal a csillag fotoszférájában keletkező ionizálatlan vas vonala 6430 Å-nél, mely különösen alkalmas a Doppler-képkalkotás céljára, mivel asztrofizikai környezete nem tartalmaz ismeretlen eredetű vonalakat (*blendeket*). A műszer spektrális felbontása, $\lambda/\Delta\lambda = 40000$, a jel/zaj viszony (S/N) pedig jellemzően 200 felett volt.

A rendelkezésre álló, időrendbe rakott 35 spektrumból 28 Doppler-képet készítettünk oly módon, hogy az elsőhöz az első nyolc (1.–8.) spektrumot használtuk fel (ennyi spektrum általában elegendő egy kép elkészítéséhez). A második képhez a 2.–9., a harmadikhoz a 3.–10. spektrumokat használtuk fel stb., egészen a 28. képig, amelyhez az utolsó nyolc spektrumot (28.–35.) használtuk.

A spektroszkópiai mérésekkel párhuzamosan automata távcsovés fotometriai mérések is születtek a Strömgren fotometriai rendszer b és y színeiben, melyeket a TempMap program a folt hőmérséklet kalibrációhoz használ.

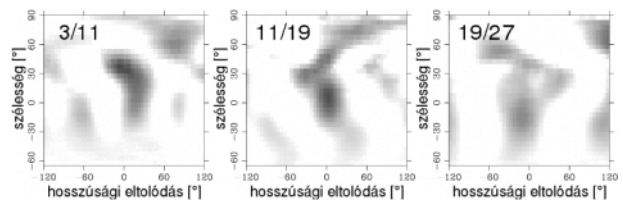


3. ábra. Az LQ Hydrae csillag felszínének rekonstruált Doppler-képe. A középső panelben nyolc FeI-6430 spektrumvonal látható, melyek modellillesztésével kaptuk a fenti hőmérséklettérképet. Legalul a fotometriai mérések és a rájuk illesztett fénygörbék láthatók a Strömgren-színrendszer b és y hullámhosszán.

A 3. ábrán az eredményül kapott 28 Doppler-képből példaként az elsőt mutatjuk be a hozzá tartozó spektrumvonal illesztésekkel és a fotometriai fénygörbékkel. A csillagon közepes szélességértékeken (mintegy 60° alatt) található hideg foltok (ami más időszakban készült Doppler-képekre is jellemző, lásd Strassmeier 2002 összefoglalását!). A huszonnyolc Doppler-kép egymás után fűzéséből készített animáció megtekinthető a www.konkoly.hu/staff/kovari/research.html honlapon, ahol a foltos területek változását folyamatában láthatjuk.

Doppler-képek keresztkorrelációja

Ha egy csillagról rendelkezésre áll két, időben egymást követő Doppler-kép, azok összehasonlításával (matematikai keresztkorrelációjával) lehetőség nyílik a felszíni differenciális rotáció kimutatására, amit a foltok mozgása is követ. A keresztkorreláció során a képeket rotáció irányú (vízszintes) csíkokra bontva a megfelelő csíkok egymás feletti elcsúsztatásával megkeressük a legjobban illeszkedő helyzetet, ezáltal minden csíkhöz (szélességértékhez) rendelhető egy rotációs sebesség. Merev test forgása esetén ez a sebesség minden szélességértéknél ugyanaz, differenciálisan rotáló csillag esetén (pl. Nap) viszont a rotáció függ a szélességtől.

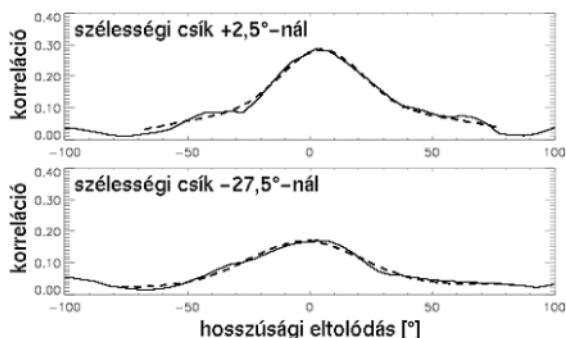


4. ábra. Doppler-képek keresztkorrelációs ábrái (további magyarázat a szövegben).

A képek keresztkorrelációjakor két kritériumnak kell megfelelni. Az egyik, hogy a képek időben közel legyenek, ami azért fontos, mert a folteloszlás változását nem csak a differenciális rotáció idézheti elő. Az idő múlásával ugyanis egyre inkább előtérbe kerül a foltfejlődés (új foltok felbukkanása, régiek eltűnése, összeolvadása stb.), ami megnehezíti, vagy lehetetlenné teszi a módszer alkalmazását. A másik – magától értetődő – feltétel, hogy a képek független adatok felhasználásával készüljenek (azaz, az összehasonlított képekhez felhasznált spektrumok között ne legyen közös). E két feltételt minden olyan képpár optimálisan elégíti ki, amelyet egymástól nyolc kép választ el. A 28 képből összesen 20 képpár készíthető: 1/9, 2/10, 3/11, ..., 20/28. Ezek keresztkorrelációjából látható példaként három (3/11, 11/19, 19/27) a 4. ábrán, ahol a legjobban illeszkedő tartományokat a sötét zónák mutatják.

Ideális esetben a keresztkorrelációs ábrák mindegyikén ugyanannak a differenciális rotációs mintázatnak kellene látszania. Azonban a korrelált képekhez rendelhető időpontok (T_i , T_k) között átlagosan 13 nap (8 rotáció) a különbség, s ezalatt a differenciális rotáció mellett a foltfejlődés is számottevően változtatja a folteloszlást. Ennek okán a korrelációs képeken megjelenő mintázatokat alapvetően két mechanizmus hozza létre: a foltfejlődéssel, foltok sajátmozgásával kapcsolatos mintázat, amely minden korrelációs képen más és más, valamint a differenciális rotáció mintázata, amely azonban minden képen ugyanaz. Ebből következően a 20 korrelációs ábrát átlagolva az eltérések várhatóan kisimulnak, eltűnnek, a közös differenciális rotációs mintázat pedig felerősödik. Átlagolás előtt azonban szükség van a korrelációs ábrák normalizálására (rotációs irányú nyújtás vagy összenyomás), mivel a korrelált képek T_i , T_k időpontjai között nem pontosan ugyanannyi a különbség, és a korrelációs ábrán egy kiszemelt mintázat hosszúsági (rotációs irányú) eltolódása arányos az eltelt idővel. További probléma, hogy a foltok eloszlása nem egyenletes: az LQ Hydraen jellemzően a közepes szélességeken fordulnak elő, míg magasabb szélességeken, a pólusokhoz közeledve kevesebb a folt. A differenciális rotáció mintázatát a keresztkorrelációs képeken viszont éppen a foltok miatt láthatjuk (ugyanis, ha nincs folt, nincs viszonyítás a csillag felszínén, így korrelációról sem beszélhetünk!). Ezért a korrelációs képeket a foltok átlagos szélességi eloszlása szerint súlyoztuk: a pólusokhoz közeli szélességek szerepelnek a legkisebb, az egyenlítőhöz közeli részek a legnagyobb súlyal.

A normált és súlyozott keresztkorrelációs ábrák szuperpozícióját használtuk fel arra, hogy a csillag felszínén megmérjük a differenciális rotációt. Ehhez először az átlagolt korrelációs képen minden szélességi (vízszintes) csíkot (korrelációs függvényt) egy-egy Gauss-görbével



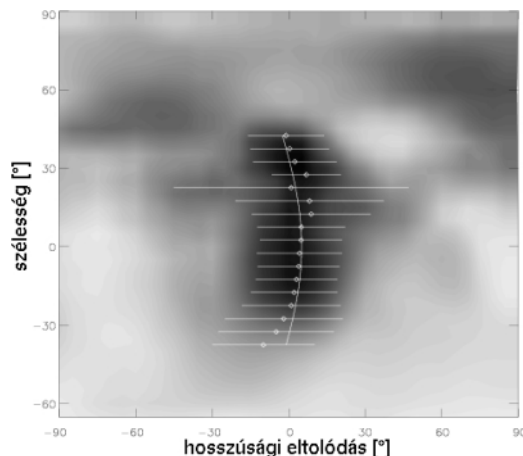
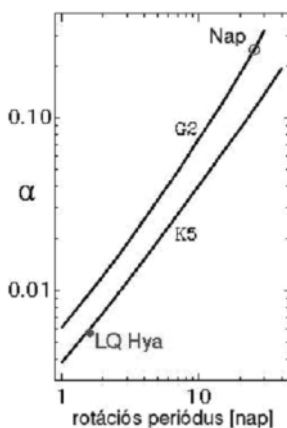
5. ábra. Korrelációs görbék (folytonos vonal) Gauss-illesztéssel (szaggatott vonal) a $b = +2,5^\circ$ és a $b = -27,5^\circ$ -os szélességeken.

illesztettünk. Az 5. ábrán példaként két korrelációs függvényt mutatunk be a Gauss-illesztésekkel: az egyik az egyenlítőhöz ($+2,5^\circ$) tartozik, a másik a $-27,5^\circ$ szélességhez. A Gauss-görbék maximumértékeire (a legjobb korrelációs helyekre) a differenciális rotációt leíró $\Omega(b) = \Omega_{\text{eq}} - \Delta\Omega \sin^2 b$ függvényt illesztettük, ahol $\Omega(b)$ a b szélességen mért szögsebesség, Ω_{eq} az egyenlítő szögsebessége, $\Delta\Omega$ pedig az egyenlítő és a pólus szögsebessége közötti különbség. Az eredményt a 6. ábra mutatja, amelyen Nap-típusú differenciális rotáció rajzolódik ki, azaz az egyenlítői tartomány forog a leggyorsabban.

Nap-típusú differenciális rotáció az LQ Hydrae felszínén

A Nap és az LQ Hydrae differenciális rotációját leíró függvények paramétereit a 2. táblázatban hasonlítottuk össze. Látható, hogy a felszíni nyírás ($\Delta\Omega$) a Napon több mint kétszer akkora. Még szemléletesebben mutatja ezt a táblázatban feltüntetett T_{lap} időtartam ($\text{lap time} = \text{lekörözési idő}$), amely ahhoz szükséges, hogy az egyenlítő éppen eggyel több fordulatot tegyen, mint a pólusok (hogy az egyenlítő „lekörözze” a pólust). Ugyanakkor az LQ Hydrae a Naphal körülbelül 40-szer gyorsabban forog, ami megsokszorozza a felszíni aktivitást okozó mágneses dinamó hatékonyságát. A differenciális rotációt leíró $\alpha = \Delta\Omega/\Omega$ paraméter

7. ábra. A differenciális rotációt leíró α paraméter logaritmusaának függése a rotációs periódus logaritmusaától, Kitchatinov és Rüdiger (1999) nyomán. Az ábrán a G2 spektráltípushoz (Nap) és a K5 spektráltípushoz tartozó görbéket tüntettük fel, valamint az LQ Hydraere kapott eredményt.



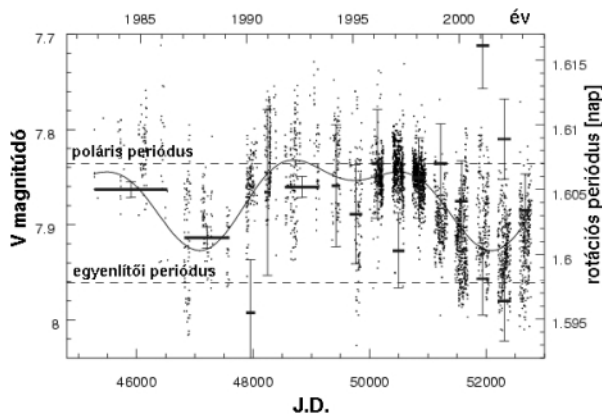
6. ábra. A korrelációs térkép illesztése a differenciális rotációt leíró függvényvel. A Gauss-illesztések csúcsait pontokkal, félértékshélességeit (becsült hibáit) vízszintes vonalakkal jelöltük. A pontokra differenciális rotációt leíró görbét illesztettünk (folytonos görbe vonal). A hosszúsági eltolódás az egyenlítőnél pozitív, a pólusok felé viszont negatív irányú, ami Nap-típusú differenciális rotációt sejt.

Kitchatinov és Rüdiger (1999) elméleti számításai szerint a 7. ábrán bemutatott módon függ a rotációs periódustól és a csillag spektráltípusától. Az LQ Hydraen talált differenciális rotáció kissé eltér az elméleti jóslattól, hiszen a K2 spektráltípushoz tartozó vonal az ábrán feltüntetett K5 jelű vonalnál feljebb található. Ugyanakkor az eltérés kisebb, mint 15%, ami az elmélet és az észlelésekből kapott eredmény közötti összhangra utal.

Differenciális rotáció és a hosszú időskálájú fotometriai mérések

A 8. ábrán az LQ Hydrae fényességváltozását mutatja V színben az elmúlt két évtizedben. Az észleléseket szakaszokra bontottuk és a Fourier-algoritmusra épülő MUFAN perióduskereső program (Kolláth 1990) segítségével minden szakaszra külön meghatároztuk a legvalószínűbb rotációs periódust (Kővári et al. 2004). Elképzelésünk szerint a talált fotometriai periódusok megegyeznek az adott időszakban megjelenő domináns foltcsoport által elfoglalt szélességi körre (tartományra) jellemző forgási periódussal. Az eredményeket az ábra jobb oldalán skálázott vízszintes vonalak mutatják (a vonalak hosszával a periódus meghatározáshoz felhasznált adatok által lefedett időszakot jelöltük). Az ábrán a két – vízszintesen végigfutó – szaggatott vonal a Doppler-képek alapján az egyenlítőre és a pólusokra kapott rotációs periódust (tehát a szélsőértékeket) jelöli. Várakozásainknak megfelelően – a becsült hibákat

2. táblázat		
Az LQ Hydrae és a Nap differenciális rotációját leíró $\Omega(b) = \Omega_{\text{eq}} - \Delta\Omega \sin^2 b$ függvények összehasonlítása		
csillag	LQ Hydrae	Nap
$\Omega(b)$ (radián/nap)	$3,932 - 0,0225 \sin^2 b$	$0,235 - 0,052 \sin^2 b$
$\alpha = \Delta\Omega/\Omega$	0,0057	0,2213
T_{lap} (nap)	280	120



8. ábra. Rotációs periódusok az LQ Hydrae hosszú időskálájú fotometriai mérései alapján (további magyarázat a szövegben).

(függőleges szakaszok) tekintve véve, egy kivételtől eltekintve – a kapott forgási periódusok a szaggatott vonalak által határolt tartományba esnek. Ez független megerősítése a Doppler-képek alapján a differenciális rotációra kapott eredmény helyességének.

Irodalom

- KITCHATINOV, L.L., RÜDIGER, G. 1999, *A&A* 344 911
 KOLLÁTH, Z. 1990, Occasional Technical Notes of the Konkoly Observatory, No. 1
 KÖVÁRI, Zs. 2002, *Foltos változócsillagok*, Természet Világa 133/7 326–328
 KÖVÁRI, Zs., OLÁH, K. 1999, *Rekonstrukció módszerek a csillagaktivitás kutatásában*, Fizikai Szemle 49/12 442–448
 KÖVÁRI, Zs., STRASSMEIER, K.G., WEBER, M., GRANZER, T., OLÁH, K., RICE, J.B. 2004, *A&A*, megjelenés alatt
 KURUCZ, R. 1993, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2km/s grid, Kurucz CD-ROM No. 13., Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993.
 MAUNDER, E.W., MAUNDER, A.S.D. 1905, *MNRAS* 65 813
 NEWTON, H.W. 1934, *MNRAS* 95 60
 OLÁH, K., STRASSMEIER, K.G. 2002, *Astronomische Nachrichten* 323/3–4 361
 PISKUNOV, N.E., RICE, J.B. 1993, *PASP* 115/694 1415
 RICE, J.B., WEHLAU, W.H., KHOKHLOVA, V.L. 1989, *A&A* 208 179
 RICE, J.B., STRASSMEIER, K.G. 2000, *A&AS* 147 151
 RICE, J.B. 2002, *Astronomische Nachrichten* 323/3–4 220
 STRASSMEIER, K.G. 2002, *Astronomische Nachrichten* 323/3–4 309
 VOGT, S.S., PENROD, G.D. 1983, in: *Activity in red-dwarf stars*, Proc. of the 71th Colloquium, Catania, Italy, Aug. 10–13, 1982, Dordrecht, D. Reidel Publishing Co. 379–385.

MÁGIKUS ILLESZKEDÉS HETEROÁTMENETŰ KRISTÁLYSZERKEZETEBEN

Pécz Béla

MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutató Intézete

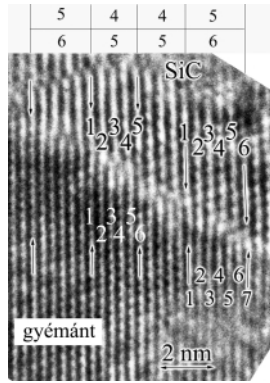
A vékonyrétegek egyik nagy felhasználási területe a félvezető technológia, melyben gyakori a heteroátmenetek növesztése. A legtöbb esetben nemcsak egy véletlenszerű orientációval leválasztott polikristályos rétegre, hanem egy irányítottan növesztett egykristály rétegre van szükségünk. Ilyen rétegek növesztését számunkra a megfelelő fizikai paraméterek (pl. hőmérséklet) megválasztása lehetővé is teszi. A heteroátmenetek széles körű felhasználásáról magyar nyelven is olvashatunk [1]. Amennyiben a hordozó és a ránövesztett réteg rácsparamétereik közti különbség (azaz az illesztetlenség, vagy angol szóval *misfit*) kicsi (néhány tizedtől 1–2%-ig), akkor egy feszített szerkezetet kapunk, amelyben a kritikus vastagság meghaladása után a feszültség illesztetlen diszlokációk keletkezésével oldódik fel. A rácsillesztetlenség speciális esetével, melyben a növekvő egykristály réteg részben dőléssel kompenzálja az illesztetlenséget, *Riesz Ferenc* több cikkében is foglalkozott [2, 3]. Vannak azonban olyan esetek, amikor a rácsillesztetlenség nagy, és mégis sikerül orientáltan a két kristályt egymáshoz illesztve réteget növesztenünk. Ilyenkor bizonyos vastagság felett a réteg meg is repedhet. Találkozunk azonban olyan kivételes esetekkel, amikor azt látjuk, hogy a nagy rácsparaméterkülönbség ellenére rétegünk tökéletesen orientálva nőtt a hordozóra, és illesztetlen diszlokációk szabályos hálózatát figyelhetjük meg. Ilyen esetek az úgynevezett *mágikus illeszkedéssel* jöhetnek létre, amely azt jelenti, hogy a hordozó kristály m rácssíktávolsága megegyezik a növekvő

vő réteg n rácssíktávolságával, ahol m és n egész számok. Ilyenkor az egyik kristály 4 rácssíkja illeszkedik a másik kristály 3 rácssíkjához, vagy öt a négyhez, vagy 11 a 10-hez stb. Ha a két kristály közt a rácsparaméter-különbség nagy, akkor m és n kis számok, míg a nagyobb értékek relatíve kisebb illesztetlenségnél adódnak. Ekkor, ha a növesztett kristály rácsparamétere a kisebb, az illeszkedés úgy is felfogható, hogy abban szabályos periódussal egy-egy extra sík, azaz diszlokáció illeszkedett be, melyeket a meglehetősen szűk irodalom [4] geometriai diszlokációnak is hív. A gyakorlati esetekben $m = n + 1$, ugyanis egy ettől eltérő, például öt a háromhoz illeszkedéshez 40%-os illesztetlenség tartozna. Az $m = n + 1$ összefüggéstől való eltérés tehát nem lehetetlen, de csak nagyobb számoknál várható.

Az illesztetlenséget a következő képlet definiálja:

$$f_0 = \frac{a_0 - a_r}{a_0},$$

ahol a_0 a hordozó, a_r pedig a réteg síktávolsága. Fenti képlettel számolva a köbös SiC és a gyémánt közti illesztetlenség $-0,223$, azaz $-22,3\%$. A negatív előjel abból adódik, hogy feltételeztük, hogy a nagyobb rácsparaméterű anyagot (SiC) növesztjük a kisebbre (gyémánt). Kísérleteinkben természetes gyémántot magas hőmérsékleten implantálva szilíciummal, ezzel az úgynevezett ionnyalábos szintézissel valóban sikerült előál-



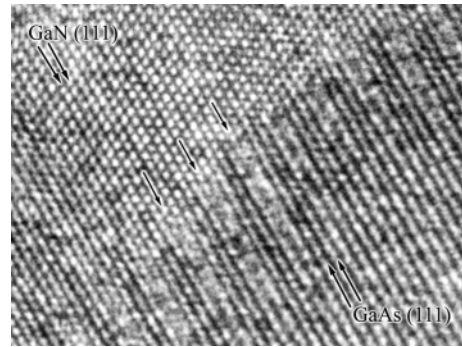
1. ábra. SiC és gyémánt határfelület rácsfelbontású elektronmikroszkópos képe.

lítanunk SiC/gyémánt tartományokat [5], melyek egymásra rétegezettek a gyémánt implantált zónájában. Határolt területű elektrondiffrakcióval igazoltuk, hogy az összes keletkezett SiC epitaxiás (kocka a kockán) helyzetben van a gyémántban.

Természetesen sejthetjük, hogy az illeszkedésben a fenti mágikus illeszkedés segít, de nem tudhatjuk, hogy a határfelületünk egyfajta vagy különböző illeszkedésű doménekből, tartományokból áll-e. Mivel és hogyan figyelhető meg a rétegeink közti rácshibák és a két kristályrác illeszkedése? A transzmissziós elektronmikroszkópia (TEM) mindig is hatékony eszköz volt a mikroszerkezetek feltárásában. Ennek atomi felbontású változata olyan eszközt adott kezünkbe, melynek segítségével egy határfelületnél illeszkedő rácssíkok megszámlálhatóak és a vonaldiszlokációk azonosíthatóak. Az ebben a cikkben közzétett képek az MTA MFA 300 kV-os JEOL 3010 típusú atomi felbontású elektronmikroszkópján készültek, melynek pontfelbontása 0,17 nm. Az 1. ábra a SiC/gyémánt határfelületet mutatja. Az ábrán ez a határfelület átlósan megdőntött, hogy az illeszkedő (111) típusú rácssíkokat függőleges helyzetben tudjuk mutatni. Az illeszkedés természetesen a határfelületre merőlegesen futó (200), illetve (400) síkokban is ugyanígy megvalósul, de az (111) síkokhoz „csak” 2 Å-öt kell feloldanunk. Az 1. ábra középső részén azt látjuk, hogy a SiC 5 rácssíkja illeszkedik a gyémánt 6 rácssíkjához, azaz a SiC négy rácssík-távolságának kell egyeznie öttel a gyémántban, és ezen domén szélein a rácssíkok egybeesnek a két kristályban. Az ilyen esetekben a megmaradt illesztetlenséget, vagy eltérési paramétert a következő képlet definiálja:

$$F_0 = \frac{m a_0 - n a_r}{m a_0}$$

Ez az eltérés természetesen deformációt épít be minden egyes, egymáshoz illeszkedő cellába, de F_0 értéke f_0 -nál sokkal kisebb, és az epitaxia energetikailag előnyös, ha F_0 értéke nem esik messze a tökéletes illeszkedéstől. Fenti esetre számolva $F_0 = -0,022$ adódik, ami már csak 2,2%-os illesztetlenségnek felel meg. Visszatérve azonban az 1. ábrához, azon azt láthatjuk, hogy ettől a célától jobbra egy ugyanilyen másik cella található, de mellette egy olyan következik, amelyben öt SiC rácssík-távolság illeszkedik hat gyémánthoz. Erre az esetre ki-



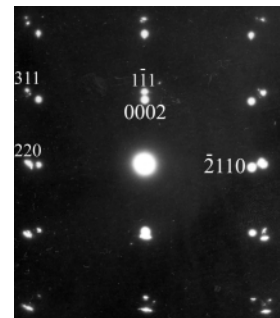
2. ábra. Kőbös GaN szemcse és GaAs határfelülete rácsfelbontásban.

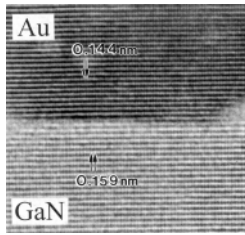
számolva $F_0 = 0,019$, azaz 1,9% az illesztetlenség, ellenkező előjellel. Ez azt jelenti, hogy képünkön az 1. ábra tetején levő táblázat szerinti illeszkedés látható.

A két cella illesztetlenségének ellenkező előjele arra utal, hogy a feszítettség vagy annak egy része kioltódik. Mivel a két rács két különböző cella váltakozásával illeszkedik, érdemes kiszámolnunk az illesztetlenséget arra az estre, amikor 9 SiC síktávolság illeszkedik 11 gyémánthoz. Ekkor ennek a két illesztetlen diszlokációt is tartalmazó szakasznak a végén $F_0 = 0,00088$ értéket kapunk, ami még kerekítve is azt jelenti, hogy az illesztetlenség határozottan kisebb, mint 0,1%. Ez mindenképpen magyarázat az epitaxiás növekedésre.

A következő példánk kőbös GaN kristály GaAs hordozón. Itt is nagy a klasszikus értelemben vett illesztetlenség, hiszen a GaAs (111) rácssík-távolsága 0,3263 nm, míg ugyanez a kőbös GaN-re 0,259 nm. Fenti értékekkel $f_0 = -0,2598$, azaz gyakorlatilag 26%. Márpedig ez a két kristály is epitaxiásan nő egymásra a diffrakciós felvételek szerint még akkor is, ha a GaN-et ionsugaras szintézissel hozzuk létre a GaAs belsejében, magas hőmérsékleten nitrogént implantálva a szeletbe. A GaN ugyan szemcsékben keletkezik a GaAs-ben, de minden szemcse ugyanolyan orientációjú. A 2. ábrán egy nagy (kb. 10 nm széles és 50 nm hosszú) GaN szemcse részletét láthatjuk. Az ábra közepén három nyíllal egy-egy diszlokációt jelöltünk a GaN-ben. Könnyen leolvasható, hogy a GaN öt rácssík-távolsága illeszkedik a GaAs-ben négyhez. Ezzel kiszámolva $F_0 = -0,0079$ adódik, ami azt jelenti, hogy ebben a rendszerben a fenti cellák illeszkedésével a maradék illesztetlenség kisebb, mint 0,8%, amelyet a rács rugalmas deformációval tud kompenzálni. Ebben az esetben nem csoda, ha nincs szükség más illeszkedésű cellák beszűrására.

3. ábra. Határolt területű diffrakció a GaN 0110, illetve az arany 112 zónájából.

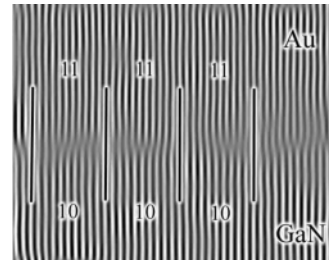




4. ábra. Az arany/GaN határfelület rácsfelbontású képe.

Az utolsó példánk egy elfordult ráccsal való illeszkedést mutat be GaN-re párologtatott aranyréteg és a hordozó kristály közt. Ennek megértéséhez a határolt területű diffrakciós képre is szükségünk van, mely a 3. ábrán látható. Négyes indexek jelzik a hexagonális GaN reflexióit, míg hármassal jelölik a köbös arany reflexióit. Láthatjuk, hogy például a GaN 0002 reflexiói és az arany 111 típusú reflexiói a központi nyalábtól húzott egyenesre esnek, azaz a 0002 GaN síkokra az arany 111 típusú síkjai nőttek. Az illeszkedést a merőleges irányban a GaN (-2110) és az arany (220) síkjai közt kell keresnünk. A két sík közt a klasszikus értelemben vett illesztetlenség $f_0 = -0,103$, azaz az illesztetlenség több mint 10% lenne. Megfelelő m és n értékeket keresve viszont $m = 11$ és $n = 10$ értékekre $F_0 = -0,0031$, ami körülbelül 0,3%-os illesztetlenséget jelent. Érdekes azonban az atomi felbontású képet kicsit tovább elemeznünk. Elkészítve annak (egy kis részének) a Fourier-transzformáltját (FT) a 3. ábrán látott diffrakcióhoz hasonló diffrakciós képet kapunk, melyben persze a távoli diffrakciós foltok nem jelennek meg, csak azok, amelyekhez tartozó kristálysíkokat a 4. ábra rácsfelbontású képén sikerült feloldanunk. A FT-képből az illeszkedést biztosító síkseregekhez tartozó reflexiókat megtartva és a többi kivágva, majd inverz Fourier-transzformációt alkalmazva kapjuk az 5. ábrán látható képet. Ezen a diszlokációkat sikerült jól láthatóvá tennünk.

Berajzolva a számolásunk szerint ideális illeszkedést biztosító 11:10-hez tartozó doméneket azt látjuk, hogy az illeszkedés a gyakorlatban nem olyan szabályos, mint azt vártuk. Hosszabb tartományokon átlagosan ugyan valószínűleg kiadja a számolt értéket, hiszen kiszámítható, hogy itt az egygyel több (12:11), vagy kevesebb (10:9) rácsot tartalmazó domének periodikus beszűrása csak ron-



5. ábra. A 4. ábrán látható határfelület szűrt Fourier-képe.

tana az illeszkedésen, de megjelennek a fenti periodicitástól eltérő helyzetű diszlokációk is (pl. az 5. ábra bal oldalán látható egy ilyen diszlokáció a berajzolt egybeeső síktól rögtön balra).

Összegezve a fenti eredményeket egyrészt megállapíthatjuk, hogy ha egy egykristályhordozóra az igen nagy illesztetlenség ellenére is epitaxiális réteget sikerült növesztenünk, akkor érdemes emögött a *mágikus illeszkedést* keresnünk. Ez azt jelenti, hogy a két rács olyan tartományokkal illeszkedik, amelyek határán egy-egy atom-síkjuk egybeesik, belül pedig az egyikben egygyel több rácscsík van. Ilyenkor a konvencionális mikroszkópia által nyújtott határolt területű diffrakciós képből kiolvashatjuk, hogy a két rácsban mely síkok illeszkednek a határfelületen. Kiszámolhatjuk, hogy mely m és n értékekre a legjobb a két rács illeszkedése. Igen hasznos azonban egy atomi felbontású elektronmikroszkópos kép is a mintánkról, hiszen ez i) igazolhatja a számolt doménnel való illeszkedést, ii) megmutathatja, hogy több domén szabályos sorozata biztosítja az illeszkedést, vagy iii) rámutat a számolt illeszkedéstől való lokális eltérésekre.



A szerző köszöni az MTA Bolyai János Kutatási Ösztöndíj támogatását.

Irodalom

1. MOJZES I., PÖDÖR B.: *Új anyagok és új szerkezetek a mikrobullámú félvezető eszközökben* – Akadémiai Kiadó, 1993
2. F. RIESZ – Vacuum 46 (1995) 1021
3. F. RIESZ – J. Vac. Sci. Technol. A 14/2 (1996) 425
4. A. TRAMPERT, K.H. PLOOG – Cryst. Res. Tech. 35 (2000) 793
5. V. HEERA, F. FONTAINE, W. SKORUPA, B. PÉCZ, Á. BARNA – Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 226

MAGYAR DIÁK SIKERE NEMZETKÖZI VERSENYEN

2004. május 9–14. között került megrendezésre a fiatal tudósok olimpiája, az *INTEL Nemzetközi Tudományos és Műszaki Verseny*, Portlandben (Oregon, USA). Ez a világ legnagyobb ifjúsági tudományos és műszaki seregszemléje a 15–21 év közötti korosztály számára, ahol ez évben 1400, különböző versenyeken győztes tudományos és mérnöki projekt szerepelt.

A *Magyar Innovációs Szövetség* szervezésében és támogatásával *Németh Gábor* a szolnoki Pálffy János Műszaki és Vegyipari Szakközépiskola tanulója, az Országos Ifjúsági Tudományos és Innovációs Verseny győztese és az EU Fiatal Tudósok Versenyének elsődíjasa vett részt a versenyen, aki új műszaki megközelítéssel, az eddig ismertnél nagyobb sávzélességű és hatékony plazma-

hangszórót tervezett és épített. Az újszerű műszaki megoldásra a szakzsűri is felfigyelt, és a munkát az értékes 4. díjjal jutalmazta. Ez nagy siker Németh Gábornak és Magyarországnak.

A Magyar Innovációs Szövetség fontos feladatának tartja, hogy folyamatosan biztosítsa a magyar fiatalok részvételét ezen a nagy-szabású seregszemlén. Az idei elismerés és díj kiváló eszköz a tudományos és műszaki érdeklődés felébresztésére a fiatalok körében, amire nagy szükség van, hisz a hazai felsőoktatásban az európai átlagnál alacsonyabb – és sajnos csökkenő – ezen terület részaránya, ami veszélyezteti az ország gazdasági felemelkedését.

Pakucs János,
a Magyar Innovációs Szövetség elnöke

„MAGFIZIKA ÉS AZ ÉLET”

– a Szilárd Leó fizikaverseny néhány feladatának tükrében

Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technika Tanszék

„What a wonderful world”
(Louis Armstrong)

Tehetséggondozás, orientáció

A közoktatásnak – többek között – két lényeges feladata van: az egyik a lakosság minél szélesebb rétegeinek oktatása–nevelése, a másik a *tehetséggondozás*, azaz a kiemelkedő adottságú gyerekek megtalálása és tehetségük minél jobb kibontakoztatása. Amikor arra vagyunk büszkék, hogy ez a kis ország kiemelkedően magas arányban adott Nobel-díjasokat a XX. századnak, akkor múltbeli tehetséggondozásunkat dicsérjük.

A tanulmányi versenyek a tehetséggondozás fontos eszközei. A versenyeknek azonban nem csak a jó képességű tanulók tudásának összemérésében van szerepe! A versenyfeladatokkal *orientálni* is lehet (és kell) a tehetséges gyerekeket a tudomány egy-egy modernebb területe felé, amelyiket esetleg a hagyományos középiskolai órákon nem lehet megfelelő szinten feldolgozni. A versenyre való felkészülés során a gyerekek utánaolvasnak a témának, szélesedik a látókörük, és elgondolkodnak a mélyebb összefüggéseken. Ennek érdekében hozta létre *Marx György* professzor 1998-ban – a Szilárd-centenárium évében – az Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt, amely nem titkoltan a modern fizika felé szeretné orientálni a legjobb képességű gyerekeket.

Az Élet és a Fizika

A fizikának az élettel való kapcsolata volt a vezérmotívuma mind a harmadik *Physics on Stage* nemzetközi fizika-tanítási konferenciának (Hollandia, 2003. november), mind pedig az idei miskolci Középiskolai Fizikatanári Ankétnek. Ezért választottam három olyan versenyfeladatot a Szilárd Leó-verseny eddigi történetéből, amelyek kapcsán elgondolkodhatunk azon, hogy az atommagok és az elemi részecskék világának tulajdonságai számítanak-e valamit az Élet létrejöttében és fejlődésében. A feladatok itt csak „ürügyként” szolgálnak a gondolatok kifejtéséhez. Természetesen a középiskolás versenyzőktől az itt leírtaknál kevesebbet vártunk el a feladatok megoldásaként.

Az előadás elhangzott Miskolcon, a 2004. évi Országos Középiskolai Fizikatanári Ankéton.

A makroszkopikus fizika és az Élet

Szinte már közhely az az állítás, hogy a földi élet létrejöttének sok fizikai feltétele van. Erről szólva azonban legtöbbször a makroszkopikus feltételekre gondolunk. A Föld forgására, amely a napszakok váltakozását okozza, a Föld keringésére és a forgástengely dőlési szögére, amely az évszakok váltakozásához vezet. A Föld mágneses tere is eszünkbe juthat esetleg, amely védőernyőként véd bennünket a kozmikus sugárzás káros komponenseitől. Gondolhatunk talán a víz különleges, anomális sajátosságaira is: az igen magas fajhőre, a 4 °C-on mérhető maximális sűrűsége, amely biztosítja, hogy a tavak ne fagyjanak be teljesen, s így a vizek élővilága túlélhesse a kemény teleket. Valószínűleg a felsorolásból majd a légkör és az üvegházhatás sem marad ki, amely a Földet kellemesen meleg bolygóvá teszi. Talán a radioaktív elemek bomlását is megemlíthetjük, amelynek energiája évmilliárdok óta fűti a Föld belsejét, mozgásban tartja a tektonikus lemezeket; hegyeket gyűr fel, és mélytengeri árkokat hoz létre; változatos környezetet, hegyeket, völgyeket teremt, s megakadályozza, hogy az erózió mindent elsimítson, és egyenletes mélységű tenger borítsa a Földet...

Nagyon sok minden eszünkbe juthat tehát, amikor a fizikának az Élet létrejöttében és fennmaradásában játszott szerepéről beszélünk. A szubatomi világ, a nukleonok, az atommagok tulajdonságai azonban általában túl „távolinak”, érdektelennek tűnnek az Élet és létrejötte szempontjából. De vajon tényleg így van ez...?

Első Példa: (Szilárd-verseny 2000. évi döntő, 1. feladat)

Milyen lenne a világ, ha a neutron tömege egy ezreléssel kisebb lenne (a jelenlegi tömeg 0,999-szerese)?

Adatok: A neutron tömege $1,6749543 \cdot 10^{-27}$ kg, a proton tömege $1,6726486 \cdot 10^{-27}$ kg, az elektron tömege pedig $0,9109534 \cdot 10^{-30}$ kg.

Nem tudjuk, hogy pontosan miért akkorák az egyes részecskék tömegei, mint amekkorák. A részecskefizikusok remélik, hogy ha a régóta keresett Higgs-részecskét megtalálják, akkor talán erre is fény fog derülni. Addig azonban kicsit elgondolkodhatunk, hogy milyen következményei lennének, ha a neutron tömege kicsit más lenne, mint amekkora most?

Jelenleg a neutron tömege valamivel nagyobb, mint a proton és az elektron tömegének az összege: $m_n - (m_p + m_e) = 0,0013947 \cdot 10^{-27}$ kg. Ezért a neutron – szabad állapotban – negatív béta-bomlással el tud bomlani: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. (A többlettömeg az $E = \Delta m c^2$ képletnek megfelelően a bomláskor keletkezett részecskék energiáját fedezi.) Mivel a bomlást a gyenge kölcsönhatás teszi lehetővé, a szabad neutron felezési ideje – részecskefizikai időskálán – nagyon hosszú: 12,8 perc. Ez az idő azonban az Univerzum időskáláján – de még emberi időskálán is – eléggé rövid. Emiatt szabad állapotban a neutron nem tud sokáig létezni, számára csak atommagok belsejében van lehetőség a továbbélésre.¹

Neutronok és az Univerzum összetétele

Ez nemcsak most van így, hanem így volt az Ósrobbanás után is. Az Univerzum történetében volt egy olyan korszak (az első néhány perc), amikor a neutronok bomlása döntő szerepet játszott. A gyorsan táguló Univerzumban gyorsan csökkent a hőmérséklet, és a részecskék közötti kötések már nem verte szét a hőmozgás. Ekkor jöhettek létre az atommagok. Először a neutronok protonokkal *deuteronokat* (nehézhidrogénmagok) alkothattak, és ezzel további atommagok felépülése előtt is megnyílt az út. Ebben a korszakban a neutronbomlás „versenyzett” az atommagba való beépüléssel: azok a neutronok maradtak csak meg, amelyek még elbomlásuk előtt idejében be tudtak fogódni egy atommagba. Ez a reakciólánc végül a különösen stabil ^4He atommagok létrejöttébe torkollott. A neutronok ezekben az atommagokban találtak olyan menedéket, ahol át tudták vészelné a következő milliárd éveket. Az Univerzum jelenleg 73,5% hidrogénből, 26,4% Héből, és körülbelül 0,1% egyéb anyagból áll. Az Ósrobbanás után a neutronok bomlása alakította ki az Univerzum kezdő összetételét! Rövidebb felezési idő kevesebb ^4He létrejöttére, hosszabb felezési idő több ^4He létrejöttére adott volna lehetőséget.

Ha a neutron tömege más lenne (kicsit kisebb, vagy akár kicsit nagyobb is), a bomlásakor felszabaduló energia is kicsit több vagy kevesebb lenne, s ez érzékenyen befolyásolná a neutronbomlás felezési idejét. Emiatt az Univerzum Ósrobbanás utáni „kezdő” összetétele is más és más lenne. Itt most nem vállalkozhatunk annak a továbbgondolására, hogy ez a változás pontosan hogyan befolyásolná a csillagok kialakulását és fejlődését, de annyi biztos, hogy másképpen zajlana a csillagfejlődés, mint ahogy megszoktuk. Vizsgáljunk meg ehelyett egy sokkal egyszerűbb kérdést: mi történne, ha *most*, a már kialakult, és többé-kevésbé ismert világunkban – mintegy varázsütésre – a neutron tömege 1 ezreléssel kisebbé válna?

¹ Itt a Földön szabad neutronok nem elsősorban a neutronbomlás miatt nem találhatók, hanem azért, mert – ha létrejönnek is valamely reakcióban (kozmikus sugárzás, atomreaktor stb.) – még elbomlásuk előtt, sokkal rövidebb idő alatt befogódnak valamely atommag belsejébe.

Kisebb neutrontömeg, most...!

Ha a neutron tömege egy ezreléssel kisebb lenne, azaz $1,6732794 \cdot 10^{-27}$ kg, akkor a neutron bomlása energetikailag már nem lenne lehetséges, hiszen a tömege kisebb lenne, mint a protontömeg és az elektrontömeg összege. Első pillantásra azt gondolhatjuk, hogy ez nem jelentene nagy változást, hiszen amúgy sincs sok szabad neutron a közelünkben! Vegyük azonban észre, hogy ezzel a *fordított* folyamat ($p + e^- \rightarrow n + \nu$) energetikailag lehetségessé válna! Azaz a protonok *elektronbefogással* neutronná (és neutrínóvá) alakulhatnának! Gondoljuk csak el, ha a proton elektronbefogása lehetséges lenne, nem léteznének hidrogénatomok, hiszen a proton – rövidebb-hosszabb idő után – befogná a körülötte levő elektront, és neutronná alakulna! A Föld nagy részét óceán borítja, s a vízmolekulákban is vannak protonok és elektronok. Vízmolekulák sem létezhetnének tehát! A testünkben lévő vegyületek nagy része ugyancsak tartalmaz protonokat és az azokat körülvevő elektronokat: ezek sem jöhethetnének létre! Létezhetne Élet akkor, ha a neutron tömege csak egy *ezreléssel* kisebb lenne?

Második Példa: (Szilárd-verseny 2000. évi döntő 3. feladat)

A Napban (több lépésen át) a $4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu$ magfúzió termeli az energiát, ami a napfényt táplálja.

a) Milyen lett volna a Nap sorsa, ha a ^2He atommag stabilan létezne?

b) Milyen lett volna a Nap sorsa, ha a ^2H izotóp nem létezne?

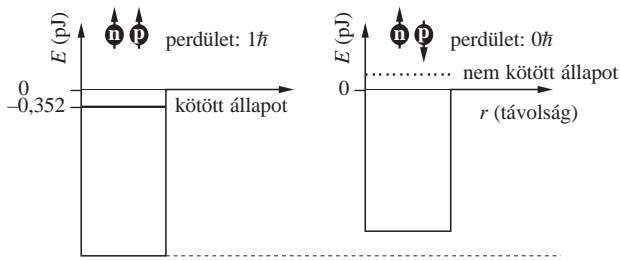
A földi Élet kialakulásának és fennmaradásának egyik legfontosabb tényezője a Nap, amely évmilliárdok óta megbízhatóan, állandó ütemben szolgáltatja az Élet létrejöttéhez és az evolúcióhoz szükséges energiát. Egészen más sors várna azonban a Napra, ha a nukleonok közötti kölcsönhatás egy kicsit más lenne, mint amilyen!

Kölcsönhatás két nukleon között (magerők)

Taníttuk, hogy a magerők rövid hatótávolságúak, vonzóak és nem tesznek különbséget protonok és neutronok között (töltésfüggetlenek). Ha csak ennyi lenne igaz, akkor nehéz lenne megmagyarázni, hogy mi az oka annak, hogy a neutron és a proton kötött állapotba tud kerülni (*deuteron* kötési energiája 0,352 pJ), de például két neutron már nem alkot „dineutron”?

A nukleonoknak van saját perdületük (spinjük), és a magerők függenek a két nukleon spinjének relatív irányától is. A nukleonok spinjének nagysága ($\hbar/2$), ahol $\hbar = h/2\pi$ és h a Planck-állandó. A deuteron eredő perdülete $1\hbar$, ezért benne a két nukleon spinjének párhuzamosan kell állnia. A magerők potenciálját, illetve a deuteron kötését az *1. ábra* szemlélteti vázlatosan:

A magerők spinfüggése miatt a vonzó potenciál kissé mélyebb, amikor a két nukleon spinje egy irányba mutat (az ábra bal oldala), mint amikor ellenkező irányba. Ez ahhoz vezet, hogy az egyik esetben létre tud jönni egy



1. ábra

(elég gyengén) kötött rendszer – a deuteron –, míg a másik esetben a vonzó potenciál nem elég erős a kötött állapot létrehozásához. Mivel a magerők nem tesznek különbséget proton és neutron között, ezért ugyanilyen ábra érvényes a két protonból és a két neutronból álló rendszerekre is.

Miért nincs tehát dineutron? A két neutronra – azonos részecskék lévén – a *Pauli-elv* is érvényes, ezért a spinjük csak az ábra jobb oldalán rajzolt módon állhatna be! Ez viszont nem kötött állapot! Hasonló ok miatt nem jöhet létre a *diproton* (${}^2\text{He}$) sem. A proton–neutron rendszernél (deuteron) a Pauli-elv nem tilt, hiszen különböző részecskékről van szó! A magerők spinfüggése miatt létezik tehát a deuteron, és nem létezik a ${}^2\text{He}$, és a dineutron.

Ez idáig nagyon szép, de mi köze van ennek az Élethez?

Energiatermelés a Napban

Az Ősrobbanás után a lehűlt Univerzum anyaga csaknem teljes egészében hidrogénből és héliumból állt. Ilyen összetételű felhőből sűrűsödtek össze az első csillagok, ebből az „üzemanyagból” kellett „gazdálkodniuk”.² Ezekből a kiindulási anyagokból a következő reakciók képzelhetők el első pillantásra:

- $p + p \rightarrow {}^2\text{He}$
- $p + {}^4\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li}$
- ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$

Az első reakció nem megy végbe, hiszen a diproton a fentiek alapján nem kötött állapot. A második reakció sem megy végbe, mert a ${}^5\text{Li}$ atommag sem létezik. A ${}^4\text{He}$ ugyanis annyira erősen kötött rendszer (minden nukleon a legalacsonyabb energiájú, 1s állapotban van, és üres hely már csak egy új héjon lenne), hogy nem képes újabb nukleont magához kötni. A ${}^8\text{Be}$ atommag tömege egy kicsivel nagyobb, mint két ${}^4\text{He}$ atommag tömegének az összege, ezért – ha energia befektetésével létre is jön valahogyan – nem marad stabil. *Csikai Gyula* Debrecenben megmérte, hogy a ${}^8\text{Be}$ atommag ténylegesen létrehozható, de élettartama roppant rövid: 10^{-17} s. Ilyen rövid idő után szétesik két α -részecskére. A négy protonnak és

négy neutronnak kedvezőbb tehát két α -részecskében lenni, mint egyetlen ${}^8\text{Be}$ atommagban.

A legkézenfekvőbb fúziós reakciók tehát a magerők tulajdonságai miatt nem mehetnek végbe, a végtermékek nem fordulnak elő stabilan a Természetben. Ha csak a magerőkön múlna, a Nap sötét maradna. A gyenge kölcsönhatás azonban segít a fúzió elindulásához! Magas hőmérsékleten a protonok eléggé meg tudják közelíteni egymást, és a rövid idő alatt, amíg éppen egymás közelében tartózkodnak, az egyik proton pozitív béta-bomláson esik át, és neutronná alakul. Mivel a proton és a frissen keletkezett neutron éppen közel vannak egymáshoz, kötésbe kerülnek, és deuteronra alkotnak:³ $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$.

Ez a folyamat elképesztően kis valószínűségű: egyetlen kiszemelt proton másodpercenként sokmilliárdszor kerül más proton közelébe, mégis évmilliárdokig kell bolyongania a Napban, amíg egyszer véletlenül egy ilyen folyamat részese lehet! Ez a szerencse, mert ez a roppant kis valószínűség *fékezi* a fúzió sebességét a Napban! Ez teszi lehetővé, hogy a Nap hosszú időn át nagyjából egyenletes teljesítménnyel tudjon sugározni, lehetőséget adva az Életnek a kialakulásra és az élővilágnak az evolúcióra.

Mi történne, ha a magerők kicsit *erősebbek* lennének? A fenti ábra jobb oldalán „mélyebb” lenne a potenciálgödör, a nem kötött állapot is „lejjebb” csúszna, s a ${}^2\text{He}$ „diproton” is létrejöhetne. Ezzel a $p + p \rightarrow {}^2\text{He}$ reakció lehetővé válna, s mivel ebben nincs beépített gyenge-kölcsönhatási „fék”, a csillag nagyon rövid idő alatt – szinte szétrobbanva – szabadítaná fel a fúziós energiát. Lehetne így Élet...?

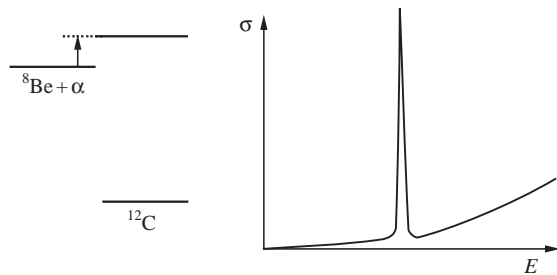
Mi történne, ha a magerők kicsit *gyengébbek* lennének? Az ábra bal oldalán kicsit sekélyebb lenne a potenciálgödör, s a deuteron sem létezne. Megszűnne tehát az a „kiskapu” is, amelyet a gyenge kölcsönhatás nyitott a fúzió számára, hiszen ha nincs deuteron, a fenti „induló” reakció sem jöhetne létre. Lenne így Élet, világító Nap nélkül...?

Harmadik Példa: (Szilárd-verseny 2000. évi döntő 6. feladat)

A vörös óriás csillagokban ${}^4\text{He}$ -ből fúzióval épülnek fel a magasabb rendszámú elemek. Ennek a fúziós folyamatláncnak nehéz az indulása, mert a ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$ atommag-reakció végterméke nem stabil, hanem szinte rögtön szétesik. *Fred Hoyle* feltételezte, hogy elegendően nagy sűrűség esetén az is előfordulhat, hogy a ${}^8\text{Be}$ igen rövid élettartama alatt egy harmadik ${}^4\text{He}$ atommaggal találkozik, s akkor a ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ folyamatban ${}^{12}\text{C}$ atommag keletkezhet. Miután ehhez 3 db α -részecske igen rövid időn belül való találkozására van szükség, ezt a folyamatot *3 α -folyamatnak* nevezik. Hoyle számításai szerint azonban ennek is csak akkor lehet számottevő szerepe, ha a ${}^{12}\text{C}$ atommagban van olyan gerjesztett álla-

² Napunk nem az Ősrobbanás utáni „tisza” gázfelhőből alakult ki, hanem egy körülbelül 4,5 milliárd évvel ezelőtti szupernóva-robbanás által beszennyezett gázfelhőből. Ezért az anyaga kis mennyiségben tartalmaz más, nehezebb elemeket is. A továbbiak szempontjából azonban ezeknek a kis mennyiségben jelen lévő „szennyeződéseknek” a hatása elhanyagolható.

³ Természetesen egy szabad proton nem tud neutronná alakulni, hiszen nincs erre elég energia. A folyamatot csak a könnyebb megjelezhetőség kedvéért bontottuk ilyen lépésekre. A valóságban ez az átalakulás egyetlen reakcióként megy végbe. Az energiafeltétel természetesen teljesül, hiszen a deuteron kötési energiája fedezni tudja a proton neutronná alakulásához szükséges többletenergiát.



2. ábra

pot, amely a 3 db α -részecskéből könnyen létrejöhet, s amely azután γ -foton kibocsátásával alapállapotba bomlik. Hoyle jóslatát követve Fowler, a California Institute of Technology munkatársa hamarosan kísérletileg is megtalálta ezt a gerjesztett állapotot a ^{12}C atommagban.

Vajon mekkora gerjesztési energia közelében kellett Fowlernek ezt az állapotot keresnie a ^{12}C atommagban?

Adatok: A ^4He atommag tömege $6,64296669 \cdot 10^{-27}$ kg, a ^{12}C atommag tömege pedig: $19,91593977 \cdot 10^{-27}$ kg, s tegyük fel, hogy az alfa-részecskéknek 4 fm-re meg kell közelíteniük egymást, hogy az összeolvadás létrejöheszen.

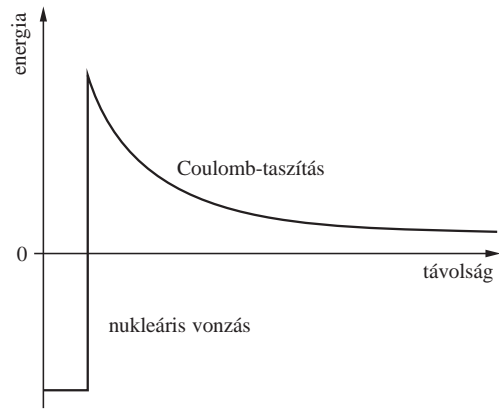
A feladat megoldása az adatok ismeretében nem különösebben nehéz. A 2. ábra mutatja, hogyan is jön létre a feladatban említett „rezonancia”. A $^8\text{Be} + \alpha$ együttesnek valamivel kisebb az energiája, mint a ^{12}C atommag gerjesztett állapotáé (2. ábra bal oldal). Ezért a részecskéknek valamekkora mozgási energiával kell rendelkezniük, hogy a ^{12}C atommag gerjesztett állapota létrejöheszen. Amikor azonban ez a mozgási energia megvan, a keletkezés valószínűsége ugrásszerűen megnő. A jobb oldali ábra azt mutatja, hogy adott energián a reakció σ „hatáskeresztmetszete” (ami a reakció bekövetkezési valószínűségének mértéke) hirtelen, „rezonanciaszerűen” megnő. A csillagban a részecskék mozgási energiáját a csillag hőmérséklete szabja meg.

A fúzióhoz elektromos töltésű részeknek (atommagoknak) egymáshoz közel kell kerülniük, le kell győzniük az atommagokat szétaszító Coulomb-gátat (ld. 3. ábra). A Coulomb-gát magassága, ahol Z_1 és Z_2 a reakcióban résztvevő atommagok rendszáma, e az elemi töltés, és R pedig az a távolság, amennyire meg kell közelítsék egymást ahhoz, hogy a magerők nukleáris vonzása győzzön az elektromos tasztítás fölött.

Magától értetődő, hogy a Coulomb-gát a $p+p$ fúzió esetén a legalacsonyabb, hiszen ott mindkét partner rendszáma $Z_1 = Z_2 = 1$. Ezért ez a folyamat indul be legelőször – ha van elég hidrogén a csillagban. Ahhoz, hogy a $Z_1 = 4$ rendszámú ^8Be és a $Z_2 = 2$ rendszámú ^4He egymáshoz ugyanilyen közel kerüljön, 8-szor nagyobb energia szükséges.

A csillag belsejében a hőmozgás energiája teszi lehetővé a Coulomb-gát „megmászását”, ezért a fúzió sebessége a csillag hőmérsékletétől függ.⁴ A hőmérsékletet tulajdon-

⁴ A Coulomb-gát „megmászására” természetesen az *alagúteffektus* és a részecskék Maxwell-Boltzmann sebességeloszlása is besegít, ezért a hőmérsékletnek elég csak a Coulomb-gát csúcsának „közelébe” emelkednie.



3. ábra

képpen a fúzió és a gravitáció együttesen „állítja be”. A csillag akkor van egyensúlyban, amikor a felületén kisugárzott teljesítményt a belsejében termelődött fúziós teljesítmény éppen fedezi. Ha a fúziós teljesítmény túl alacsony, a gravitáció győz, és a csillag elkezdi összehúzódni. Az összehúzódás során egyrészt nő a sűrűség (gyakoribbak lesznek az ütközések a részecskék között), másrészt a felszabadult gravitációs energia (a központi anyagrétegekre zuhanó külső anyag) felmelegíti a csillag belsejét. Mindkét hatás növeli a fúzió sebességét. Az összehúzódás – a sűrűség növekedése és a csillagbelső melegedése – addig folytatódik, amíg a belső fúziós teljesítmény akkorára nem növekszik, hogy fedezni tudja a kisugárzott teljesítményt, azaz amíg a csillag egyensúlyba nem kerül.

Vörös óriás

Amikor egy H-égető csillagban „kiég” az üzemanyag, lecsökken a H-koncentráció (és persze megnő a fúzióban keletkezett He koncentrációja). A csillag elkezdi tehát összehúzódni, és a közepén a sűrűség és a hőmérséklet jelentősen növekszik. Ez a folyamat akkor áll meg, amikor a hőmérséklet olyan nagyra nő, hogy a részecskék energiája eléri „magfizikai rezonanciát”. Ekkor beindul a „ 3α -folyamat”, a csillag belsejében elkezdődik a hélium széné történő fúziója, és nagy energia szabadul fel. A nagy sebességgel kifelé áramló energia egyrészt megállítja a csillag további összehúzódását, másrészt „felfújja” a csillag külső rétegeit: a csillag óriásira tágul, felülete megnő, és a nagy felületen már alacsonyabb felületi hőmérséklet mellett le tudja adni a belsejében megtermelt energiát. Alacsonyabb felületi hőmérsékletű felület sugárzási spektruma a vörös felé tolódik el. A csillag vörös óriássá válik.

A vörös óriásokban a „fék” szerepét az játssza, hogy a 3α -folyamatban a ^8Be élettartama nagyon rövid (10^{-17} s). A harmadik α -részecskének ezen a nagyon rövid időn belül kell odaérni a megfelelő energiával ahhoz, hogy a fúzió létrejöheszen. Ez a „hármastalálka” pedig – még azon a hőmérsékleten és sűrűségen is – nagyon kis valószínűségű folyamat.

Ha már van szén atommag, a $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O}$ folyamat le tudja gyártani az oxigént. A csillag anyaga nagyrészt ^4He -ből áll, így a 3α -folyamatban keletkezett ^{12}C atomma-

gok másodpercenként sokmilliárdszor ütköznek α -részekkével. Természetesen a hőmérsékletnek itt is nagy szerepe van: minél magasabb a hőmérséklet, annál nagyobb valószínűséggel keletkezik oxigén a szénből, hiszen itt a Coulomb-gát még magasabb ($Z_1 = 6$, $Z_2 = 2$)!

Önmagában is nagyon izgalmas a vörös óriások elemépítő kohójának működése, de vajon van-e ennek valami köze az Élethez?

Szén/oxigén arány

A szerves élet azért tudott létrejönni, mert nagyjából ugyanannyi szénatom van a Földön, mint oxigénatom. Ha bármelyik fajta hiányozna, nem jöhettek volna létre magas fejlettségű élőlények. A szén- és az oxigénatomokat vörös óriások „gyártják le”, s ezek belső hőmérsékletének döntő szerepe van a szén/oxigén arány beállításában! Ha túl alacsony a hőmérséklet, akkor csak szén atommagok jönnek létre, oxigén atommagok nem. Ha pedig túl magas, akkor valamennyi keletkezett szén atommag a héliummal oxigén atommaggá fuzionál. Ilyenkor oxigén lesz, de szén nem.

Érdekes véletlen, hogy a vörös óriások belső hőmérsékletét a feladatban említett magfizikai rezonancia éppen olyan értékre „hangolja be”, hogy szén is marad és oxigén is keletkezik nagyjából olyan arányban, amilyen az Élethez szükséges. *Csótó Attila* (KLTE–ELTE) és munkatársai számításai szerint, ha a magerők intenzitását *egy-két ezreléssel* kisebb vagy nagyobb értékre választanánk, akkor a rezonancia helye úgy toródna el, hogy vagy csak szénatomok, vagy csak oxigénatomok keletkeznének a vörös óriásokban. Lehetne Élet szén vagy oxigén nélkül, vagyis ha a magerők egy egészen kicsit mások lennének, mint amilyenek...?

Összefoglalás

Három példa kapcsán csodálkozhattunk rá a Természet egységére. A „legkisebbek”, a magfizikai részecskék tulajdonságainak is hajszálfinomán „hangoltaknak” kell lenniük ahhoz, hogy az Élet ki tudjon nyílni a maga bámulatos bonyolultságában és szépségében. A neutron tömege, a magerők spinfüggése és a 3α -folyamatot irányító magfizikai rezonancia helye nem vezethető vissza egyetlen közös okra – legalábbis jelenlegi tudásunk szerint nem. Ezért azt kell mondanunk, hogy több, egymástól független *véletlen* kellett ahhoz, hogy olyan hajszálpontosan hangolt Univerzum jöjjön létre az Ősrobbanás után, amelyben valamikor, valahol létrejöttek az Élet kialakulásának közvetlen feltételei.

Ezen a ponton nehéz elkerülni, hogy gondolataink olyan – filozófiai – területre tévedjenek, amely már nem a fizikáról szól. Az ilyen jellegű kérdésekre kinek-kinek magának kell megadnia a választ. Hadd idézzem Marx György professzort (*Fizikai Szemle* 50/11 (2000) 365. oldal): „*Ha a ^{12}C virtuális energiaszintje százaléknival odébb volna, az ilyen világban nem lennének asztrofizikusok, akik elcsodálkoznak a nívó szerencsés beállításán. Mi nem ok vagyunk, hanem következmény.*”

Panaszkodunk, hogy diákjainkat nem érdekli a fizika. Talán, ha megmutatjuk nekik a fizika és az Élet kapcsolatát, jobban felkelthetjük az érdeklődésüket a Természet csodái iránt! Voltak diákok, akik elgondolkoztak a Szilárd Leó-verseny feladatain, és megoldották azokat. Biztos vagyok benne, hogy a verseny óta ők még érdekesebbnek találják a modern fizikát, még nagyobb tisztelettel néznek a csodálatosan összehangolt Természetre, és még jobban óvják itt a Földön az Életet és az Élet további fennmaradásához szükséges földi környezetet. S ha ez így van, akkor a Verseny elérte a célját.

VII. SZILÁRD LEÓ NUKLEÁRIS TANULMÁNYI VERSENY

2004 tavaszán rendezte meg a Szilárd Leó Tehetséggon-
dozó Alapítvány és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat
hetedik alkalommal a Szilárd Leó Nukleáris Tanulmányi
Versenyt. A Versenybizottság a 2004-es verseny meghir-
detésekor kibővítette a hagyományos tematikát: a nukle-
áris témák mellé egyéb „modern fizikai” területeket is
bevontak a verseny tematikájába.

Ebben az évben 345 középiskolás indult csaknem fél-
száz iskolából, az eredmények tanúsága szerint jó felké-
szültséggel. Néhány esetben érzékelhető volt, hogy a
tematika kibővítése „meglepte” mind a felkészítő tanáro-
kat, mind pedig a versenyzőket. Az új területekről kítű-
zött feladatokra kevesebb jó megoldás érkezett, mint a
„hagyományos” nukleáris feladatokra. Ez jól mutatja,
hogy a versenyeknek milyen fontos szerepük van az ok-
tatott tananyagterületek formálásában. Erős biztatás ez a
jövő számára, mert remélhető, hogy a tematika kibővíté-

sével a nukleáris alapismeretek mellé egyéb modern fizi-
kai területek oktatása is felzárkóztatható.

Az első forduló (válogató verseny) 10 példáját az isko-
lákból lehetett megoldani 3 óra alatt. Kijavítás után a
tanárok azokat a megoldásokat küldték be az Eötvös
Társulatba, ahol a 9–10. osztályos (junior) versenyzők
legalább 40%-os, a 11–12. osztályos (senior) versenyzők
legalább 60%-os eredményt értek el. Ezeket ellenőrizve a
bírálóbizottság a legjobb 8 junior versenyzőt és a legjobb
20 senior versenyzőt hívta be a paksi Energetikai Szak-
középiskolában 2004. április 17-én megrendezett döntő-
re. A behívott senior versenyzők közül ketten nem tud-
tak megjelenni, így 18 senior és 8 junior versenyző vett
részét a döntőn. A versenyeken bármilyen segédeszköz
használható volt (mobiltelefon és az Internet kivételével).
Az alábbiakban ismertetjük a válogató verseny, valamint
a döntő feladatait, és a megoldások lényeges gondolatait.

A válogató verseny feladatai

1. feladat. Atomos hidrogéngázt elektronokkal gerjesztünk egy kisülési csőben úgy, hogy a gáz világít. Elegendő-e a gerjesztéshez olyan sebességű elektronokat a gyorsítóterben előállítani, amelyeknek energiája meg egyezik a látható fény fotonjainak energiájával? (Válaszát indokolja!)

Megoldás: Nem elegendő a látható fotonokkal meg egyező elektronenergia, mivel a többségében alapállapotú atomokat legalább a 3. energiaszintre kell gerjeszteni, hogy a $3 \rightarrow 2$ atomi elektronátmenet a Balmer-sorozat első látható vonalát létrehozza. Ehhez viszont $E_3 - E_1$ energiára van szükség, amely 6,4 szerese az $E_3 - E_2$ kibocsátott foton energiájának.

2. feladat. Magyarazzuk meg, miért nincs 158-as rendszámú atommag!

Megoldás: A magerők rövid hatótávolságúak, a protonok Coulomb-taszítása viszont hosszú hatótávolságú. Ezért a nagy rendszámú atommagoknál az egyre erősebbé váló Coulomb-taszítás instabillá teszi a magot, és az alfa-bomlással, vagy spontán maghasadással kisebb rendszámú maggá (magokká) bomlik. A megoldásban a 158-as számnak nincs szerepe, csak az a lényeg, hogy „nagy” legyen.

3. feladat. Egy fotocella áramkörébe kondenzátort helyezünk. A bárium-katódot 540 nm hullámhosszúságú fényvel világítjuk meg.

a) Mekkora feszültségre töltődik fel a kondenzátor?

b) Hány elektron tölti fel az 5 nF-os kondenzátort?

Adat: a bárium-katód kilépési munkája: $2,72 \cdot 10^{-19}$ J

Megoldás: a kondenzátor addig töltődik, amíg a létrehozott elektromos mező meg nem akadályozza, hogy a fotokatódból kilépő elektronok elérjék az anódot. Ekkor $eU = E_c$, ahol U a kondenzátor feszültsége, E_c pedig az elektronok mozgási energiája a katódból való kilépéskor. Ez utóbbit a fény hullámhosszának és a bárium kilépési munkájának ismeretében az Einstein-egyenletből meghatározhatjuk: $E_c = hc/\lambda - W_{Ba}$. Az U feszültség ismeretében már a kondenzátor feltöltéséhez szükséges elektronok száma is könnyen kiszámítható.

4. feladat. A 35000 km/s sebességű elektron olyan homogén mágneses mezőbe jut, amelynek mágneses indukciója merőleges a sebességre és nagysága 17,5 mT.

a) Milyen sugarú körpályára kerül az elektron?

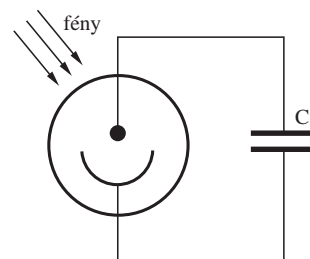
b) Mekkora frekvenciájú szinkrotronsugárzást bocsát ki a körpályán mozgó részecske?

Megoldás: az elektron körpályán tartásához szükséges centripetális erőt a Lorentz-erő adja:

$$m \frac{v^2}{R} = e v B.$$

Ebből a körpálya sugara:

$$R = \frac{m v}{e B}.$$



Ábra a válogató verseny 3. feladatához

Körpályán történő mozgás két, egymásra merőleges rezgésből tehető össze: mindkét rezgés frekvenciája $= 1/T$, ahol T a körülfordulási idő

$$T = 2\pi \frac{m}{e B}.$$

Az elektron ilyen frekvenciájú sugárzást bocsát ki, hiszen úgy viselkedik, mint egy antenna, amelyben töltések periodikus mozgást végeznek ezen a frekvencián. Bár az elektron sugároz és ezáltal veszít az energiájából, a körülfordulási idő nem változik (hiszen nem függ sem a sebességtől, sem pedig a pálya sugarától). Ezért az elektron ilyen frekvencián mindaddig sugároz, amíg csak bele nem zuhan a középpontba. (A Versenybizottság helyesen fogadta el azokat a megoldásokat is, amelyek elhanyagolták az elektron folyamatos energiavesztését.)

5. feladat. A neutron bomlásának mérése céljából atomreaktorból származó neutronokat először egy „monokromátorra” ejtünk, amely – hasonlóan a fény- és a röntgensugarak diffrakciójához – csak jól meghatározott λ de Broglie-hullámhosszúságú neutronokat enged tovább. Ezt a neutronnyalábot ezután egy hosszú „repülési csővön” vezetjük végig, és a cső 1 méteres szakaszán mérjük a neutronok bomlástermékeit (ld. ábra).

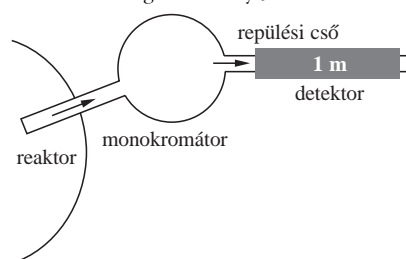
Legalább hány neutronnak kell végigfutni másodpercenként a repülési csővön, ha azt akarjuk, hogy a detektorunk óránként legalább 36 eseményt számláljon?

Adatok: a szabad neutron felezési ideje: $T_{1/2} = 12,8$ perc, tömege: $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$ kg, a monokromátorból kijövő neutronnyaláb hullámhossza: $\lambda = 0,396$ nm, a bomlás detektálásának teljes hatásfoka 1%.

Megoldás: Mivel a detektálás hatásfoka 1%, ezért a csőben óránként 3600 bomlásnak – azaz másodpercenként egy bomlásnak – kell történnie. A csőben lévő neutronok „aktivitása” tehát éppen 1 Bq. Ebből a csőben állandóan lévő neutronok száma meghatározható az

$$A = N \frac{\ln 2}{T}$$

Ábra a válogató verseny 5. feladatához



összefüggés segítségével: $N = 1108$. A neutronok sebessége a de Broglie-összefüggés segítségével meghatározható, és $v \sim 1000$ m/s adódik. Ez azt jelenti, hogy egy neutron körülbelül 0,001 s-ig tartózkodik a csőben. Azaz 0,001 s alatt kell 1108 neutront „pótolni”, vagyis másodpercenként körülbelül 1,1 millió neutronnak kell végigfutnia a csővön.

6. feladat. A Szaturnusz felé utazó Cassini űrhajón a ^{238}Pu -izotóp α -bomlásakor keletkező hőt használják fel elektromos energia előállítására. Az űrhajó berendezéseinek működéséhez 630 W elektromos teljesítmény szükséges a Szaturnusz körüli pályán.

a) Legalább mekkora tömegű ^{238}Pu -ot használtak fel az áramforrás építéséhez?

b) A ^{238}Pu -ot mely tulajdonságai alapján választhatták ki?

Adatok: A ^{238}Pu felezési ideje 88 év. A ^{238}Pu tisztán α -bomló. Bomlásakor $5,12 \cdot 10^{-13}$ J energia szabadul fel, amelynek 90%-a alakul hővé. A hőt pedig 7% határfokkal lehet elektromos energiává alakítani.

Megoldás: a) A határfokok figyelembevételével a másodpercenként felszabaduló energia, majd ebből a forrás aktivitása könnyen meghatározható. Az aktivitás ismeretében az

$$A = N \frac{\ln 2}{T}$$

összefüggés segítségével a preparátumban lévő atomok száma, s ebből a preparátum tömege kiszámítható. Eredmény: 30,9 kg.

b) A ^{238}Pu tisztán α -bomló, ezért a felszabaduló energia könnyen „összegyűjthető”, és a sugárzás sem hagyja el a forrást. A felezési idő is fontos: túl hosszú felezési idejű izotópból túl nagy tömeget kellene vinni, túl rövid felezési idejű pedig túl hamar lebomlana.

7. feladat. Mekkora frekvenciájú a hidrogén vonalas színképe Balmer-sorozatának az a spektrumvonala, amelynek hullámhossza 1,19-szorosa a sorozathoz tartozó legkisebb hullámhossznak? Hányadik vonala ez a spektrumnak?

Megoldás: A Balmer-sorozat vonalainak száma végtelen, s a tagok hullámhossza egyre kisebb:

$$\frac{c}{\lambda_m} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ ahol } m = 3, 4, 5, 6, \dots$$

„Legkisebb hullámhossznak” a végtelen, csökkenő sorozat határértékét kell tekintenünk, amikor $m \rightarrow \infty$, azaz $1/m^2 \rightarrow 0$. Tehát

$$\frac{c}{\lambda_\infty} = \frac{R}{4},$$

ahol λ_∞ a „legkisebb hullámhossz”. A feladat szerint $\lambda_m/\lambda_\infty = 1,19$. Ebből $m = 5$ adódik. Ez azonban csak *harmadik* vonala a sorozatnak, mivel az első vonalra $m = 3$.

8. feladat. A természetben található uránban csupán minden 140-ik atom magja a könnyen hasadó ^{235}U -izotóp (a többi a nehezen hasadó ^{238}U -magot tartalmazza).

Ezért az atomreaktorok urán üzemanyagában többszörösére (5–6-szorosára) növelik a ^{235}U -izotópok arányát, azaz dúsítják az uránt.

a) Hányszorosára nő meg a dúsított urán aktivitáskonzentrációja (tömegegységenkénti aktivitása) a természetes uránhoz képest, ha a dúsítás mértéke 6-szoros (vagyis az ^{235}U -magok aránya az eredetinek hatszorosára nő)?

b) Hány százalékkal csökken a dúsító üzemekben visszamaradó „szegényített urán” aktivitáskonzentrációja, ha a benne visszamaradó ^{235}U -izotópok százalékos aránya 0,7%-ról 0,1%-ra, (azaz az eredeti arány 1/7-re) csökken?

Adatok: Az ^{238}U felezési ideje 4,5 milliárd év, az ^{235}U -é pedig 710 millió év.

Megoldás: a) A teljes aktivitás növekedési aránya csupán 18%-os (ha az aktivitás *csak* a ^{235}U -tól származna, akkor 600%-os növekedést várnánk).

b) Az 1/7 részben szegényített urán aktivitása csupán 97%-ra csökken le. (Ha az aktivitás *csak* az ^{235}U -tól származna, akkor 1/7 \approx 14 %-ra való lecsökkenést várnánk.)

9. feladat. Egy kőzet vizsgálata során az ^{238}U bomlási sorából az alábbi izotópok aktivitását sikerült meghatározni. Értelmezze az eredményt!

Izotóp	Aktivitás (Bq)	Izotóp	Aktivitás (Bq)	Izotóp	Aktivitás (Bq)
^{238}U	151,2	^{226}Ra	151,8	^{210}Tl	27,3
^{234}Th	153,6	^{218}Po	23,8	^{210}Pb	20,8
^{234}Pa	148,1	^{214}Pb	24,6	^{210}Bi	23,5
^{234}U	150,7	^{214}Bi	25,2	^{210}Po	22,8
^{230}Th	152,3	^{214}Po	21,1		

Megoldás: Radioaktív bomlási sorban hosszú idő alatt egyensúly áll be, az egymást követő tagok aktivitása megegyezik. Ez a ^{226}Ra -ig teljesülni látszik a fenti táblázatban (az „ingadozások” mérési bizonytalanságokból erednek). Itt van egy „ugrás”, az aktivitás hirtelen lecsökken, és a további tagoknál már kisebb értékeket mértek. Az is feltűnik, hogy a táblázatból hiányzik a ^{226}Ra -ot követő ^{222}Rn . Ennek az aktivitását (valószínűleg az alkalmazott mérési módszerek miatt) nem határozták meg. Az „ugrás” magyarázata az, hogy a kőzetből a keletkezett radon egy része – nemesgáz lévén – megszökött, és ezért csak a maradék radon bomlástermékeit találhatjuk meg.

10. feladat. George Gamow: *Tompkins úr kalandjai a fizikával* című könyvében olyan biliárdgolyókkal játszik a kvantumbiliárd nevű játékot, amelyek a kvantumóserdőből származó elefántok agyarából készülnek. Így látszik a golyók elmosódottsága, mozgás közben szétterjednek a golyók, valamint a biliárddnál használt fa háromszögbe helyezett, magára hagyott golyó kitölti a háromszöget. Becsüld meg, legalább mekkora ebben a világban a Planck-állandó!

Adatok: A golyó körülbelül 5 cm átmérőjű gömb, tömege 0,15 kg. Ha $v = 10$ m/s ($\pm 10\%$) sebességgel halad, akkor 2 mm-es elmosódottságot láthatunk a golyó határain.

Megoldás: A Heisenberg-féle határozatlansági összefüggés segítségével $b \geq 0,015$ Js adódik, ami 32 nagyságrenddel nagyobb a Planck-állandó valódi értékénél.

A döntő versenyfeladatai

A Versenybizottság a döntővel kapcsolatban két új elemet vezetett be. Már az első Szilárd Leó-versenyen, 1998-ban a junior kategória versenyfeladatai részben eltértek a „nagyok” feladataitól. Ezt a gyakorlatot a Versenybizottság visszaállította. A másik új elem formái: a feladatok mellé megjelöltük azt is, hogy a feladat kinek az ötlete alapján készült.

1. feladat (mindkét kategória számára, kitűzte: *Sükösd Csaba*): Egy neutrongenerátor a következő fúziós reakció alapján állítja elő a nagyenergiájú neutronokat: ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n}$. Ebben a fúziós reakcióban 2,82 pJ energia szabadul fel. A 200 kV feszültséggel felgyorsított deuterium ionnyaláb áramerőssége 1 mA. Ez a nyaláb olyan céltárgyra esik, amelyben fémekben (cirkóniumban) elnyelt tríciumatomok vannak.

a) A nyaláb részecskéinek hányad része okoz fúziót, ha a neutrongenerátor másodpercenként 10^{10} neutront kelt?

b) Másodpercenként mennyi fúziós energia szabadul fel?

c) Hogyan aránylik ez az energia ahhoz, amekkora energiával a nyaláb melegíti a céltárgyat?

Megoldás: a) minden fúziós eseményben egyetlen neutron keletkezik, ezért a másodpercenkénti fúziók száma is 10^{10} . Mivel minden fúzióhoz egyetlen deutron kell, ezért másodpercenként 10^{10} deutron okoz fúziót. A nyaláb áramerősségéből a másodpercenként beérkező deutronok száma kiszámítható: $6,25 \cdot 10^{15}$, és így a keresett arány: $1,6 \cdot 10^{-6}$.

b) A fúziós teljesítmény: 0,0282 J/s.

c) A nyaláb teljesítménye $200 \text{ kV} \cdot 1 \text{ mA} = 200 \text{ W}$. Ezért a keresett arány: $1,41 \cdot 10^{-4}$.

2. feladat (mindkét kategória számára, kitűzte: *Ujvári Sándor*): A CERN új gyorsítójában (LHC = Large Hadron Collider, Nagy Hadronütköztető) két, egymással szemben futó nyalábbb protonokat és antiprotonokat ütköztetnek egymással. Mindkét nyalábbbban a részecskék lendülete: $7 \text{ TeV}/c$ ($3,73 \cdot 10^{-15} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$).

a) Ha egyetlen részecske keletkezne, mekkora lenne ennek tömege?

b) Milyen egyéb tulajdonságai lennének ennek a részecskének?

Megoldás: a) Mivel egymással szemben azonos lendülettel futó nyalábbok ütközéséről van szó, a keletkezett egyetlen részecske a laboratóriumi rendszerben állna, azaz a teljes rendelkezésre álló (relativisztikus) energia ennek a részecskének a tömegére fordítódna, azaz a részecske tömegére $Mc^2 = 14 \text{ TeV}$ (itt elhanyagoltuk a proton és az antiproton nyugalmi tömegét, amelyek figyelembe vétele tízezreléknyi kis korrekciót jelentene).

b) Ha egyetlen részecske keletkezne, a megmaradási tételek miatt a következő tulajdonságokkal kellene rendelkeznie:

- töltése: 0 (elektromosan semleges)
- barióntöltése: 0 (azaz nem lehetne barion)
- leptontöltése: 0 (azaz nem lehetne lepton sem).

Ilyen részecskéket ismerünk. Az egyik ilyen a foton, de annak 0 a nyugalmi tömege, ezért ezt kizárhatjuk. A másik ilyen részecskecsalád a mezonok családja. Ismerünk nehéz mezonokat is, bár ilyen nehezeket még nem. Ha tehát egyáltalán ilyen „egyetlen” részecskére vezető reakció létrejönne, annak igen nehéz, elektromosan semleges mezont kellene létrehozni.

3. feladat (mindkét kategória számára, kitűzte: *Vastagh György*): A maghasadás során keletkező $2 \cdot 10^7$ m/s sebességű neutronokat nehésvízzel 1 km/s sebességűre akarjuk lefékezni. Legalább hány ütközés szükséges ehhez?

Megoldás: Egyetlen egyenes ütközésben a neutron a sebességének legfeljebb 2/3-ad részét veszíti el (marad az eredeti sebességének 1/3-ad része). Ezt a rugalmas ütközések elemi mechanikájával láthatjuk be. Feltételezve, hogy minden ütközés egyenes ütközés, a neutron sebessége mértani sort alkot, ahol az egymást követő tagok hányadosa 1/3. N db ütközés után tehát a neutron sebessége:

$$v_N = v_0 \left(\frac{1}{3} \right)^N.$$

Ismerve a „végsebességet”, ebből logaritmálással $N > 9$ adódik. A neutronnak tehát legalább 10-szer kell ütköznie. (A valóságban az ütközések nagyobb része nem egyenes ütközés, ezért azokban a neutron energiavesztésege kisebb. Tehát 10-nél biztosan több ütközésre van szükség.)

4. feladat (mindkét kategória számára, kitűzte: *Sükösd Csaba*): Rutherford abból következtetett az atommagok kis méretére, hogy az aranyfóliára ejtett alfa-részecskék egy része nagy szögben térült el, szinte visszapattant. Vajon hogyan győződhetett meg Rutherford arról, hogy ez a nagyszögű eltérés nem abból származott, hogy az alfa-részecskék egy része sok atommal ütközött a fóliában, és a sok egymás utáni (kisszögű) eltérés adódott össze, és hozta létre végeredményben a nagyszögű eltérést?

Megoldás: Gondolatban szeleteljük fel a fóliát olyan vékony rétegekre (pl. atomi rétegek), amelyeken már biztosan nem szóródhatnak az alfa-részecskék egynél többször (lehet, hogy egyszer sem, de legfeljebb egyszer). Vegyünk most egy N ilyen rétegből álló fóliát, és tekintsük csak azokat a részecskéket, amelyek pontosan egyszer szóródtak. Ezeknek a száma arányos lesz N -nel, hiszen N -féleképpen választhatjuk ki azt az egyetlen réteget, amelyen a szóródás történt.

Tekintsük most azokat a részecskéket, amelyek áthaladásuk során pontosan kétszer szóródtak! Ezeknek a száma arányos lesz

$$\binom{N}{2}$$

értékével, hiszen ennyiféleképpen választhatunk ki két réteget az N -ből. Ez a szám N másodfokú függvénye, hiszen

$$\binom{N}{2} = \frac{N(N-1)}{2}.$$

Vegyük észre, hogy a „atomi rétegek száma” (N) tulajdonképpen a fólia vastagságával arányos. Ezért az egyszer szórt részecskék száma a fólia vastagságának lineáris függvénye, a kétszer szórtaké a fólia vastagságának másodfokú függvénye stb. Rutherfordnak tehát meg kellett vizsgálnia az eltérült részecskék számát különböző vastagságú fóliákra. Ha egyenes arányosságot talált, biztos lehetett abban, hogy a nagyszögű eltérés egyedi eseményektől (egyszeres szórásból) származik, és nem többszörös szórásból. Rutherford ezeket a kísérleteket elvégezte, és a kísérleti eredmények egyértelműen az alfa-részecskék *egyszeri* szóródását bizonyították. (A mai kísérletekben is hasonló módszerrel vizsgálják meg, hogy egy céltárgy „elegendően vékony-e” az adott kísérletben, azaz, hogy ott is csak egyszeri kölcsönhatások játszódnak-e le.)

5. feladat (mindkét kategória számára, kitűzte: Berta Miklós): Amikor egy töltött részecske átlátszó közegben nagyobb sebességgel mozog, mint a fény közegbeli terjedési sebessége, Cserenkov-sugárzást bocsát ki. Tegyük fel, hogy egy részecskenyaláb, amelyben $7,47 \cdot 10^{-20}$ kg·m/s lendületű mü-mezonok és pi-mezonok keveréke halad, átlátszó közegből készült detektorra esik. Mekkora válasszuk a detektor anyagának törésmutatóját, hogy a detektor csak a mü-mezonokat detektálja a Cserenkov-sugárzás segítségével?

Adatok: $m_\pi = 2,48 \cdot 10^{-28}$ kg, $m_\mu = 1,88 \cdot 10^{-28}$ kg.

Megoldás: Mivel a detektornak csak a kisebb tömegű, ezért nagyobb sebességű mü-mezonokat kell detektálnia, ezért a közegbeli fénysebességnek a mü-mezonok sebességénél kisebbnek, de a pi-mezonok sebességénél nagyobbak kell lennie. Tehát:

$$v_\mu \geq \frac{c}{n} \geq v_\pi.$$

A részecskék sebességét a relativisztikus képletből lehet meghatározni a lendületük és a nyugalmi tömegük ismeretében:

$$\frac{v}{c} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}}.$$

Behelyettesítés után az eredmény: $1,25 < n < 1,41$.

6. feladat (mindkét kategória számára, kitűzte: Szűcs József): Egy $W_0 = 0,64$ aJ kilépési munkájú fémet monokromatikus fényvel világítunk meg.

a) Milyen hullámhosszúságú (milyen színű) fényt használjunk, hogy a fény hullámhosszának és a fémből kilépő maximális sebességű elektron de Broglie-hullámhosszának aránya a legnagyobb legyen?

b) Határozzuk meg az arány maximális értékét!

Megoldás: a) A fotoeffektus

$$b \frac{c}{\lambda} = W_0 + \frac{p^2}{2m}$$

egyenletébe helyettesítsük be az elektron de Broglie-féle hullámhosszát:

$$b \frac{c}{\lambda} = W_0 + \left(\frac{h}{\lambda_e} \right)^2.$$

Ebből

$$\frac{b}{\lambda_e} = \sqrt{\frac{2 m b c}{\lambda} - 2 m W_0}.$$

Szorozzuk be mindkét oldalt λ/b -val, s kapjuk a hullámhosszak arányát:

$$k = \frac{\lambda}{\lambda_e} = \frac{1}{b} \sqrt{2 m b c \lambda - 2 m W_0 \lambda^2}.$$

Kiemelés után kapjuk:

$$k = \frac{1}{b} \sqrt{2 m (b c \lambda - W_0 \lambda^2)}.$$

A gyök alatti, (a fény hullámhosszát tekintve másodfokú) kifejezésnek a zérushelyei 0 és $b c / W_0$ (ez éppen a λ_H határhullámhossz). A szélső érték $\lambda_H/2$ -nél, azaz $\lambda_{\max} = b c / 2 W_0 \approx 620$ nm-nél van. Ez körülbelül piros fény.

b) A maximumértékére pedig a

$$k = \sqrt{\frac{m c^2}{2 W_0}} = 252$$

értéket kapjuk.

7. feladat (mindkét kategória számára, kitűzte: Sükösd Csaba): Andris és Brigitta vitatkoznak:

A: Olvastam, hogy újabban egyre jobb eredményeket érnek el a hidrogén üzemanyagként való hasznosításában. Vannak olyan üzemanyagcellák, amelyek a hidrogén segítségével közvetlenül elektromos áramot állítanak elő. Az autópárhuzban is át lehetne térni a benzinnél a hidrogénmeghajtásra. Ha ez megvalósulna, el lehetne felejtetni az üvegházhatást okozó széndioxid-problémát, mert sem a hidrogén égésekor, sem pedig az üzemanyagcellákban nem keletkezik szén-dioxid!

B: Szerintem a kérdés nem ilyen egyszerű. A hidrogéntechnológia bevezetése önmagában még nem oldja meg az üvegházhatást, mert ... Ahhoz az kellene, hogy

Vajon hogyan érvelt Brigi?

Megoldás: A hidrogén nem energiaforrás, hiszen természetes állapotban nem áll rendelkezésre a Földön, csak energiabordozó. Ez azt jelenti, hogy előbb elő kell valahogyan állítani, és csak ez után lehet használni (mint ahogyan a villamos energia sem energiaforrás, csak energiabordozó). A hidrogén előállításához (pl. víz elektrolízise) energia kell, legalább annyi, mint amennyi energiát a hidrogén elégetésével majd visszanyerünk. A széndioxid-kibocsátás tehát csak akkor lenne mérsékelhető a hidrogéntechnológiával, ha a hidrogén előállításához is széndioxidmentes energiaforrást (vízenergia, atomenergia) használnánk.

8. feladat (mindkét kategória számára, kitűzte: Sükösd Csaba): Álmodban különös világban jártál: nem léteztek gömbölyű dolgok. Minden szögletes volt, még az atomok is kocka alakúak voltak. Fizikaórán felszólítottak, és megkérdezték, hogy milyen rendszámú az első két nemesgáz? Már majdnem rávágtad az ébrenléteből ismert választ, amikor hirtelen rájöttél, hogy ez a válasz itt nem lenne jó...

Milyen két számot mondanál az álombeli tanárnak?

Megoldás: Természetesen a kockavilágban is a legalacsonyabb energiájú állapot a csomómentes állapot, s mivel ebből csak egyféle van, ebbe itt is 2 elektron „fér el” a Pauli-elvnek megfelelően. Ezért az első nemesgáz rendszáma itt is 2. A kocka alakú világban, ahol semmi „gömbölyű” nincs, nincsenek csomógömbök sem, csak csomósíkok. Ezért a következő állapot az egy csomósíkos állapot. Ebből azonban 3 db lényegesen különböző lehet (a tér három irányának megfelelően), s a kocka szimmetriája miatt ezek azonos energiájúak. Ezek mindegyikébe a Pauli elvnek megfelelően 2-2 elektron fér. Ez összesen 6 elektront jelent az egy csomósíkos állapotokban. Ezért a következő „nemesgáz” elektronjainak száma: 8.

9. feladat (a junior kategória számára, kitűzte: Kópcsa József): A $^{222}_{86}\text{Rn}$ izotóp $5,48 \text{ MeV}$ ($8,78 \cdot 10^{-15} \text{ J}$) energiájú és $4,0015 \text{ u}$ tömegű alfa-részecské kibocsátásával bomlik. Milyen sebességgel lökődik vissza a maradékmag?

Adat: az atomi tömegegység $u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

Megoldás: Az atommag-reakció: $\text{Rn} \rightarrow \text{Po} + \alpha + 5,48 \text{ MeV}$. Ebből előbb a Po atommag tömege határozható meg, majd a lendületmegmaradás alapján a visszalökődött mag sebességét kapjuk.

10. feladat (a junior kategória számára, kitűzte: Kaszás Dezső): A Duna vizében a trícium aktivitáskoncentrációja átlagosan 6 Bq/liter . Számolja ki, hogy a vízben lévő hidrogénizotópok hányadrésze a trícium! (A trícium felezési ideje $12,3 \text{ év}$.)

Megoldás: 18 g vízben Avogadro-számmnyi vízmolekula, és dupla annyi hidrogénatom van. Ugyanennyi víz aktivitásából a tríciummagok száma meghatározható, amiből a keresett arány azonnal adódik. Eredmény: $5,05 \cdot 10^{-17}$.

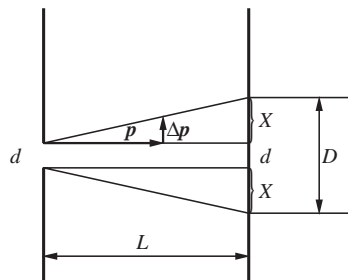
9. feladat (a szenior kategória számára, Károlyházi Frigyes feladata alapján kitűzte: Sükösd Csaba): $p = mv$ lendületű, vízszintesen haladó elektronnyalábot nagy kiterjedésű fémlapra ejtünk, amelyen kis, d átmérőjű kör alakú nyílás van. A lemez mögött L távolságra lévő fénylemezre a becsapódó elektronok megfeketítik.

a) Mekkora legyen a nyílás d átmérője, hogy a folt a lehető legkisebb legyen?

b) Mekkora lesz ekkor a folt átmérője?

Segítség: gondoljon az elektronok de Broglie-hullámhosszára, és a Heisenberg-féle határozatlansági összefüggésre.

Megoldás: Ha az elektronsugár a klasszikus fizika szabályai szerint viselkedne, akkor egy párhuzamos nyaláb a d átmérőjű nyíláson áthaladva éppen d átmérőjű foltot



Ábra a szenior kategória 9. feladatához

hagyna az ernyőn. A foltátmérő csökkentése érdekében tehát csökkenteni kell a d átmérőt nagyon kicsire. Az átmérő csökkentésével azonban egyre inkább számításba kell venni az elektronok hullámtulajdonságát is, hiszen kis résen (lyukon) a részecskehullám elhajlik, és behatol a rés mögé. Nagyon kis rés tehát nagyon nagy elhajlást okoz, és emiatt az ernyőn megjelenő folt is egyre nagyobb lesz.

Az elhajlást a Heisenberg-féle határozatlansági összefüggés segítségével becsülhetjük meg. Tekintsük most csak az egyik dimenziót, az ernyő síkjában. (A másik dimenzióra vonatkozóan hasonló a helyzet.) A lyukon áthaladó részecskéket „beszorítottuk” a lyuk méretére, a helyüket – például x irányban – d pontossággal meg tudjuk mondani, azaz $\Delta x = d$. Ennek megfelelően a résen áthaladt hullám lendületvektorának is lesz egy

$$\Delta p_x \approx \frac{\hbar}{\Delta x} = \frac{\hbar}{d}$$

bizonytalansága. A rajz alapján

$$\frac{\Delta p_x}{p} = \frac{X}{L}$$

(hasonló háromszögek). A folt átmérője tehát:

$$D = d + 2X = d + 2L \frac{\Delta p_x}{p} = d + \frac{2L\hbar}{p} \frac{1}{p}$$

Szorozzunk végig $d \neq 0$ -val, és rendezzük át az egyenletet:

$$d^2 - Dd + \frac{2L\hbar}{p} = 0.$$

A másodfokú egyenlet diszkriminánsa:

$$D^2 - \frac{8L\hbar}{p} \geq 0$$

kell ahhoz, hogy az egyenlet megoldható legyen. Ebből kapjuk:

$$D \geq \sqrt{\frac{8L\hbar}{p}}$$

A folt átmérője éppen akkor a legkisebb, amikor

$$D = \sqrt{\frac{8L\hbar}{p}}$$

Mivel a diszkrimináns ekkor éppen 0, ezért a lyuk átmé-
rője

$$d = \frac{D}{2}, \text{ azaz } d = \sqrt{\frac{2L\hbar}{p}}.$$

Megjegyzés: A minimum helyét természetesen a

$$D = d + \frac{2L\hbar}{p} \frac{1}{p}$$

egyenlet első deriváltjának 0 helye alapján egyszerűbben
meg lehetne keresni, de a differenciálás – sajnos – nem
középiskolai tananyag.

10. feladat (a szenior kategória számára, kitűzte Sükösd
Csaba): Vajda János írta *Az Űstökös* című versében:

Az égen fényes űstökös; uszálya

Az ég felétől, le a földre ér.

Mondják, ez ama „nagy”, melynek pályája

Egyenes, vissza hát soba se tér.

Haladhat-e egyenes pályán egy test a Naprendszerben
anélkül, hogy a Napba zuhanna? Indokolja meg a választ!
(A bolygók hatását hanyagoljuk el!)

Megoldás: A Naptól R távolságra levő, m tömegű ob-
jektumra a Nap

$$F_{be} = f \frac{mM}{R^2}$$

vonzóerőt gyakorol. Ez az erő a Nap középpontja felé –
„befelé” – mutat. A Nap azonban – sugárzása révén –
kifelé mutató erőt is tud gyakorolni, a fénynyomás segít-
ségével. A fénynyomás abból ered, hogy a Naptól szár-
mazó fotonok ütköznek a testtel. Ha elnyelődnek, p len-
dületet adnak át a testnek, ha pedig visszaverődnek,
akkor $2p$ lendületet adnak át. Ha a Nap időegységként
 N foton bocsát ki, akkor egy A felületű, a Naptól R távol-
ságra lévő testre időegység alatt

$$N \frac{A}{4\pi R^2}$$

foton esik. Ezzel lesz arányos a fénynyomásból száрма-
zó, a Naptól kifelé mutató erő:

$$F_{ki} = kN \frac{A}{4\pi R^2}$$

(k egy arányossági tényező). A kiszemelt testre ennek a
két erőnek az eredője hat (hiszen a bolygók hatásától
eltelünk a feladat szerint). A két erő eredője:

$$F_e = F_{be} - F_{ki} = (f m M - N A k) \frac{1}{R^2}.$$

Innen látható, hogy ha valamilyen pontban e két erő ere-
dője éppen 0, azaz

$$f m M = N A k,$$

akkor ez a Naptól bármilyen távolságra is 0 lesz. Akárhol

halad is tehát ez a test, a rá ható erők eredője mindig 0
lesz, azaz egyenes pályán fog mozogni.

A fénynyomás nagyon kis erőket tud csak létrehozni.
Ezért ahhoz, hogy az erők egyensúlya teljesüljön, az ob-
jektumnak kis m tömegűnek (kis gravitációs vonzás) és
nagy A felületűnek (sok foton csapódjon be időegység
alatt) kell lenni. Gömbszimmetrikus testek esetén a test
tömege a sugár köbével csökken, a felülete azonban csak
a sugár négyzetével. Ezért elegendően kicsiny objektu-
mok esetén a fénynyomásból származó erő akár meg is
haladhatja a gravitációs vonzóerőt, és „kifújhatja” a Nap-
rendszerből ezeket a parányi részecskéket. Tehát az
„egyenes pályájú” égi objektum nagyon kicsike...

Számítógépes feladat: Mikroszkóp látóterébe porlasztott
olajcseppek elektromos töltését kellett megmérni egy Mil-
likan-kísérletet szimuláló program segítségével. A prog-
ramhoz részletes használati utasítást kaptak a versenyzők.
A feladat végrehajtása során a versenyzők *nem* az elméleti
tudásukat mérték össze. Mivel a kísérlet végrehajtásához,
a mérési adatok kiértékeléséhez, valamint a jegyzőkönyv
megírásához rendelkezésre álló idő mindössze 90 perc
volt, a használati utasításban az olajcsepp töltésének meg-
határozásához szükséges elméleti összefoglalót is megad-
tuk, a képletekkel együtt. Voltak versenyzők, akik a 90
perc alatt 6–8 olajcsepp töltését is megmérték és az elemi
töltést meglepően pontosan meg tudták határozni.

Kísérleti feladat: A feladat béta-sugarak különböző fém-
lemezekről történő visszaverődésének vizsgálata volt. A
versenyzők rendelkezésére állt egy GM-csőves detektor,
valamint egy egyik oldalán zárt, vékony alumínium csőbe
helyezett, szabad szintnél kisebb aktivitású ^{90}Sr sugárfor-
rás. A versenyzőkkel közöltük, hogy a ^{90}Sr tisztán béta-
sugárzó. Az asztalon voltak még különböző anyagokból
(Al, Fe, Cu, Pb) készült, 2 mm vastag fémlemezek, vala-
mint Bunsen-állványok fogókkal, amelyekkel a forrást, a
detektort és a fémlemezeket különböző geometriai elren-
dezésben rögzíteni lehetett. Két kérdést tettünk fel a ver-
senyzőknek:

a) Milyen geometriai elrendezés mellett kapunk opti-
mális jel/háttér arányt? A „jel” itt a visszavert béta-intenzi-
tást jelenti.

b) A kiválasztott geometriai elrendezésben milyen
intenzitást találnál egy Au-lemezről történő visszaverő-
désnél?

Értékelés

A verseny döntőjének délelőttjén a tíz elméleti feladat
megoldására 3 óra, délután a számítógépes feladatra más-
fél óra, a kísérleti feladatra szintén másfél óra állt a ver-
senyzők rendelkezésére. Egy-egy feladat teljes megoldá-
sa 5 pontot, a számítógépes feladat teljes megoldása 25
pontot, a kísérleti feladat teljes megoldása 25 pontot hoz-
hatott, ez összesen 100 pont lehetett. Úgy tűnt, hogy a
versenyzőket a döntőben is meglepte a kibővített temati-
ka, mert az idén valamivel alacsonyabb pontszámok szü-
lettek, mint 2003-ban. A legkiválóbb szenior versenyző

78 pontot ért el (tavaly 83 pont volt a legjobb eredmény). A legjobb junior versenyző 83 pontot ért el (tavaly 71 pont volt a legjobb). Legnehezebbnek a szenior versenyzők 9. és 10. feladata bizonyult – ahogyan arra a Versenybizottság számított is. De még a 9. feladatra is érkezett két helyes megoldás. A számítógépes feladat az idén is sikert aratott: a programot sok diák és tanár kérte el Sükösd Csabától. A Versenybizottságnak meglepetést okozott a kísérleti készség vártnál is nagyobb hiánya. Biztosak vagyunk abban, hogy a diákok legnagyobb része a döntőben már olyan elméleti felkészültségű, hogy pontosan tudják, hogy a béta-sugarak nem hatolnak át fémlemezeken (ha csak az a lemez nem nagyon vékony, de ilyenkor fóliának nevezzük). Ugyanakkor a kísérlet során a kísérletet felügyelő tanároknak egy idő után be kellett avatkozni, és megmondani a versenyzőknek, hogy a csőből *csak a nyitott végén* jön ki a béta-sugárzás, mert sokan más irányokkal próbálkoztak. Hasonlóan, fel kellett arra hívni a figyelmet, hogy a sugárzás, ami kijön a csőből, többé-kevésbé kollimált, irányított. Ez jó példa arra, hogy a diákok gyakran nem tudják a gyakorlatban „aprópénzre” váltani a fejükben lévő elméleti tudást. Ezen valószínűleg lehetne segíteni több (modern fizikai) tanulói kísérlettel az iskolákban.

A legjobb helyezettek – a hagyományoknak megfelelően – felvételi kedvezményeket kapnak a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetemen, valamint a tudományegyetemeken mérnök-fizikus, fizikus és fizika-tanár szakokon.

2003-ban a Szilárd Leó-verseny első helyezettje (KOVÁCS ISTVÁN, Gyöngyös) meghívást kapott *Csermely Péter* egyetemi tanártól, a Kutató Diákokért Alapítvány vezetőjétől arra, hogy vegyen részt a Kutató Diákok Országos Konferenciáján, a káptalanfüredi táborban. Hadd idézzem Csermely Péter professzornak a Szilárd Leó-verseny versenybizottságához 2004 tavaszán írt levelének részletét:

„... Nagyon köszönöm, hogy tavaly értesített a Szilárd Leó-verseny győzteséről. Hadd mondjam el, hogy a tavalyi győztes, Kovács István (aki jelenleg évfolyamelső a fizikus szakon) közben a laboratóriumomban vállalt diákkörös munkát, és amerikai professzortársaim szerint is igen közel áll abhoz, hogy élete első igen komoly tudományos közleményét megírja.

A fentiek felbuzdulva hadd kérjem arra, hogy idén is küldje el nekünk a verseny győztesének nevét, e-mail-

címét, postacímét és mobiltelefon-számát, hogy a diákok a Kutató Diákok VIII. Országos Konferenciájára (változtatlanul ingyenesen) meghívassuk 2004. július 12 és 17 között...”

Ennek alapján a Szilárd Leó-verseny szenior kategóriájának idei győztese az idén is részt vehet a tábor munkájában.

2004-ben a díjakat a következő diákok kapták:

Szenior kategória:

I. díj: VÍGH MÁTÉ (78 pont), PTE Babits M. Gimnázium (Pécs), tanára *Koncz Károly*,

II. díj: PAPP GERGELY (73), Battthyányi K. Gimnázium (Szigetszentmiklós), *Bülgözdí László*,

III. díj: BORSÓS DÁVID (60), Boronkay Gy. Műszaki Középiskola és Gimnázium (Vác), *Jendrék Miklós*.

A döntő résztvevői közt egy leány volt: *Lantos Judit* Hódmezővásárhelyről.

Junior kategória:

I. helyezett: SZÉCHENYI GÁBOR (83), Versegly F. Gimnázium (Szolnok), *Pécsi István*,

II. helyezett: MOLNÁR KRISTÓF (63), Zrínyi M. Gimnázium (Zalaegerszeg), *Pálovics Róbert*,

III. helyezett: VINCZE JÁNOS (44) Fazekas M. Gimnázium (Debrecen), *Takács Kálmán*.

A záróülésen a tanulói díjak és oklevelek átadása után került sor az idei *Delfin-díj* átadására, amelyet minden évben a tanárok pontversenyében a legjobb eredményt elért tanárnak ítél oda a versenybizottság. Ebben az évben a Delfin-díjat SIMON PÉTER, a Leőwey Klára Gimnázium (Pécs) tanára kapta. A *Marx György Vándordíjat* – amelyet minden évben a pontversenyben legkiválóbb eredményt elért iskolának ítél oda a Versenybizottság – idén a BORONKAY GY. MŰSZAKI KÖZÉPISKOLA ÉS GIMNÁZIUM (Vác) nyerte el.

Az ünnepi beszédek után Sükösd Csaba köszönetét fejezte ki a versenyt támogató Paksi Atomerőműnek és a paksi Energetikai Szakközépiskolának, különösképpen *Csajági Sándor* tanárnak, aki 2004-ben is önzetlenül vállalta a szervezés terheinek legnagyobb részét. A versenyt 2005-ben is megrendezzük. A versenyfelhívást és a tematikát alább közöljük.

Bátorítjuk a határon túli magyar tannyelvű iskolák tanulóit is arra, hogy nevezzenek be az Országos Szilárd Leó Fizikaversenyre.

Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technika Tanszék

AZ ORSZÁGOS SZILÁRD LEÓ FIZIKAVERSENY MEGHIRDETÉSE A 2004/2005. TANÉVRE

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, a Szilárd Leó Tehetségfondó Alapítvány és a paksi Energetikai Szakközépiskola és Kollégium a 2004/2005. tanévre meghirdeti az Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt az általános és a középiskolák tanulói számára. *A versenyre jelentkezhetnek a határon túli magyar tannyelvű általános és középiskolák tanulói is.*

A versenyre I. kategóriában a középiskolák 11–12. osztályos tanulói, míg II. kategóriában az általános és a középiskolák 7–10. osztályos tanulói nevezhetnek.

A verseny kétfordulós. Az első forduló írásbeli dolgozatainak megírására a versenyre jelentkező iskolákban kerül sor, melynek időtartama 3 óra. A versenyzők minden szokásos se-

gédészektől (füzetek, könyvek és zsebszámológépek) használhatnak. A versenybizottság a II. fordulóra az I. kategóriából maximum 20 tanuló, míg a II. kategóriából maximum 10 tanuló hív be. A II. fordulón a tanulók elméleti, mérési és számítógépes feladatokat oldanak meg.

A verseny a középiskolás tananyag modern fizikai – elsősorban magfizikai és sugárvédelmi – fejezeteinek alkalmazásszintű tudását és környezetvédelmi alapismereteket kér számon.

A kijelölt témakörök a következők: mikrorészecskék leírásának alapjai, az anyag kettős természete • hőmérsékleti sugárzás törvényei, fotonok • fényelektromos jelenség, Compton-jelenség • de Broglie-összefüggés, elektronok interferenciája • Heisenberg-féle határozatlansági összefüggés • a hidrogénatom hullámmodellje • a kvantumszámok szemléletes jelentése: „s”, „p”, és „d” állapotok • az elemek periódusos rendszerének atomszerkezeti magyarázata • az atommag és szerkezete: proton, neutron • rendszám és tömegszám; magterek és kötési energia; radioaktivitás: felezési idő, gamma-, béta- és alfa-bomlás • maghasadás, neutron-láncreakció; atombomba, atomreaktor, atomerőmű; atomenergia felhasználásának lehetőségei, szükségessége és kockázata; sugárvédelmi alapismeretek; magfúzió, a Nap energiatermelése • *Hevesy György* (radioaktív nyomjelzés), *Szilárd Leó*, *Wigner Jenő* (atomreaktor) munkássága • részecskegyorsítók működési elvei • környezetvédelmi alapismeretek: például CO₂ és az üvegházhatás, ózonlyuk, radon-probléma, radioaktív hulladék elhelyezése.

A felkészülésre javasolt segédanyagok:

- Marx György: *Atommagközelben*
- Marx György: *Életrevaló atomok*
- Marx György: *Atomközelben*
- Radnóti Katalin (szerk.): *Így oldunk meg atomfizikai feladatokat*
- Radnóti Katalin (szerk.): *Modern Fizika CD*

Az egyes fordulók eredményei megtekinthetők a www.eszi.hu/Szilard/index.htm honlapon.

Az országos döntőbe bejutott tanulók könyvjutalomban részesülnek. Kategóriánként 1–3. helyezettet a Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány egyszeri ösztöndíjban részesíti.

11–12. osztályosok versenyében az első öt helyezett felvételi kedvezményben részesül fizikából a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem mérnök-fizikus szakán, valamint a tudományegyetemek fizikusi és fizikatanári szakjain.

A versenybizottság vezetője: *Sükösd Csaba* tanszékvezető egyetemi docens, BME Nukleáris Technika Tanszék. Címe: 1521 Budapest, Műegyetem rkp. 9. E-mail: sukosd@reak.bme.hu. Telefon: 1-463-2523, fax: 1-463-1954.

A verseny felelőse *Csajági Sándor*, az Energetikai Szakközépiskola és Kollégium tanára. Címe: 7030 Paks, Dózsa György u. 95. E-mail: csajagi@eszi.hu Telefon: 75-519-300, fax: 75-414-282.

Az iskolák a versenyre 2004. december 15-ig jelentkezhetnek az Eötvös Loránd Fizikai Társulat titkárságán a versenyzők nevének, kategóriájának feltüntetésével. (1027 Budapest, Fő u. 68. Telefon/fax: 1-201-8682). Nevezési díj nincs.

Az első forduló időpontja 2005. február 7. 14–17 óráig.

A feladatlapokat a javítókulccsal együtt a Versenybizottság az Eötvös Loránd Fizikai Társulaton keresztül küldi meg a nevező iskoláknak a jelentkezések számának megfelelően.

Az első forduló dolgozatait a szaktanárok javítják és legkésőbb *2005. február 11-én* postázzák az Eötvös Loránd Fizikai Társulat címére.

A versenybizottság a beküldött dolgozatokat ellenőrzi, majd az első forduló eredményéről az értesítést legkésőbb *2005. február 28-ig* postázza a döntőbe jutott tanulók iskoláinak.

A II. forduló 2005. április 8. és 10. között kerül megrendezésre Pakson. A versenyzők szállásköltségét a rendezők fedezik. A versenyzők és kísérő tanárok étkezési és útiköltségét, valamint a kísérő tanárok szállásköltségét a nevező iskolának kell biztosítania.

*Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány
Energetikai Szakközépiskola és Kollégium*

RÁTZ TANÁR ÚR ÉLETMŰDÍJ – 2004 Matematika-, fizika-, kémia tanárok elismerésére

Az Ericsson Magyarország Kft., a Graphisoft Rt. és a Richter Gedeon Rt. közös díjat alapított tanároknak, melyet a Fasori Gimnázium legendás hírvé matematikatanáráról *Rátság Tanár Úr Élelműdíj*nek nevezett el. E díj gondozására létrejött Alapítvány a Magyar Természettudományos Oktatásért a jelöltenként 1 000 000 forinttal járó elismerést minden évben két-két matematika-, fizika- és kémia tanárnak ítéli oda.

A díjra a közoktatás 5–12. évfolyamain matematikát és/vagy fizikát és/vagy kémiát tanító (vagy egykor tanító) aktív tanárok tejeszthetők fel írásban szakmai és társadalmi szervezetek, az ajánlott tanár tevékenységét jól ismerő kollektívák által.

A felterjesztés feltétele, hogy a jelölt a közoktatás területén – nem szervezői munkakörben – dolgozó, az 5–12. évfolyamokon több éven át kimagasló oktató–nevelő tevékenységet végző/végzett olyan tanár legyen,

– aki a fenti tantárgyak közül legalább az egyiket több éven át eredményesen tanította, tanítványai a középiskolában és/

vagy a felsőfokú intézményekben sikerrel állják/állták meg a helyüket,

– akinek tanítványai az országos hazai és/vagy nemzetközi versenyeken a fenti tantárgyak valamelyikében az elsők között szerepeltek vagy többször a döntőbe jutottak,

– aki tevékenységében gondot fordít a hátrányos helyzetű, tehetséges diákok felfedezésére, tudásuk gyarapítására,

– aki jelentős szerepet vállal a fenti három tantárgy valamelyikéhez kapcsolódó országos, regionális vagy iskolai szakmai programok (pl. versenyek, továbbképzések, tanácskozások) megszervezésében, a program tartalmának felépítésében és kivitelezésében (pl. előadások tartása, szakanyagok készítése, friss információ továbbítása),

– aki rendszeresen továbbképezi magát, tájékozott az adott tudomány területén elért eredményekről, a tantárgy tanításával kapcsolatos aktualitásokról, tapasztalatait megosztja kollégáival,

- szakmai lapokban publikál, könyveket, tankönyveket, tanítási segédleteket írt vagy ír,
- aki a szaktárgyi felkészítés mellett hivatásának tekinti tanítványai nevelését, személyiségük fejlesztését, problémáik megoldásához segítséget nyújt,
- akinek személyisége, szakértelme, egész életvitele példamutató.

A díjakat a Bolyai János Matematikai Társulat és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat díjbizottságai, valamint a Magyar Kémikusok Egyesülete ajánlásai alapján a három cég által felkért Alapítvány a Magyar Természettudományos Oktatásért Kuratóriuma – melynek elnöke *Kroó Norbert*, a Magyar Tudományos Akadémia főtitkára – ítéli oda az adott év kitüntetettjeinek.

A három tudományos társaság a beérkezett ajánlásokat a fenti feltételek szellemében értékeli, s ennek alapján teszi

meg javaslatait a díjazottakra 2004. október 8-ig. Ezen javaslatok alapján hozza meg döntését az Alapítvány a Magyar Természettudományos Oktatásért Kuratóriuma 2004. október 25-ig. A díj átadására 2004. novemberében kerül sor. Az írásos felterjesztéseket legkésőbb 2004. szeptember 13-ig kérjük eljuttatni – illetékesség szerint – a Bolyai János Matematikai Társulathoz vagy az Eötvös Loránd Fizikai Társulathoz (mindkettő címe 1027 Budapest, Fő utca 68.), illetve a Richter Geodeon Alapítvány a Magyar Kémia Oktatásért (1475 Budapest 10, Pf. 27.) címére. A borítékra, jól láthatóan írják rá, hogy „Rätz Tanár Úr Életműdíj”. Az elmúlt év felterjesztéseit – ha azt továbbra is fenntartják a javaslattevők – ismételt írásban kell megerősíteni!

Alapítvány a Magyar Természettudományos Oktatásért Kuratóriuma

VÉLEMÉNYEK

IDEGEN SZAVAK ÉS A TANÍTÁS

Végh László
MTA ATOMKI

Az anyanyelv védelme és fejlesztése valamennyi nemzet fontos feladata. Nem csupán ízlés vagy érzelmek kérdése a nyelvhasználat tisztasága. Azért van szükségünk rá, hogy minél pontosabban és teljesebben meg tudjuk érteni egymást.

Minden nyelvet érnek külső hatások. Ilyen hatásoknak a Kárpát-medencében élő népek nyelvei mindig is ki voltak téve, mivel e terület minden időkből a népek országútja volt. A magyar nyelvbe is bekerültek idegen szavak. Elsősorban a korábban nem ismert dolgok, fogalmak stb. megnevezésére használatosak idegen eredetű vagy idegen kifejezések.

Igen sokan nem értik a nyelvbe bekerülő idegen kifejezéseket. Akik a már „meghonosodottnak” tekintett idegen szavakat használják, nagyon sokszor nem ugyanazt értik ugyanazon a kifejezésen. Ez mindig is számtalan félreértés vagy pontatlanság forrása volt. Az idegen szavak használata komolyabb gond a magyar nyelvben, mint az indoeurópai nyelvekben, melyek az európai nyelvek nagy többségét alkotják. Az alapvetően hasonló rendszerre épült, alig ezer éves és aránylag gyorsan fejlődő nyelvek – az újlatin, szláv, germán nyelvek – könnyebben átveszik egymás szavait, fordulatait.

Hosszú századokon át a teljesen más felépítésű, valószínűleg nagyon ősi eredetű magyar nyelv számára az idegen eredetű szókészlet nehezebben volt befogadható. A magyar nyelv az indoeurópai nyelvektől eltérően meglepően egységes és kevésbé változó. A csángó beszédet – bár túlnyúlunk sok évszázada elszakadt néptörzsek tájnyelvén szólni hozzánk – miután megszoktuk a különös hangzást, könnyen megértjük. A szerkezetek, szavak ugyanazok, mint a mai magyarban. Sok évszázada írt magyar versek, kivéve a bennük megjelenő görög–latin szavakat, könnyen olvashatók. Néhányat akár ma is írhatták volna. Szintén jól ért-

jük legrégebbi nyelvemlékeinket is, ha leszámítjuk a magyarnál jóval kevesebb betűt tartalmazó latin ábécével való lejegyzésből eredő nehézségeket.

A magyar nyelv erejének titka egyszerű szerkezetében rejlik. Szókincse 700–800 gyökre, azok származékaira, képzett, ragozott változataira épül. A nyelvújítási mozgalom is a gyökrendszerre alapozott, akkor ismerték fel annak jelentőségét. Mit jelent a gyökrendszer léte? Nézzük például a *fog* szavunkat, amelyik egy a fenti pár száz gyök közül. Főnévként az, amivel rágunk, igeiként, hogy megfogunk valamit. Mindkettőnek azonos a képi jelentése. Az ehhez kötődő nagyszámú szavunk: fogad, fogadó, fogados, fogás, fogadalom, fogalmaz, fogalom, fogan, foganatosít, fogantyú, fogas, fogdos, fogékony, fogház, foghegyről, foglal, foglalkozás, foglaló, fogó, fogócska, fogoly stb. mind különböző szavaink, de magukban hordozzák az eredeti, képpel is rögzíthető tartalmat. Többi tisztán magyar szavunk is ilyen gyökökhöz kötődik.

Tudatunk a dolgokat egymáshoz köteve tárolja. Agykérünk idegsejtjeinek hálózata a csatolásoknak megfelelően keresi, azonosítja, hívja elő a megfelelő fogalmakat. Példaként gondoljunk a következő két kifejezésre: találó fogalom, adekvát koncepció. A beszélő számára ugyanazt jelenthetik, de a két kifejezést feldolgozó agykérgi folyamat között valószínűleg, jelentős különbség van. Az első mögött rögtön ott van a tudati képi megjelenítés, és az egymáshoz kötődő rokonszavak ezrei segítenek az értelmezésben. A második esetben tudatunknak mindkét szót először át kell fordítani magyarra, és utána jöhet az értelmezés.

Emiatt a magyar anyanyelvű ember a tisztán magyarul mondottakat nagyon könnyen és gyorsan megérti. Természetesen más nyelvekben is található hasonló szövegek, gondoljunk például az idegen eredetű gén, generál, generáció stb. szavakra. A szövegek az európai

nyelvek közül, a többitől különböző szerkezete miatt, a magyarban lehetnek a legterebélyesebbek. Ha megnézzük a magyar–angol új nagyszótárt,¹ például az „egy”-gyel kezdődő szavak több mint 13 oldalt töltenek meg. Az angol megfelelőik csaknem a lehető legváltozatosabbak. Az angol–magyar szótárban az első szótag egybeesése csak hangzásbeli, a megfelelő szavak jelentése között az esetek nagy többségében véletlenszerű. Nem ennyire kifejezetten, de hasonló a helyzet a többi mai indoeurópai eredetű nyelvvel is.

Sokat beszélnek arról, mi a titka annak, hogy a házáknál elszármazottak között annyira sok nagyon nagy tudós és más kiemelkedő személy van. Ennek egy jelentős tényezője a magyar nyelven való gondolkodás lehet.²

Ezért ha azt szeretnénk, hogy megértsenek bennünket, meg mi is jobban értsünk dolgokat, beszéljünk, írjunk tisztán magyarul. Bárki megkísérelheti, mennyire könnyebb lesz sok minden. Ha nem ért valamit, fordítsa át tisztán magyarra, lehet, hogy azonnal túljut a holtpontra. Nem véletlen a magyar népnév és a magyaráz ige közös alakja. Tiszta magyar nyelven beszélni nemcsak szép, hanem hasznos és gazdaságos is egyben.

Az idegen és idegen eredetű szavak használatának kerülése a tanításban különösen fontos kérdés. Ha az óvónő, a tanító, a tanár, a főiskolai, egyetemi oktató valamit meg akar magyarázni, értetni, a szóhasználaton nagyon sok múlhat. Ha ezek tiszta magyar nyelven magyaráznak, a kisgyerek, a tanuló, a hallgató számára megakaratják az idegen vagy idegen eredetű szavak tudati feldolgozásával járó többletterhelést. Ennek elkerülése nagyon sok esetben a megértést jelentheti. Bárki meggyőződhet arról, ha az eddig általa is állandóan használt idegen eredetű szakkifejezést magyarra sikerül cserélnie, akkor egyben olyan összefüggéseket ismerhet fel, amelyekre eddig nem gondolt.

¹ ORSZÁGH LÁSZLÓ, FUTÁSZ DEZSŐ ÉS KÖVECSESZ ZOLTÁN: *Magyar–angol nagyszótár* – Akadémiai Kiadó, 1998; ORSZÁGH LÁSZLÓ, MAGYAR TAMÁS: *Angol–magyar nagyszótár* – Akadémiai Kiadó, 1998.

² Arról, hogy miképpen függ(het) össze a magyar nyelv szerkezete és a magyar fizikusok sikeressége, lásd *Balázs Nándor* fejtegetéseit a *Valóság* 1990/12. számában. Ez a cikk bekerült a *Staar Gyula* szerkesztésében megjelent *Megszállottak. Öt magyar fizikus* című kötetbe (Tyopotex, 1991) is.

Mint egyetemi oktató, az utóbbi bő évtizedben sok ezernyi hallgatót vizsgáztattam szóban. A vizsgázók túlnyomórészt az általam készített, félévenként megújított jegyzetektől készülnek. Hamar rá kellett jönnöm arra, hogy a vizsgázók nagy többsége egyszerűen nem érti az idegen kifejezéseket, és nem is tőri magát azzal, hogy az ilyen szavakat tartalmazó mondatokkal túl sokat foglalkozzon. Mivel az így fogalmazott anyagot jóval nehezebben tanulták, kénytelen voltam elhagyni a jegyzetektől az idegen szavakat.

Nem nehéz megértenünk, miért okoz a mai középis-kolásoknak, egyetemistáknak komolyabb nehézséget az egyes szaktárgyak görög–latin eredetű szakszavai. Régen mindenki, aki felsőbb iskolába került és ott magasabb színvonalú természettudományos oktatásban részesült, egyúttal tanult nemcsak latint, hanem görögöt is. Ennélfogva a szakszavakat ismerősként fogadhatta. Megnézve nagyszüleink népiskolai bizonyítványait, a tanult tárgyakat bizony számtanként, mértanként, természetrajzként stb. jegyezték be. Joggal tételezhetjük fel, hogy a korabeli népiskolai tankönyvek és tanítók szintén kerültk az idegen és idegen eredetű szavakat.

Nem kell részletezni, mennyi gonddal küzd manapság a természettudományt tanító tanár. A tanítás hatékonyságának növelésére a szaknyelv és a tankönyvek magyarázása ajánlkozó lehetőség. Magam is tapasztalom, hogy a *lendület* és *perdiület* szavak mennyire kiszorították az *impulzus* és az *impulzusmomentum* kifejezéseket. Hasonlóan érthetőbbé, világosabbá tenni szaknyelvünket valamennyiünk szép feladata. Ha valamelyik idegen eredetű szakszóra nem találjuk a megfelelő magyar kifejezést, az egyben annak is a jele lehet, hogy mi magunk sem értjük igazán, mit takar az illető fogalom.

Mivel a magyar nyelvet manapság elárasztó idegen szavak sok mindenkit zavarnak, a magyar megfelelőket tartalmazó kiadványokból egyre több jelenik meg. Közülük a könnyen kezelhető, az idegen és idegen eredetű szavak többségére több változatot is megadó munkák használata az ajánlatos.³

³ A magyarázó kiadványok közül MOLNOS ANGÉLA: *Magyarázó könyvecske* (LSZM Alapítvány, Debrecen, 2001, negyedik, bővített kiadás) című munkája nemcsak az idegen, hanem az idegen eredetű szavak jó részére is ajánl tisztán magyar megfelelőket.

HÍREK – ESEMÉNYEK

2004. ÉVI BOLYAI-NAP

A június 23-án, a 2004. évi Bolyai-nap alkalmából *Vizi E. Szilveszter*, az MTA elnöke átadta az MTA Bolyai-plakett kitüntetését a fizika területén *Vitos Leventének*, továbbá Bolyai-ösztöndíjuk időtartama alatt végzett, eredményesnek ítélt munkájuk elismeréseként Emléklapot kaptak a fizikai tudományban a következők: *Fülöp Zsolt*, *Lajkó*

Péter, *Legeza Örs Tibor*, *Szolnoki Attila János*, *Vitos Levente*, *Erostyák János*, *Szilágyi Edit Olga*.

A Bolyai Kutatói Ösztöndíj kuratóriumának tagjai átadták a 2004-ben felvett ösztöndíjasok okleveleit a 450 pályázó közül sikerrel pályázott 158 fő részére, akik a tudományok minden területéről kerültek ki.

KITÜNTETÉS

2004. augusztus 20-a, államalapító Szent István király ünnepe alkalmából *Mádl Ferenc*, a Magyar Köztársaság elnöke a Magyar Köztársasági Érdemrend Középkeresztje

a Csillaggal (polgári tagozata) kitüntetés adományozta *Króó Norbert* fizikusnak, a Magyar Tudományos Akadémia főtitkárának.

2004. ÉVI HEVESY-ÉREM

Vértes Attila akadémikus, az ELTE Magkémiai Tanszék egyetemi tanára kapta a 2004. évi Hevesy-érmet. A díj átadására 2004. június 21-én a nagy-britanniai Guildfordban, ünnepélyes keretek között került sor, egy nemzetközi konferencia megnyitóján (*11th Internatio-*

nal Conference on Modern Trends in Activation Analysis). *Vértes Attila* főszerkesztésében *Nuclear Chemistry* című ötkötetes kézikönyvet jelentetett meg a Kluwer Kiadó. (Megjelent a *Magyar Kémikusok Lapjában*, 2004/9. szám)

TERMÉSZET VILÁGA MAGYAR ÖRÖKSÉG-DÍJBAN RÉSZESÜLT

A *Szily Kálmán* által 1869. január 1-jén – 9 hónappal korábban, mint az angol *Nature* – alapított *Természettudományi Közlöny*, mai nevén *Természet Világa* részére 2004. március 20-án Magyar Örökség-díjáról szóló oklevelet adtak át ünnepélyes keretek között a Nemzeti Múzeumban, a műszaki, élő- és természettudományok és kultúra területén kifejtett sok évtizedes tudományos ismeretterjesztő tevékenysége elismeréseként. A kitüntetés odaítélését a világ minden tájáról érkező olvasói, hazai társadalmi szervezetek és tudósok, tanárok, mérnökök javaslata alapján ítélte oda a Magyar Örökség és Európa Egyesület által felkért testület.

A folyóiratot a Szerkesztőbizottságban működő, számos neves akadémikusunk és a tudományok különböző területein alkotó tudós, mérnök, orvos érzi magáénak, formálja, szervezi a laphoz beérkező írásokat a közel másfél évtizede főszerkesztőként működő *Staar Gyula* vezényletével. Ezek az írások a múltban számos, ma világhírű tudós – *Eötvös Loránd*, *Herman Ottó*, *Bay Zoltán*, *Szent-Györgyi Albert* és mások – tollából jelentek meg, jelenleg pedig a műszaki-tudományos élet, oktatás minden területén dolgozóktól kezdve a tanuló ifjúság köreiből kerülnek ki.

FELHÍVÁS A GÁBOR DÉNES-DÍJ 2004. ÉVI FELTERJESZTÉSÉRE

A NOVOFER Alapítvány Kuratóriuma kéri a gazdasági tevékenységeket folytató társaságok, kutatással/fejlesztéssel foglalkozó intézmények, kamarák, műszaki és természettudományi egyesületek, szakmai szervezetek, szövetségek, továbbá a korábban Gábor Dénes-díjjal kitüntettek részéről a

2004. évi Gábor Dénes-díjra

történő felterjesztését olyan magyar állampolgársággal rendelkező, szakmailag ismert, kreatív, innovatív személyeknek, akik

– kiemelkedő tudományos, kutató-fejlesztő tevékenységet folytatnak,

– jelentős tudományos és/vagy műszaki-szellemi alkotást hoztak létre,

– személyes közreműködésükkel jelentős mértékben és közvetlenül járultak hozzá intézményük innovációs tevékenységéhez,

– a környezetvédelem területén kimagasló eredményt értek el.

A díj személyre szóló, közösségek nem jelölhetők. A díj nem életpálya elismerését, hanem kiemelkedő teljesítmény elismerését célozza.

Beküldési határidő: 2004. október 11. További információ és adatlap: www.novofer.hu/w_gabord.html

FIZIKUSNAPTÁR

Az MTA Fizikai Tudományok Osztálya 2004. szeptember 22-én *CERN és a magyar részecskefizikusok* címmel tudományos ülést rendez a CERN megalapításának 50. és Magyarország CERN tagságának 10. évfordulója alkalmából.

ŰRTANÍTÁS 2004

A tavaly decemberben megtartott első, tanárok számára rendezett, űrkutatással foglalkozó konferencia sikere és a résztvevők kívánsága alapján a Magyar Asztronautikai Társaság (MANT) 2004. április 17-én megrendezte a második, egész napos konferenciáját. A Puskás Tivadar Távközlési Technikum vezetősége ismét helyet biztosított a rendezvény számára, ahol magas színvonalon sikerült lebonyolítani az előadásokat. A témák ezúttal a következők voltak:

Almár Iván: Megnyitó – újdonságok

Gödör Éva: Égen-földön távközlés

Both Előd: Karrierlehetőségek a magyar űrkutatásban

Szabó József: Űrdinamika

Neizer Zita: Látványos űrtani kísérletek

Frey Sándor: Mi a súlytalanság és mi a mikrogravitáció?

Mészáros István: Űrélettan

Szentpéteri László: Mindennapi helymeghatározás

Az egyes előadások anyaga PowerPoint prezentációban a Puskás Technikum honlapján elérhető (www.puskas.hu). A résztvevők egybehangzó igénye, hogy folytatódjék az Űrtanítás sorozata, évente két rendezvényt megtartva. Ezért a MANT megkezdte az őszi Űrtanítás előszervezését. Ha e sorok olvasójának van tanár ismerőse, kérjük, tájékoztassa az Űrtanítás tanári továbbképző konferenciáról, ahol minden érdeklődő tanárkollégát szívesen látnak. A MANT honlapján (www.mant.hu) időben közzéteszik a következő Űrtanítás dátumát és programját.

WIGNER JENŐ MUNKÁSSÁGA MAGYAR ÖRÖKSÉG

A Magyar Örökség és Európa Egyesület által felkért bizottság állampolgári javaslatok alapján meghozott döntése szerint Magyar Örökség lett *Wigner Jenő* (1902–1995) bu-

dapesti születésű Nobel-díjas tudós elméleti fizikai munkássága. A Magyar Örökség-díj kitüntetető okleveleket 2004. június 26-án a Magyar Tudományos Akadémián adták át.

NEMZETKÖZI TUDOMÁNYTÖRTÉNETI KONFERENCIA SZOMBATHELYEN ÉS KESZTHELYEN

2004. július 11–16.

A szombathelyi Berzsényi Dániel Főiskola (BDF) Fizika Tanszékének Tudománytörténeti Kutatócsoportja a magyar fizikusok életművének feldolgozásával és a kutatási eredményeknek az oktatásban történő felhasználásával foglalkozik az Országos Tudományos Kutatási Alap támogatásával. Munkakapcsolatuk van a Manitobai Egyetem (Kanada) hasonló profilú munkaközösségével, melynek vezetője *Arthur O. Stinner* professzor. Ez a csoport eddigi konferenciáit Kanadában és Németországban tartotta. Idén az ötödik összejövetelüket Magyarországon,

Keszthelyen *Kovács László* vezetésével rendezték meg. A keszthelyi munkát a Veszprémi Egyetem Georgikon Mezőgazdaságtudományi Kar Informatikai Tanszéke segítette *Berke József* és *Szolcsányi Éva* irányításával.

A résztvevők Keszthely előtt műhelyfoglalkozásokat tartottak azokon az európai egyetemeken, ahol a kutatócsoportnak tagjai vannak. Szombathelyre Oldenburg és München után jöttek.

A BDF főbejáratánál a római légió helyi katonái tisztelegtek a Bécsből autóbusszon érkező, mintegy negyven



kutató előtt. A Fizika Tanszéken megismerkedtek az itt folyó fizikatörténeti kutatások eredményeivel, megtekintették a posztereket, szakdolgozatokat, szobrokat és a régi kísérleti eszközök működtethető példányait. A világ minden tájáról érkező vendégek meghallgatták *Mitre Zoltán* másodéves fizika szakos hallgató előadását sikeres norvégiai, vardói expedíciójáról. Tanárjelöltünk az eredeti helyszínen, a Városházán díszelgő Hell Miksa-emléktábla közelében megismételte középkori csillagásznak megfigyelését: modern eszközökkel rögzítette a Vénusz átvonulását a Nap előtt.

A látogatás római lakomával zárult, melyhez a lantmuzsikát a Művészeti Szakközépiskola tehetséges diákja, *Flóra László* szolgáltatta.

A keszthelyi konferencián a magyar előadók központi témája a világhírű magyar fizikus, *Zemplén Győző* munkás-

sága és a tiszteletére szervezett fizikai tanulmányverseny volt (*Abonyi Iván*, Kovács László és *Zemplén Gábor Áron*, aki Zemplén dédunokája). Nagy érdeklődés kísérte *Jeszenszky Sándor* demonstrációs röntgenkészülékkel végzett kísérleteit. Minden résztvevő kapott egy *Zemplén a tudós és tanár* című angol nyelvű, a Fizika Tanszék könyvsorozatában megjelenő, erre az alkalomra készített kiadványt.

A külföldi előadók közül ki kell emelni A.O. Stinner *Einsteinről, Igal Galili* (Jeruzsálem) a fénysugarakról és *Roger Stuewer* (USA) történeti meglepetésekről szóló előadását.

A konferenciát gazdag kulturális valamint szigligeti, cserzegei és kis-balatoni program színesítette.

Kovács László
BDF, Szombathely

KÖNYVESPOLC

V.N. Gribov: GAUGE THEORIES AND QUARK CONFINEMENT (Phasis, 2002); THE GRIBOV THEORY OF QUARK CONFINEMENT (World Scientific, 2001); GRIBOV LECTURES ON THEORETICAL PHYSICS (Cambridge University Press 2001, 2003)

Vlagyimir Naumovics Gribov, az elméleti részecskefizika és a térelmélet kiemelkedő kutatója, 1962-től 1980-ig a Leningrádi (Szentpétervári) Magfizikai Intézet (LIYaF) Elméleti Osztályát vezette.¹ 1980-tól élete végéig, 1997-ig, a moszkvai Landau Elméleti Fizikai Intézet Részecskefizikai Osztályának vezetője volt. 1981-ben kötött házassága Budapestet is otthonává tette. Ettől az évtől kezdve a Landau Intézetben betöltött tisztségével párhuzamosan az MTA KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézetének (RMKI) tudományos tanácsadója volt.

Gribov alapvető felismerésekkel gazdagította a kvantum-elektrodinamikát, a neutrínófizikát, a nagyenergiájú kölcsönhatások elméletét, a nem-abeli kvantumtérelméletet, és kidolgozta a kvarkbezárás róla elnevezett elméletét.

Életének fontos része volt az oktatómunka is. A 70-es években a Leningrádi Egyetemen (a 80-as és 90-es években pedig az ELTE-n, illetve a Bonni Egyetemen) elméleti részecskefizika- és kvantumtérelmélet-kurzusokat tartott. 1969-ben a Fizikai–Technikai Intézet kutatóinak előadássorozatban ismertette a komplex impulzusmomentum nagyrészt általa kidolgozott relativisztikus elméletét. A LIYaF 1974-es téli iskoláján egyetemi szintű kvantumelektrodinamika-kurzust tartott. Ezek az előadások 1970-ben, illetve 1974-ben (a harkovi Fizikai–Technikai Intézet preprintjeként, illetve a LIYaF kiadásában) megjelentek oroszul, és jelenleg is fontos forrásmunkának tekintik őket.

A 90-es évek elején Gribov és felesége, *Nyíri Júlia*, az RMKI Elméleti Főosztályának tudományos főmunkatársa elhatározta, hogy a *Kvantumelektrodinamika és az erős kölcsönhatások* című kurzust megjelenteti angol nyelvű tankönyvként. Az elektrodinamika angol változata még Gribov életében elkészült, de a

szöveg véglegesítésében (szándékában állt új kutatási eredményekkel kiegészíteni) már nem vehetett részt. A könyvet, amelynek kéziratát Gribov néhány volt tanítványa ellenőrizte, a Cambridge University Press adta ki 2001-ben *Quantum Electrodynamics* címen, a *Gribov Lectures on Theoretical Physics* sorozat első köteteként.

A kvantumelektrodinamika felépítésekor Gribov nem a szokásos utat követi. Részecskekeltő és -elnyelő operátorok bevezetése nélkül, a kvantummechanikai potenciálszórás Green-függvényének relativisztikus általánosításával jut el a kvantum-elektrodinamikai Green-függvényekig, majd a szórásamplitúdóig és a kötött állapotokig. A Green-függvénytechnika mesterei közül Gribov egész munkáját áthatja.

A Cambridge University Press vállalta, hogy *The Theory of Complex Angular Momenta* címen kiadja a komplex impulzusmomentum elméletéről szóló előadás-sorozatot is, mivel annak tartalma harminc év elteltével is aktuális. A könyv 2003-ban jelent meg, a *Gribov Lectures on Theoretical Physics* sorozat második köteteként. Már folyamatban van a sorozat utolsó, harmadik tagjának, a *Strong Interactions* című tankönyvnek sajtó alá rendezése. Ez a könyv Gribovnak a Leningrádi Egyetemen tartott erős kölcsönhatások kurzusát fogja tartalmazni, amely több, volt tanítványának, jelenleg neves kutatónak, jegyzeteiben maradt fenn.

A tankönyvsorozattól függetlenül, a moszkvai Phasis kiadó 2002-ben *Gauge Theories and Quark Confinement* címen megjelentetett egy teljességre törekvő gyűjteményt Gribov e témakörbe tartozó cikkeiből és preprintként fennmaradt előadásából. E gyűjteményből nyomon követhető, hogy a nem-abeli mértékelmélet területén tett felismerésektől és a hadron–hadron kölcsönhatások téridő-szerkezetének vizsgálatától hogyan ve-

¹ Ez az osztály 1971-ig a Ioffe Fizikai–Technikai Intézetben működött.

zetett az út a kvarkbezárás Gribov-féle elméletéhez, amelyen 1977-től élete végéig dolgozott. Említésre méltó, hogy a kvarkbezárás elméletének kidolgozása során mintegy melléktermékként Gribov 1996-ban megkapta a kvantumelektrodinamika egyik nyitott kérdésének, a Landau-pólussal kapcsolatos zérus töltés problémájának megoldását. Az erről szóló nem nyomdakész, kézírásos munkapéldányt Nyíri Júlia fordította angolra. Így ez a fontos munka is bekerülhetett az említett cikkgyűjteménybe. A kvarkbezárás elméletéről szóló cikkeket a World Scientific kiadó is megjelentette *The Gribov Theory of Quark Confinement* címen 2002-ben.

Frenkel Andor
KFKI RMKI

Az érdeklődők számára megadjuk a Gribov-könyvek adatait:
V.N. GRIBOV, J. NYIRI: *Quantum Electrodynamics*, Gribov Lectures on Theoretical Physics – Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, Cambridge (2001); ISBN 0-521-66228-1
V.N. GRIBOV: *The Theory of Complex Angular Momenta*, Gribov Lectures on Theoretical Physics – Cambridge Monographs on Mathematical Physics, Cambridge (2003); ISBN 0-521-81834-6
(Ezek a könyvek a www.cambridge.com honlapon található meg.)
V.N. GRIBOV: *Gauge Theories and Quark Confinement* – Phasis, Moscow (2002); ISBN 5-7036-0072-3
Megrendelhető: www.prosporo.hu/gribov.html
The Gribov Theory of Quark Confinement (ed. J. Nyíri) – World Scientific, Singapore (2001); ISBN 981-02-4709-5
www.worldscientific.com

E. Szabó László: A NYITOTT JÖVŐ PROBLÉMÁJA – VÉLETLEN, KAUZALITÁS ÉS DETERMINIZMUS A FIZIKÁBAN

Typotex Kiadó, Budapest, 2002, 256 o., 2800 Ft

A könyv címe után esetleg arra gondolhatna az ember, hogy egy ismeretterjesztő műről van szó, pedig egyáltalán nem ez a helyzet. Ehelyett a modern fizika, elsősorban a kvantummechanikára vonatkozó legújabb kísérletek leírását és ezek értelmezését kapjuk a megfelelő matematikai apparátus felhasználásával. A jegyzetekben és a bibliográfiában nemcsak a kilencvenes években publikált munkákra, de még 2000, sőt 2001 és 2002-ben megjelentekre is találunk hivatkozást (természetesen a korábbiakon kívül). A szerző egyébként elméleti fizikus, aki az ELTE-n tudományfilozófiát is tanít.

A tárgyalás előterében a determinizmus és az indeterminizmus kérdésköre áll. Végző következtetése, hogy a kvantummechanikával nem lehet igazolni az indeterminizmust, a kvantummechanikán alapuló megmondásokból nem következik az akarat szabadsága. Viszont: „*A szabad akarat fenomenológiája ... tökéletesen értelmezhető egy determinisztikus világban. Vegyük azonban észre, hogy mindez elmondható lett volna egy indeterminisztikus világban is. Más szóval, az akarat szabadságának fenomenológiája tökéletesen érzéketlen arra nézve, vajon a világ determinisztikus-e vagy sem.*” (220. o.) Ez a bizonyos fenomenológia azt a szubjektív élményt jelenti, hogy cse-

lekedeteinket – bizonyos korlátok között – magunk irányítjuk, bizonyos kérdésekben magunk döntünk, és adott esetben dönthetünk így is, úgy is.

A könyv különben a bevezetésen, illetve a bibliográfián, valamint a név- és tárgymutatón kívül tíz fejezetre tagolódik. Ezek közül a második öt (6–10. fejezet) kifejezetten a kvantummechanika – így mondhatjuk – legmodernebb problematikájával foglalkozik, illetve ennek következményeivel a világ determinált vagy indeterminált voltára, valamint az akarat szabadságára vonatkozólag. Az első öt fejezet közül kettő (1. és 2. fejezet) elsősorban a relativitáselmélet idő fogalmát az ezzel kapcsolatos problémákat, valamint ennek következményeit tárgyalja. Eközben a következő meglepő megállapítást teszi: „... *a fizika empirikusan megragadható tartalmait illetően az Einstein-féle relativitáselmélet, valamint a Lorentz-elmélet teljesen ekvivalens, más szóval a két elmélet között kísérletek segítségével dönteni lehetetlen.*” (28. o.) A determinizmus és a kauzalitás meghatározásai és az ezzel kapcsolatos további kérdések a 3. és 5. fejezet tárgya. Külön fejezet van szentelve a klasszikus valószínűségelmélet alapjainak (4. fejezet).

Berényi Dénes

HOGYAN KEDVELTESSÜK MEG A TERMÉSZETTUDOMÁNYOKAT GYEREKEINKKEL?

A *European Chemical News* idei márciusi számában jelent meg a *Kerüljünk közel a fiatal tudósokhoz* című beszámoló a www.sciencenewsforkids.com helyen található, induló honlapról.

A DuPont amerikai óriáscég kutatási és oktatási központja, a Honda Alapítvány és a Bristol–Myers–Squibb által indított és támogatott, és hetente megújuló honlap kifejezetten a fiatalokat szólítja meg. A fiatal itt a 9–13 éves korosztályt jelenti: nyilvánvaló, hogy ha ebben a korban nem szereti meg valaki a természettudományokat, az örökre kívülálló marad. A DuPont másik felismerése, hogy az alkalmazottak 80%-ának nincs semmilyen matematikai vagy mérnöki végzettsége. Tehát szükség van arra, hogy ilyen ismereteket ebben a korban megszerezzenek. Igen gyakran ezt a szülőiktől sem kaphatják meg.

Ezért indult 2003-ban ez a honlap. Hiába próbáljuk ezt a korosztályt könyvekkel elérni, az internet az egyetlen eszköz, mely közel áll hozzájuk. A honlapon a mezőgazdaság, a kémia és anyagtudományok, a Föld, az állatok, az őslények, a környezet, a matematika, a csillagászat, az időjárás, a műszaki tudomá-

nyok és a szállítás napi tudományos eseményeiről készítenek szakavatott szerzők rövid, közérthető képes összefoglalást. Mindig megadják az eredeti közleményt is a *Science News*-ből és további olvasnivalók linkjeit, ha valaki el akar mélyülni a témában. A fiatal olvasó értékelheti a témát, és gondolatait is leírhatja az internet adta gyors és kézenfekvő módszerekkel.

Néhány cím a kémia és anyagtudományok területéről: nanotechnológia, agyag-gal lánggátolt pamut, főzéssel még keményebb gyémánt, nanospungyák szívják fel a szennyezéseket, hogyan védi meg a kémia a régi szobrok festékrétegét a leválástól stb. De emellett a DuPont kitekkel is segíti az oktatást. Ilyenek az időjárásról, a talajról, a kőzetekről, a környezeti változásokról, az ökoszisztemekről és a Föld történetéről készületek.

Természetesen a honlap nem csak a gyerekeknek szól. Még az adott területen működő szakember is élvezettel olvassa az új tudományos eredményekről szóló rövid összefoglalásokat, és szükség esetén a részleteket is megtalálhatja. (Megjelent a *Magyar Kémikusok Lapjában*, 2004/9. szám – K.Gy.)

Mágikus Vonzás



MÁGIKUS VONZÁS

A szupravezetés közelről

2004. november 22-25.

Interaktív kiállítás a
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
K. épületében

Stabil lebegés, hőtermelés nélküli villamos áram,
vizet meghajlító extrém nagy mágneses tér?

Vajon létezhetnek ilyen fizikai jelenségek?
Milyen érzés lebegni a föld felett?
Milyen lehet mattot adni lebegő sakkfigurákkal?

Mágnesesen lebegtetett tárgyak, lebegő vonatszerelvény,
örökké pörgő lendkerék, terahertzes órajelű processzor,
mágneses térrel történő víztisztítás
- sokan a tudományos képzelet világának tekintik ezeket,
bár már ma is megvalósíthatók - a szupravezetés segítségével.

A kiállítás ideje alatt november **23-án** az érdeklődő tanároknak és kutatóknak,
24-én pedig az ipari szakembereknek speciális szemináriumokat
és kerekasztal beszélgetéseket tartunk, melyekre minden érdeklődőt szeretettel várunk.

A kiállítás fővédnöke: Dr. Mádl Ferenc köztársasági elnök
Védnöke: Dr. Magyar Bálint oktatási miniszter

Bővebb információk: www.szupravezetes.hu

Próbálja ki személyesen is!