

# fizikai szemle



2011/2

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

Főszerkesztő:

Szatmáry Zoltán

Szerkesztőbizottság:

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

Szerkesztő:

Füstöss László

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A folyóirat e-mail címe:

[szerkesztok@fizikaiszemle.hu](mailto:szerkesztok@fizikaiszemle.hu)

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

<http://www.fizikaiszemle.hu>

A címlapon:

A 2010 februárjában felbocsátott  
Solar Dynamics Observatory (SDO)  
egyik látványos felvétele a Nap  
felszínéről. Az amerikai NASA által  
működtetett SDO feladata a Nap  
változékonyságának kutatása,  
a változások okainak felderítése.  
A kutatásokat nagy időbeli  
felbontással végzi az elektromágneses  
színek több tartományában. A 2010  
májusában készült képen látszik, hogy  
mennyire mozgalmas a Nap felszíne.

## TARTALOM

<i>Gyürky György:</i> Héliumatommagok reakciója az Ősrobbanásban, a Napban és a laboratóriumban	37
<i>Manno István:</i> A neutrínó újabb meglepetése	43
<i>Tóth József:</i> Röntgen- és elektrongerjesztéses elektronspektrometriai módszerek és alkalmazásai	49

### A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Bokor Nándor:</i> Ütközések elemzése energia-impulzus diagramokkal	54
<i>Sükösd Csaba:</i> XIII. Szilárd Leó Nukleáris Tanulmányi Verseny – beszámoló 2. rész	60
<i>Füstöss László, Radnóti Katalin, Tasnádi Péter:</i> Holics László 80 éves	69

*G. Gyürky:* Reactions of helium nuclei in the Big Bang, at present in our Sun  
and in laboratories

*I. Manno:* Another surprise in neutrino physics

*J. Tóth:* Methods and application of X-ray and electron induced electron spectrometry

### TEACHING PHYSICS

*N. Bokor:* Analysis of impact processes relying on energy-impulse diagrams

*Cs. Sükösd:* Report on the XIII. Leo Szilárd Contest in nuclear physics – Part II.

*L. Füstöss, K. Radnóti, P. Tasnádi:* L. Holics's 80th birthday

*G. Gyürky:* Die Reaktionen von Helium-Atomkernen im Urknall, gegenwärtig  
in unserer Sonne und in unseren Laboratorien

*I. Manno:* Wiederum eine Überraschung in der Neutrinophysik

*J. Tóth:* Methoden und Anwendungen der Elektronen-Spektrometrie mit Anregung  
durch Röntgenstrahlen oder Elektronen

### PHYSIKUNTERRICHT

*N. Bokor:* Die Analyse vom Stossprozessen anhand von Energie-Impuls-Diagrammen

*Cs. Sükösd:* Bericht über den XIII. Leo-Szilárd-Wettbewerb in Kernphysik. Teil II.

*L. Füstöss, K. Radnóti, P. Tasnádi:* L. Holics zum 80 Geburtstag

*Д. Дюрки:* Взаимодействия ядер гелия в Большом Взрыве, в Солнце и в лаборатории

*И. Манно:* Новый сюрприз в физике нейтрино

*Й. Тот:* Методы и применения электронной спектроскопии при возбуждении  
рентгеновскими лучами и электронами

### ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

*Н. Бокор:* Анализ ударных процессов с помощью диаграмм энергия-импульс

*Ч. Шюккюид:* Отчет о XIII. студентском конкурсе им. Л. Силарда по ядерной физике.  
Часть вторая

*Л. Фюштёши, К Радноти, И. Ташнади:* Л. Голичу 80 лет

**Fizikai Szemle**  
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését anyagilag támogatják:



**nka**  
Nemzeti Kulturális Alap

**mym**  
paksi atomerőmű

**NCA**  
Nemzeti Civil Alaprogram



# Fizikai Szemle

## MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

LXI. évfolyam

2. szám

2011. február

## HÉLIUMATOMMAGOK REAKCIÓJA AZ ŐSROBBANÁSBAN, A NAPBAN ÉS A LABORATÓRIUMBAN

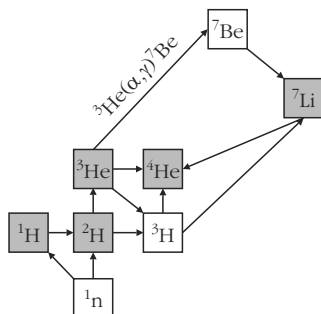
Gyürky György  
MTA Atommagkutató Intézet, Debrecen

### A ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}$ reakció asztrofizikai jelentősége

A periódusos rendszer második elemének, a héliumnak két stabil izotópja létezik, a hármas tömegszámú  ${}^3\text{He}$ , valamint a négyes tömegszámú  ${}^4\text{He}$ , aminek atommagját  $\alpha$ -részecske névvel is illetjük. A természetben található hélium szinte kizárólag  ${}^4\text{He}$ -ből áll, hozzávetőleg 750 000  ${}^4\text{He}$  atomra csak egy  ${}^3\text{He}$  jut. A két héliumizotóp magjának fúziós reakciója, a  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}$  folyamat, vagy a magfizikában megszokott jelöléssel a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció. Ez a reakció, amelynek során gamma-sugárzás kibocsátása mellett a He magokból  ${}^7\text{Be}$  izotóp keletkezik, a mag-asztrfizika két különböző területén is nagy jelentőséggel bír. Ez a két terület az Ősrobbanás után lejátszódó elemszintézis, illetve a fősorozatbeli csillagok hidrogénégése.

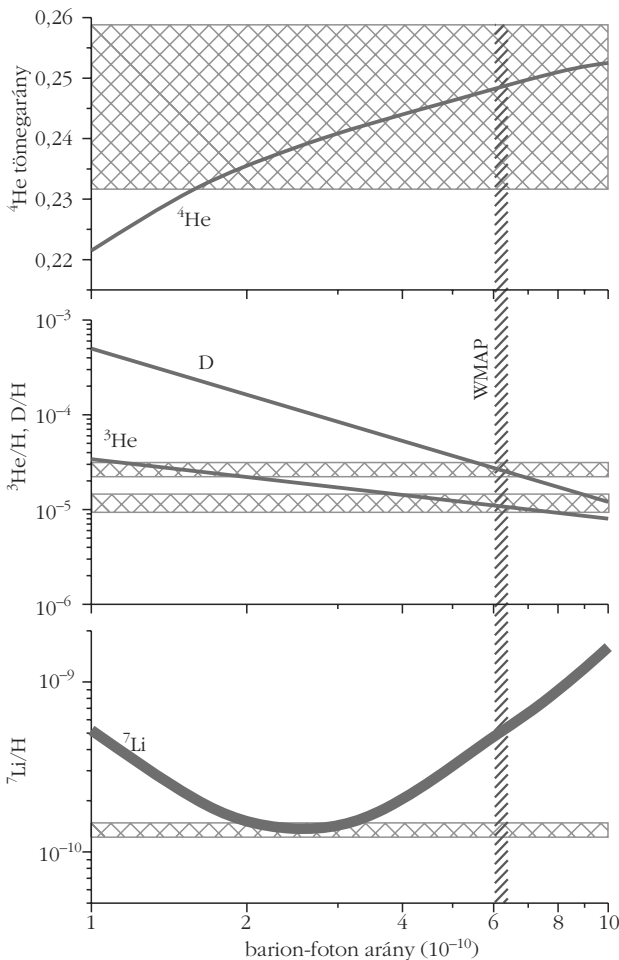
Világegyetemünk mintegy 13,7 milliárd évvel ezelőtt az Ősrobbanásban keletkezett [1]. A kezdeti, nagy sűrű-

1. ábra. Az Ősrobbanás során lejátszódó magreakciók hálózata. Az írás témáját képező  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció külön jelölve. A stabil izotópok szürke kitöltéssel láthatók.



ségű és hőmérsékletű állapotból körülbelül a harmadik perc végére az Univerzum annyira lehűlt, hogy a kvarokból protonok és neutronok álljanak össze. A hőmérséklet azonban még elegendően magas volt ahhoz, hogy a protonokból és neutronokból magreakciók révén összetett atommagok jöjjenek létre. A részletes számítások azt mutatják, hogy az Ősrobbanás után az 1. ábrán látható reakcióhálózat reakciói játszódhattak le. Az a tény, hogy 5-ös és 8-as tömegszámú stabil atommag nem található, megakadályozta a nehezebb izotópok kialakulását. Újabb néhány perc elteltével a hőmérséklet annyira csökkent, hogy további magreakciók már nem mehettek végbe. A folyamat eredményeképp a megmaradó protonokon (azaz egyes tömegszámú hidrogénmagokon) kívül mindössze négyféle összetett atommag jött létre jelentősebb mennyiségben: a deuteron (kettes tömegszámú hidrogén), a hélium két stabil izotópja, valamint a lítium 7-es tömegszámú izotópja. A szintén keletkező  ${}^3\text{H}$  és  ${}^7\text{Be}$  radioaktív magok, valamint a megmaradó neutronok rövid időn belül  $\beta$ -bomlás révén rendre stabil  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  magokká, illetve protonná alakultak.

Az 1. ábra hálózatában szereplő reakciók sebességének ismeretében kiszámítható az Ősrobbanás során keletkezett izotópok előfordulási gyakorisága, ami összehasonlítható a természetben megfigyelt izotópgyakoriságokkal. Az összehasonlítás eredményét mutatja a 2. ábra. A számítások szabad paramétere az Univerzumunkra jellemző egyik kozmológiai paraméter, a barion-foton arány. A 2. ábra ennek függvényében, sötétszürke sávok formájában mutatja a számított izotópgyakoriságokat. A vízszintes, négyzetácsosan kitöltött sávok mutatják a csillagászati megfigyelések



2. ábra. Az Ősrobbanásban keletkezett könnyű elemek számított és mért gyakoriságának összehasonlítása (a  $^4\text{He}$  esetén az Univerzum teljes tömegének arányában, míg a másik három izotóp esetén a hidrogén gyakoriságához viszonyítva). A sötétszürke sávok mutatják a négy izotópra a számítások eredményét az Univerzumra jellemző barion-foton arány függvényében. A sávok szélessége a fizikai eredetű bizonytalanságot tükrözi. A vízszintes, négyzetárcsosan kitöltött sávok mutatják a megfigyelt gyakoriságokat, míg a függőleges, átlósan vonalkázott sáv a barion-foton arány WMAP műhold mérésin alapuló értéke.

ből származó gyakoriságokat. A 2001-ben felbocsátott WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) űrszonda igen nagy pontossággal megmérte a mikrohullámú háttérsugárzás térbeli hőmérséklet-ingadozásait (anizotrópiáját) [2]. Ebből a barion-foton arány precízen meghatározható, a kapott értéket mutatja az ábrán átlósan vonalkázott függőleges sáv. Ennek ismeretében az elemszintézis számításai ellenőrizhetők.

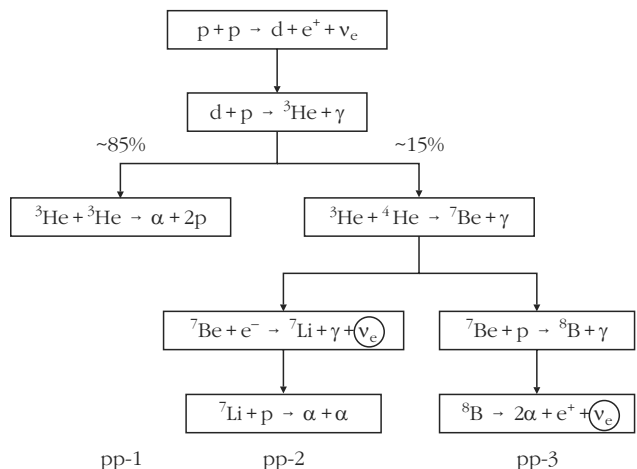
A  $^4\text{He}$  megfigyelt gyakorisága sajnos igen nagy hibával terhelt, így nem túl meglepő, hogy a számított gyakoriság jól egyezik a megfigyeltenél (a  $^4\text{He}$  görbe a WMAP sávot a megfigyelt gyakoriság sávján belül metszi). Sokkal inkább figyelemre méltó az egyezés a deutérium és a  $^3\text{He}$  esetén, amelyek gyakorisága nagy pontossággal ismert és a számítások tökéletesen reprodukálják a megfigyelt értékeket az ismert barion-foton arány értéknél. Ez az Ősrobbanásos elemszintézis modelljének nagy sikere és egyben az Ősrobbanás fontos bizonyítéka.

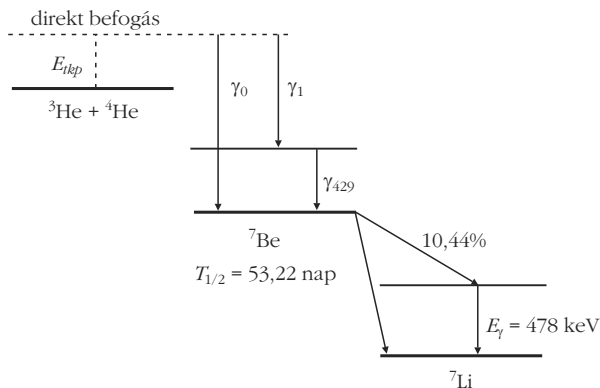
Egész más a helyzet a  $^7\text{Li}$  izotóp esetén, aminek a gyakoriságát – mint az ábrából is látható – mintegy hármas faktossal túlbecsüli az elmélet. A problémára jelenleg nincs általánosan elfogadott magyarázat, az egyik legvalószínűbb lehetőség valamilyen ismeretlen hiba a kezdeti  $^7\text{Li}$  gyakoriság mérésében. Jelen írás szempontjából azonban egy másik lehetőség az érdekes. A  $^7\text{Li}$  gyakorisággörbe jellegzetes, határozott minimumot mutató alakja annak köszönhető, hogy alacsony barion-foton arány esetén főként a  $^3\text{H}(\alpha,\gamma)^7\text{Li}$ , míg magas arány esetén a  $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$  reakció és a  $^7\text{Be}$  ezt követő  $\beta$ -bomlása vezet  $^7\text{Li}$  termeléshez. A WMAP kísérlet eredménye szerint ez utóbbi eset áll fenn, tehát a  $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$  reakció a meghatározó  $^7\text{Li}$  termelésben. Az Ősrobbanás utáni percek hőmérsékleti viszonyai esetén a  $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$  reakció lejátszódási sebességének ismerete természetesen szükséges a  $^7\text{Li}$  izotóp gyakoriságának kiszámításához. Ez a reakciósebesség a reakció lejátszódási valószínűségéből, azaz hatáskeresztmetszetéből számítható ki. Amennyiben nem ismerjük jól a  $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$  reakció hatáskeresztmetszetét (ha az például csak harmadannyi lenne, mint hisszük), akkor meg tudnánk magyarázni a  $^7\text{Li}$  gyakoriságában talált ellentmondást. A kérdéses hatáskeresztmetszet kísérleti meghatározásáról a következő fejezetekben lesz szó, előbb azonban tekintsük át a csillagok hidrogénégési folyamatait, ahol a  $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$  reakció szintén kulcsszerepet játszik.

Napunk – a Világegyetemben található csillagok túlnyomó többségéhez hasonlóan – fősorozatbeli csillag, amelyek közös jellemzője, hogy energiatermelésük hidrogénfúzió segítségével történik, amely során négy protonból egy  $\alpha$ -részecske keletkezik [3]. Ez a folyamat nem egy lépésben, hanem több fúziós reakción keresztül, három különböző módon megy végbe, amint ezt a 3. ábra is mutatja.

A három pp-lánc [4] közül leggyakrabban az 1. lánc játszódik le, az azt lezáró  $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$  folyamat pedig verseng a  $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$  reakcióval, ami a Nap esetén mintegy 15%-os valószínűséggel a 2. és 3. lánc

3. ábra. A hidrogénégés pp-láncainak reakciói. A  $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$  reakcióval induló 2. és 3. lánc felelős a nagyenergiás  $^7\text{Be}$  és  $^8\text{B}$  neutrínók kibocsátásáért.





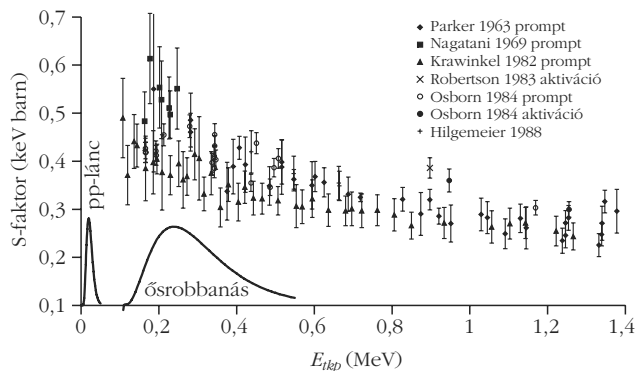
4. ábra. A  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció mechanizmusa.  $E_{ikp}$  jelöli a reakcióba lépő magok tömegközépponti rendszerben mért összenergiáját.

irányába tereli a folyamatot. Ez a két ág azért jelentős, mert belőlük származnak a  ${}^7\text{Be}$ , illetve  ${}^8\text{B}$  béta-bomlása során kibocsátott nagyenergiás neutrínók (az ábrán bekarikázva). Neutrínók legnagyobb számban a legelső  $p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$  reakcióban keletkeznek, ám ezek maximális energiája viszonylag alacsony, mintegy 400 keV ( $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ). Ezzel szemben a 2. ágban keletkező  ${}^7\text{Be}$  neutrínók energiája 384 és 861 keV (monoenergiás neutrínók), míg a 3. ágból a  ${}^8\text{B}$  neutrínók folytonos energiaspektruma egészen 16 MeV-ig terjed. A legtöbb földi neutrínódetektor nem érzékeny az 1. lánc alacsonyenergiás neutrínóira, így csak a 2. és 3. (vagy esetenként csak a 3.) lánc neutrínóinak a detektálására van lehetőség [5].

A neutrínódetektálás óriási fejlődésen ment át az elmúlt években, és ez a fejlődés töretlenül halad tovább. Mára már a neutrínók észlelése jelenti a Nap magjában lejároló folyamatok közvetlen vizsgálatának, és így a napmodellek ellenőrzésének egyik legpontosabb módszerét, ugyanis a nagyenergiás neutrínók fluxusa néhány százalékos pontossággal mérhető (illetve hamarosan mérhető lesz). Ugyanakkor a nagyenergiás neutrínófluxus kiszámításához ismernünk kell a versengő  ${}^3\text{He}+{}^3\text{He} \rightarrow \alpha+2p$  és  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakciók sebességének arányát, amihez a két reakció hatáskeresztmetszetének ismerete szükséges alacsony energián. A két reakció közül a jelen cikk témáját adó  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció hatáskeresztmetszete a kevésbé ismert, ezért jelentős a járuléka a nagyenergiás neutrínók számított fluxusának bizonytalanságához. A továbbiakban e reakció kísérleti vizsgálatának módszereiről, a rendelkezésre álló eredményekről és a reakció vizsgálatának jelenlegi állásáról lesz szó.

## A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció kísérleti vizsgálata

A  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció mechanizmusát a 4. ábra szemlélteti. A két héliummag fúziója alacsony (asztrofizikailag jelentős) energián a magfizikában direkt befogás néven ismert folyamaton keresztül zajlik gamma-sugárzás kibocsátása kíséretében, miközben a keletkező  ${}^7\text{Be}$  atommag vagy alapállapotban, vagy a 429 keV-es első gerjesztett állapotban jön létre. Utóbbi esetben a  ${}^7\text{Be}$  egy újabb gamma-foton kisugárzása



5. ábra. A  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció mért asztrofizikai S-faktora a tömegközépponti energia függvényében (kísérleti eredmények 1988-ig bezárólag). Az ábra bal alsó sarkában a két görbe azt mutatja, hogy a pp-lánc, illetve az Ósrobbanás esetén a reakció milyen energiatartományban játszódik le. A jelmagyarázatban felsorolt kísérletek pontos bibliográfiai adatait lásd például a [6] hivatkozásban.

révén jut alapállapotba. A  ${}^7\text{Be}$  mag radioaktív, 53 napos felezési idővel elektronbefogás révén bomlik  ${}^7\text{Li}$  izotóppá. A bomlás során leggyakrabban a  ${}^7\text{Li}$  alapállapotban keletkezik, de az esetek mintegy 10%-ában az első gerjesztett állapot jön létre, ami 478 keV-es gamma-sugárzás kibocsátásával jut alapállapotba.

A reakciómechanizmus két lehetőséget kínál a hatáskeresztmetszet mérésére. Az első, prompt gamma detektálásos módszerben a direkt befogás során keletkező gamma-sugárzást (az ábra  $\gamma_1$ ,  $\gamma_0$  és  $\gamma_{429}$  átmeneteit) kell detektálni a reakció lezajlásával egy időben, tehát amikor egy alkalmas gyorsítóval  ${}^3\text{He}$  magokat bombázunk  ${}^4\text{He}$  magokkal (vagy fordítva). A másik lehetőség az aktivációs technika, amikor valamilyen módszerrel összegyűjtjük a reakcióban keletkező  ${}^7\text{Be}$  magokat, majd a radioaktív  ${}^7\text{Be}$  aktivitásának mérésével következtetünk a reakció hatáskeresztmetszetére. Ez legkönnyebben a  ${}^7\text{Be}$  bomlások mintegy 10%-át követő 478 keV-es gamma-sugárzás detektálásával lehetséges. A hatáskeresztmetszet meghatározásához ez esetben természetesen tudnunk kell a  ${}^7\text{Be}$  izotóp pontos felezési idejét és a 478 keV-es gamma-sugárzás kibocsátási valószínűségét.

A fizikusok már évtizedekkel ezelőtt felismerték a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció jelentőségét, így mindkét fent vázolt módszerrel számos kísérletet végeztek a reakció-hatáskeresztmetszet meghatározására. Ezek eredményeit foglalja össze az 5. ábra. Az ábra a fúziós reakció tömegközépponti energiájának függvényében mutatja a reakció asztrofizikai S-faktorát, ami a hatáskeresztmetszeteiből származtatható mennyiség.<sup>1</sup>

Az ábra bal alsó sarkában a két görbe azt mutatja, hogy a pp-láncre, illetve az Ósrobbanásra jellemző hőmérsékleteken a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció milyen ener-

<sup>1</sup> Az S-faktor az asztrofizikában gyakorta használt mennyiség töltött részecskék között lejátszódó magreakciók jellemzésére. Előnye, hogy energiafüggése sokkal kisebb, mint magáé a hatáskeresztmetszeté, így ábrázolása is egyszerűbb. Ha az 5. ábra pontjait hatáskeresztmetszet formájában ábrázoltuk volna, akkor az értékek sok nagyságrendet fogtak volna át, így még logaritmikus skála alkalmazásával is nehéz lett volna különbséget tenni a különböző pontok között.

giákon játszódik le, azaz mi a reakció lényeges energiatarományja, ahol a hatás keresztmetszetet ismerünk kell. Mint látható, az Ősrobbanás energiatarományában vannak kísérleti adatok, ám azok szórása igen nagy és a pontok jelentős hibával terhelték. A pp-lánc esetén azonban nincsenek kísérleti adatok, erre az alacsony energiatarományra elméleti modellek segítségével a magasabb energiás mérésekből tudunk extrapolálni. (Az S-faktor alkalmazása miatt a hatás keresztmetszetek különbsége nem érzékelhető az ábrán. A pp-lánc energiatarományában a hatás keresztmetszet mintegy 8 nagyságrenddel kisebb, mint a legalacsonyabb energiás kísérleti pontra jellemző érték. Ezért nem lehetséges a kísérleteket a pp-lánc energiatarományában elvégezni.) Az extrapolációt természetesen itt is megnehezíti, hogy a magasabb energiájú pontok jelentősen szórnak és hibájuk is nagy. Ráadásul, ha külön kezeljük a prompt és az aktivációs méréseket, az tapasztaljuk, hogy az aktivációs mérések átlaga mintegy 15%-kal magasabb extrapolált S-faktor értéket eredményez, mint a prompt mérések átlaga. Ez utóbbi probléma felvetette annak a lehetőségét is, hogy a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció mechanizmusát nem értjük pontosan: lehetséges esetleg  ${}^7\text{Be}$  keletkezés prompt gamma-kibocsátás nélkül is.

Mindezen problémák eredményeképpen a Napból származó nagyenergiás neutrínók számított fluxusában messze a legnagyobb magfizikai eredetű bizonytalanság a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció hatás keresztmetszetéből adódik, valamint az Ősrobbanásos elemszintézis  ${}^7\text{Li}$  problémájának megoldásában sem lehet kizárni a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció szerepét. Természetes tehát, hogy a kísérleti vizsgálatok sora nem állt meg a 80-as évek végén (az 5. ábra eredményeivel), hanem több új mérés eredményei is napvilágot láttak azóta. Az új mérések egyikében a debreceni Atommagkutató Intézet (ATOMKI) nukleáris asztrofizika csoportjának tagjai [7], köztük e cikk szerzője is részt vett, így most e mérés rövid ismertetése következik.

## A ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reakció vizsgálata a LUNA együttműködés keretében

Egy új kísérlet eredményeképp jelentősen javítani kell az 5. ábra által mutatott képen. Ez többféleképpen is elérhető. Célszerű csökkenteni a mért értékek hibáját, a könnyebb extrapoláció érdekében a méréseket a lehető legalacsonyabb energián kell elvégezni, és meg kell vizsgálni a prompt és aktivációs mérések közötti látszólagos ellentmondást. Ez utóbbi úgy érhető el, ha a méréseket mindkét módszerrel, párhuzamosan végezzük, és az eredményeket összehasonlítjuk. Az alábbiakban röviden bemutatott LUNA együttműködés mindhárom cél elérését tervbe vette.

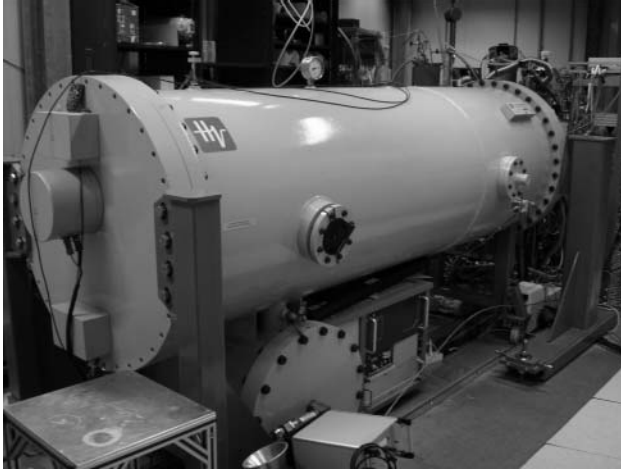
A Nap hidrogénégésében szerepet játszó reakciók általános jellemzője, hogy a magfizikában megszo-  
kotthoz képest jóval alacsonyabb energián játszódnak le, ami extrém alacsony hatás keresztmetszeteket je-

lent. Emiatt általában nem lehet a magreakciókat laboratóriumi körülmények között a Napra jellemző energiákon tanulmányozni, a magasabb energiákról történő extrapoláció általában elkerülhetetlen. Ez viszont rendszerint annál pontosabb, minél alacsonyabb energián sikerül a méréseket elvégezni. Alacsony energia felé haladva a hatás keresztmetszet csökkenése miatt egyre nehezebbé válik a reakciók vizsgálata. Kis hatás keresztmetszetek esetén igen kis intenzitású sugárzás detektálása a feladat, amit a természetes háttérsugárzás jelentősen megnehezít, vagy lehetetlenné tesz. A háttérsugárzás visszaszorításával tehát esély lehet kisebb hatás keresztmetszetek mérésére, azaz alacsonyabb energiák elérésére is.

A természetes eredetű háttérsugárzás egyik fontos összetevője a kozmikus háttérsugárzás, amit a világűr-  
ből érkező nagyenergiájú töltött részecskék, illetve az általuk kiváltott másodlagos, részecske- és gamma-sugárzás alkotnak. A kozmikus háttérsugárzás csökkentésének egyik módja az, ha a kísérleteket mélyen a föld felszíne alatt végezzük, ugyanis a földkérget alkotó kőzetekben a sugárzás elnyelődik. Az alacsony kozmikus háttér miatt a világ számos pontján működnek föld alatti laboratóriumok, ahol általában olyan ritka eseményeket vizsgálnak, amelyek esetén fontos a minél alacsonyabb háttérsugárzás. Tipikus példája ennek a neutrínó-detektálás, de számos egyéb „ritka esemény” kutatása is föld alatti laboratóriumokban zajlik (példaként említhetnénk a sötét anyag kutatását vagy a kettős béta-bomlás kimutatására tett kísérleteket). Alacsony hatás keresztmetszetű magreakciók vizsgálata esetén is hasznos lehet egy föld alatti laboratórium, de ehhez részecskegyorsítót kell a föld alá telepíteni.

Jelenleg a világon egyedülállóként a LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) olasz–  
német–magyar együttműködés üzemeltet föld alatti részecskegyorsítót [8]. A gyorsító Olaszországban, Rómától mintegy 100 km-re, az Appenninek hegylánca alatt kialakított LNGS (Laboratori Nazionali de Gran Sasso) föld alatti kutatóintézetben található. A laboratórium fölötti, átlagosan mintegy 1400 méteres szikla-  
réteg a nehéz töltött részecskéket teljesen elnyeli, míg a neutron- és müonfluxus több nagyságrenddel csökken. Ez utóbbiak az anyaggal való kölcsönhatás során végső soron gamma-sugárzást váltanak ki, tehát a föld alatti laboratóriumban a gamma-háttér is alacsonyabb, ami egy gamma-detektálás alapuló magfizikai kísérlet (amilyen a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció vizsgálata) számára előnyös.

A LUNA együttműködés által üzemeltetett berendezés egy mindössze 400 kV maximális feszültségű elektrosztatikus gyorsító. A kis feszültség kis részecskenyaláb-energiát jelent, de az alacsony energián lejátszódó asztrofizikai reakciókhoz általában nincs is szükség nagyobb energiára. A kis hatás keresztmetszetek miatt azonban nagy nyalábjelintenzitás szükséges. A LUNA gyorsító esetén az egyszeres töltésű  ${}^4\text{He}^+$  ionnyaláb intenzitása 250  $\mu\text{A}$  körüli, ami másodpercenként több mint  $10^{15}$  bombázó részecskét jelent.

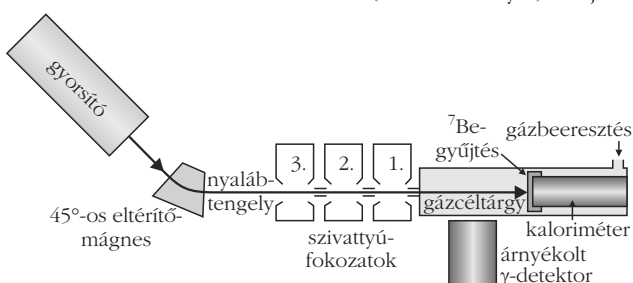


6. ábra. A 400 kV-os LUNA gyorsító fényképe.

A LUNA gyorsító fényképe a 6. ábrán, míg a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció vizsgálatához használt kísérleti elrendezés sematikus ábrája a 7. ábrán látható. Mivel a tanulmányozni kívánt reakció két nemesgáz-izotóp között játszódik le, gázcéltárgy használatra szükséges, ami technikai nehézségeket vet fel. A céltárgyázt (esetünkben a  ${}^3\text{He}$  izotópot) nem lehet egy gázcélzárnába zárni, mert technikailag nem lehet olyan vékony fóliával (belépő ablakkal) lezárni a cellát, amin a LUNA gyorsító alacsony energiás nyalábjára elnyelődés nélkül képes áthaladni. Így csak ablak nélküli, úgynevezett differenciálisan szívott gázcéltárgy jöhet szóba. Itt a céltárgyázt folyamatosan engedjük be a céltárgykamrába, ami csak egy szűk nyíláson át tud távozni a vákuumszivattyúk irányába. A három egymást követő vákuumszivattyú-fokozattal elérhető, hogy a kamrában stabil legyen a nyomás (esetünkben tipikusan 0,7 mbar), míg a szivattyúk előtt a gyorsító oldalán  $10^{-7}$  mbar nagyságrendű vákuum tartható fenn.

A hatáskeresztmetszet meghatározásához ismerni kell mind a céltárgyat bombázó  ${}^4\text{He}$  magok, mind a  ${}^3\text{He}$  céltárgymagok számát. Az első mennyiség meghatározása a nyalábteljesítmény mérésével lehetséges, amit általában töltésméréssel oldanak meg, hiszen minden  ${}^4\text{He}^+$  ion egy elemi töltésnek megfelelő töltést juttat a céltárgyba. Gázcéltárgy esetén azonban ez nem lehetséges, mert a gázban haladó ionok töltéscsere-reakciókban vesznek részt a gáz atomjaival, így a céltárgykamra végét (ahol a töltést mérni lehetne) már meghatározatlan töltésállapotban érik el, tehát a beeső részecskék számát nem lehet a teljes

7. ábra. A  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció vizsgálatához a LUNA gyorsítónál használt kísérleti elrendezés sematikus (nem mérhető) ábrája.



töltés mérésével meghatározni. Ilyenkor hívható segítségül a kaloriméteres technika, amit méréseinkben mi is alkalmaztunk. Ekkor a töltés mérése helyett a nyaláb által okozott hőteljesítményt mérjük. A kaloriméter működési elve – kissé leegyszerűsítve – a következő: egy fűtőellenállást szabályozó tápegység állandó hőmérsékleten (esetünkben  $+70\text{ }^\circ\text{C}$ -on) tartja a kaloriméter felszínét, ami egyben a gázcéltárgy vége, amibe a nyaláb becsapódik. A kísérlet során a hőmérséklet fenntartásához szükséges teljesítményt mérjük. Amikor a nyaláb bombázza a kalorimétert, a nyaláb okozta melegítés miatt kisebb teljesítménnyel is fenn lehet tartani az állandó hőmérsékletet. A két teljesítmény különbségéből kiszámítható a nyaláb hőteljesítménye, abból pedig a nyalábteljesítménye ismertében az intenzitása.

A céltárgymagok száma a céltárgygáz nyomásának és hőmérsékletének pontos mérésével, valamint a kamra méreteinek ismeretében egyszerűen kiszámítható. Ezzel kapcsolatban érdemes megemlíteni egy, nagy nyalábteljesítménysoknál fellépő problémát, a céltárgygáz nyaláb okozta melegedésnek hatását. Ahogy a nagy intenzitású nyaláb áthalad a céltárgygázon, lokálisan, a nyalábtengely mentén felmelegíti azt, aminek hatására a gáz sűrűsége csökken, tehát csökken a nyaláb által „látott” céltárgymagok száma. Ezt az effektust a céltárgymagokon rugalmasan szóródó  ${}^4\text{He}$  magok detektálásával sikerült megmérnünk és az eredmények analízisének figyelembe vettük.

Ahogy a nyaláb áthalad a céltárgygázon, lezajlik a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció, ami a 4. ábrán feltüntetett prompt gamma-sugárzások kibocsátásával jár. Ezeket a gamma-sugarakat a céltárgykamrán kívül, annak közvetlen közelében elhelyezett, nagy hatásfokú germániumdetektorral mértük. A föld alatti laboratóriumban ugyan szinte elhanyagolható a kozmikus eredetű háttérsugárzás, ám a minden anyagban (így például a laboratóriumot körülvevő kőzetekben) megtalálható radioaktív izotópok alacsony energiás gamma-sugárzást bocsátanak ki, ez méréseinkhez zavaró háttérrel ad. Ennek kiküszöbölésére a detektort a teljes  $4\pi$  térszöget bezáró vastag (több mint 3 tonna) ólomárnyékolással vettük körül.

A reakcióban keletkező  ${}^7\text{Be}$  magok a reakciókinematika által meghatározott szűk nyílásszögű kúpon belül, a nyalábbal megegyező irányban repülnek tovább. A ritka gázban elérik a kaloriméter felszínét, amibe meghatározott mélységig behatolnak. Egy adott energiájú besugárzás után a kaloriméter felszínéről eltávolítottuk az azt fedő rézsapkát és a benne összegyűjtött  ${}^7\text{Be}$  magokkal együtt egy másik, szintén árnyékolt Ge detektor elé helyeztük, hogy a  ${}^7\text{Be}$  bomlásból származó gamma-sugárzást detektálhassuk. Így egy adott besugárzás során mindkét módszerrel megtudtuk határozni a hatáskeresztmetszetet.

Azt, hogy milyen bombázó energiatarományban végeztük el a kísérleteket a gyorsító maximális energiája és a legkisebb mérhető hatáskeresztmetszet szabta meg. A legnagyobb elérhető 400 keV-es energiáról indulva fokozatosan csökkentettük az energiát,

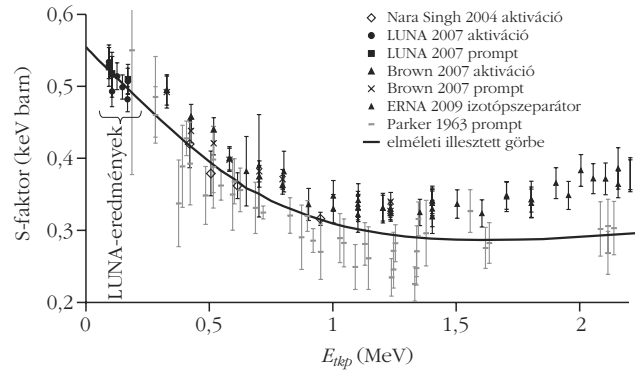
és végül 220 keV volt az a legalacsonyabb energia, ahol még kiértékelhető eredményt kaptunk. Érdemes megjegyezni, hogy a legalacsonyabb energián a besugárzás 40 napig tartott, ezalatt a céltárgyat mintegy  $4 \cdot 10^{21}$  darab  $^4\text{He}$  atom bombázta, mégis csak mindössze  $5 \cdot 10^5$  reakció játszódott le. Ez is jelzi, milyen alacsony hatáskeresztmetszetek mérése volt a feladat.

## Eredmények és további fejlemények

Eredményeinket – az 5. ábrán már használt formátumban – a 8. ábra mutatja (több más, újabb mérés eredményeivel együtt, amelyekre még kitérek). Az ábra bal felső részén látható LUNA eredmények azt mutatják, hogy sikerült elérnünk mindhárom kitűzött célt [6, 9]. Egyrészt a föld alatti laboratóriumban végzett mérésekkel alacsonyabb energiákat sikerült elérnünk, mint korábban bármikor. Másrészt méréseink pontossága is jobb, mint az 5. ábrán bemutatott mérések esetén, az egyedi pontok hibája az igen alacsony hatáskeresztmetszet ellenére sem haladja meg az 5%-ot. Harmadrészt a prompt és aktivációs módszerrel végzett mérések eredményei hibahatáron belül megegyeznek, tehát méréseink nem erősítik meg a korábbi eredmények által mutatott különbséget.

Az ábrán folytonos vonallal egy elméleti számítás eredménye látható, amely a LUNA kísérleti adatokra lett normálva. Ilyen elméleti számítások segítségével lehet az S-faktor értékeket a kísérletileg elérhetetlen, Napra jellemző energiákra extrapolálni. Az alacsony energiás és nagy pontosságú LUNA méréseknek köszönhetően ez az extrapoláció elvben sokkal megbízhatóbbá vált. A LUNA mérésekhez rögzített elméleti görbe ráadásul kiválóan illeszkedik a lényegesen magasabb energián, *Nara Singh* és munkatársai által 2004-ben publikált értékekhez (lásd az ábrán). Éppen ezért a LUNA adatok 2007-es publikációjában például azt írtuk, hogy „méréseink hatására a Napból érkező  $^8\text{B}$  neutrínók számított fluxusának  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  reakcióból eredő bizonytalansága 7,5%-ról 2,4%-ra csökkent” [9]. Az azóta eltelt három év fejleményei azonban sajnos megkérdőjelezték ezen állítás igazát.

Az elméletileg számított S-faktor görbe alakja (energiafüggése) többé-kevésbé általánosan elfogadott volt a legutóbbi időkig, mindössze abszolút értékét illesztették a kísérleti adatokhoz (mint a 8. ábrán a LUNA adatokhoz), bár e normalás jogossága elméletileg megkérdőjelezhető. Természetesen más görbealakot jósoló elméleti modellek is napvilágot láttak, de a régi kísérleti adatok nagy pontatlansága és szórása miatt kísérleti alapon nem lehetett dönteni közöttük. A 2000-es évek új eredményei azonban átalakították ezt a képet. A LUNA eredmények publikálását követően hamarosan napvilágot láttak a *Brown* és munkatársai által mindkét módszerrel végzett mérés eredményei (lásd a 8. ábrán). A mért pontok láthatóan fölül esnek a LUNA adatokra illesztett görbének, de a pontok hibáját tekintve az egyezés akár még elfogadható



8. ábra. A  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  reakció mért asztrofizikai S-faktora a tömegközépponti energia függvényében. Az új kísérleti eredményeken kívül csak *Parker* és munkatársai által 1963-ban publikált mérés eredményei láthatók, mivel ez az adatsor terjed ki magas energiáig. Folytonos vonallal a LUNA adatokra illesztett elméleti görbe látható. Az új eredmények pontos bibliográfiai adatait lásd az ERNA eredményeket bemutató [10] hivatkozásban.

is lehetne. 2009-re azonban megszületett egy újabb kísérleti eredmény. A németországi bochumi egyetemen működő ERNA izotópszeparátorral egy új módszerrel vizsgálták a  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  reakciót. Az ATOMKI kutatói ebben a mérésben is részt vettek, de a részletek bemutatásától most eltekintek. A mérés lényege az volt, hogy a reakcióban keletkező  $^7\text{Be}$  magokat közvetlenül (tehát nem a bomlásukon keresztül) detektálják oly módon, hogy a reakciótermékeket egy izotópszeparátoron vezetik keresztül. Ezzel a módszerrel csak nagyobb energián volt vizsgálható a reakció, de itt az eredmények meglepőnek bizonyultak [10]. Magas (körülbelül 1,3 MeV fölötti) energiákon korábban csak *Parker* és munkatársai vizsgálták ezt a reakciót, így az elméleti görbék ezt az adatsort próbálták reprodukálni. Most az ERNA mérések eredményei jóval magasabb S-faktor értékeket mutatnak, valamint jelentősen eltérő energiafüggést. Mivel magas energián csak a két említett, egymásnak ellentmondó adatsor létezik, mindenképpen szükséges új, független kísérleteket végezni ebben az energiatartományban. Ilyen mérést tervezünk az ATOMKI-ban is aktivációs technikával. Ezen kívül a reakció elméleti leírásában is szükséges a fejlődés, hogy az új kísérleti eredményeket értelmezni tudjuk és segítsük az alacsony energiákra történő extrapolációt.

## Összegzés

A  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  reakció a nukleáris asztrofizika egyik legfontosabb reakciója. Fontos szerepet játszik mind az Ósrobbanást követő elemszintézisben, mind a Nap és a hozzá hasonló csillagok hidrogénégési folyamataiban, és ezen keresztül a nagyenergiás neutrínók kibocsátásában. A 20. század második felében számos kísérletben mérték a reakció hatáskeresztmetszetét, de a mérések pontossága elmaradt a kívánatostól. Az utóbbi évtizedben ezért számos új mérést végeztek az adatok pontosításának érdekében. Ezek közül egyik legfontosabb a LUNA együttműködés által föld alatti



laboratóriumban elvégzett mérés, amiben minden ediginél alacsonyabb energiákat sikerült elérni. Az Ősrobbanásra jellemző energiatarományban új, pontos kísérleti értékek állnak rendelkezésre, így kijelenthetjük, hogy a  ${}^7\text{Li}$  probléma a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció alapján nem oldható meg. A legújabb, nagyenergiás mérések azonban a reakcióval kapcsolatban új problémákat vetettek fel, ami kérdéssé teszi a Nap hidrogénégésére jellemző energiákra való extrapoláció megbízhatóságát. Ezért a  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  reakció vizsgálata mind kísérleti, mind elméleti szempontból valószínűleg még hosszú ideig nem tekinthető lezártnak.

## Irodalom

1. Patkós A., Frei Zs.: *Inflációs kozmológia*. Typotex, Budapest, 2005.
2. Csabai I., Purger N., Dobos L.: Az Univerzum szerkezete. *Fizikai Szemle* 57/12 (2007) 385.
3. Fülöp Zs., Gyürky Gy.: *Az elemek születése. Szemelvények a nukleáris tudomány történetéből*. Akadémiai Kiadó, Budapest, 2009.
4. [http://en.wikipedia.org/wiki/Proton-proton\\_chain\\_reaction](http://en.wikipedia.org/wiki/Proton-proton_chain_reaction)
5. [http://hu.wikipedia.org/wiki/Neutrínódetektorok\\_listája](http://hu.wikipedia.org/wiki/Neutrínódetektorok_listája)
6. Gy. Gyürky et al., *Phys. Rev. C* 75 (2007) 035805.
7. a csoport honlapja: <http://www.atomki.hu/atomki/IonBeam/nag>
8. a LUNA együttműködés honlapja: <http://luna.lngs.infn.it>
9. F. Confortola et al., *Phys. Rev. C* 75 (2007) 065803.
10. A. di Leva et al., *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009) 232502.

# A NEUTRÍNÓ ÚJABB MEGLEPETÉSE

Manno István  
MTA KFKI RMKI

A neutrínó már számos esetben meglepte a kutatókat. A neutrínó-hipotézis születése sem volt kivétel ezek közül a meglepetések közül. *Wolfgang Pauli* a neutrínó-hipotézist akkor vezette be, amikor egy „kétségbeesett kísérletet” tett arra, hogy a  $\beta$ -bomlásban sérülőnek látszó energiamegmaradás törvényét megmentse (1930. december 4.).

A Gran Sasso-i föld alatti laboratóriumban (LNGS)  $\nu_\tau$  tau-neutrínót észlelt az OPERA kísérlet a CERN-ből érkező  $\nu_\mu$  müon-neutrínó nyalábban (2010. május 31.). A kísérlet első alkalommal figyelte meg direkt módon egy olyan eseményt, amelyet tau-neutrínó okozott. Ez pedig annyit jelent, hogy a  $\nu_\mu$  müon-neutrínó a CERN-ből a LNGS-ig megtett útján átalakul  $\nu_\tau$  tau-neutrínóvá. Ebből az is következik, hogy megvalósul a neutrínó-oszcilláció és legalább egy neutrínónak zérustól eltérő tömege van. Ez pedig túlmutat a részecskék és alapvető kölcsönhatások Standard modelljén (SM), mivel az SM-ben a neutrínóknak nincs tömegük.

## A részecskék és kölcsönhatások Standard modellje<sup>1</sup>

Jelenlegi tudásunk szerint a Világmindenségről és a benne végbemenő jelenségekről a legjobb leírást a részecskék és alapvető kölcsönhatások Standard modellje (Standard Model of Particles and Fundamental Interactions – SM) adja (lásd az 1. és 2. táblázatot). Az SM az anyag néhány építőelemének (hat kvark és hat lepton, valamint ezek antirészecskéi) és a köztük létrejövő négy alapvető kölcsönhatás (erős, elektromágneses, gyenge és gravitációs) segítségével írja le a Világmindenséget, amelyben élünk. Az SM leírja azt, ahogy a részecskék egymással kölcsönhatnak és ahogy egymásba átalakulnak. Ezek a kölcsönhatások és építőelemek elegendőek valamennyi eddig felfedezett jelenség leírására.

<sup>1</sup> Lásd *Horváth Dezső* cikkét és a hozzá tartozó mellékletet a *Fizikai Szemle* 2008. július–augusztusi számában.

A Világmindenség eddig feltérképezett valamennyi részén ezeket az építőelemeket és ezeket a kölcsönhatásokat találjuk.

Az SM jó leírást ad a fiatal és nagyon forró Univerzumból kiindulva, amely az Ősrobbanásban keletkezett, az Univerzum jelenlegi állapotáig. Az SM jó leírást ad a parányi méretektől, a részecskék mikrovilágától, amelyet nagy részecskegyorsítókval lehet tanulmányozni a hatalmas méreteig a legjobb távcsövekkel vizsgálható égitestek világáig.

A *gravitáció* tart bennünket a Földön és a bolygókat a pályáikon. A gravitációs vonzás bármely két részecske között létezik. A gravitáció olyan kis távolságokon, mint az atom mérete a többi kölcsönhatáshoz képest

1. táblázat		
A Standard modell építőelemei		
részecskék		
I. család	II. család	III. család
kvarkok		
up $u$ $q = +2/3$ $m = 3 \text{ MeV}/c^2$	charm $c$ $q = +2/3$ $m = 1500 \text{ MeV}/c^2$	top $t$ $q = +2/3$ $m = 175000 \text{ MeV}/c^2$
down $d$ $q = -1/3$ $m = 6 \text{ MeV}/c^2$	strange $s$ $q = -1/3$ $m = 170 \text{ MeV}/c^2$	bottom $b$ $q = -1/3$ $m = 4500 \text{ MeV}/c^2$
leptonok		
elektron $e^-$ $q = -1$ $m = 0,511 \text{ MeV}/c^2$	müon $\mu^-$ $q = -1$ $m = 105 \text{ MeV}/c^2$	tau $\tau^-$ $q = -1$ $m = 1782 \text{ MeV}/c^2$
elektron-neutrínó $\nu_e$ $q = 0$ $m < 15 \text{ eV}/c^2$	müon-neutrínó $\nu_\mu$ $q = 0$ $m < 0,17 \text{ MeV}/c^2$	tau-neutrínó $\nu_\tau$ $q = 0$ $m < 18,2 \text{ MeV}/c^2$
antirészecskék		
$\bar{u}$ $\bar{d}$ $e^+$ $\bar{\nu}_e$	$\bar{c}$ $\bar{s}$ $\mu^+$ $\bar{\nu}_\mu$	$\bar{l}$ $\bar{b}$ $\tau^+$ $\bar{\nu}_\tau$

2. táblázat

## A Standard modell alapvető kölcsönhatásai

	erős	elektromágneses	gyenge
relatív erősség	1	$10^{-2}$	$10^{-7}$
potenciál	$\sim r$	$r^{-1}$	$\sim r^{-1} \cdot e^{-r/R}$ $R \sim \hbar/(M_W c)$
élettartam (s)	$10^{-23}$ $\Delta \rightarrow p\pi$	$10^{-20} - 10^{-16}$ $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$> 10^{-12}$ $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$
közvetítő bozon	8 gluon	foton	$W^\pm$ $Z^0$
tömeg (GeV/c <sup>2</sup> )	0	0	80 91

elhanyagolható. Nagy távolságokon azonban a gravitáció döntő szerepet játszik. Fontos szerepet játszik a csillagok és galaxisok kialakulásánál és fejlődésénél.

Az *elektromágneses erő* tartja össze az atomokat, köti az elektronokat az atommaghoz. A molekulákban elektromosan töltött részecskék (protonok és elektronok) vannak. A molekuláknak ez az elektromos szubstruktúrája az alapja annak, hogy kristályok jönnek létre. Az elektromágneses kölcsönhatás fontos szerepet játszik a kémiai reakciókban. Nagyon sok hétköznapi jelenség mögött az elektromágneses erők fedezhetők fel. Az anyagban elektromágneses erők akadályozzák, hogy az egyes molekulák elmozduljanak egyensúlyi helyzetükből. Ennek következménye, hogy a padló megtartja a ráhelyezett testeket, a szilárd anyagok ellenállnak a nyíró hatásoknak stb.

Az *erős kölcsönhatás*, amelyet „színerőnek” is neveznek, köti össze a kvarkokat a protonokban, a neutronokban és más erősen kölcsönható részecskékben, a hadronokban, valamint a protonokat és neutronokat az atommagokban.

A *gyenge kölcsönhatás* fontos szerepet játszik a bomlási folyamatokban, neki köszönhetjük, hogy a Nap süt és hogy a Földön kialakult az élet. A csillagok energia-termelésében a fúzió játszik szerepet, amely során hidrogénből hélium keletkezik. Ebben a folyamatban keletkeznek az alacsony rendszámú elemek is. Ezekben a reakciókban fontos szerepet játszik a gyenge kölcsönhatás, amelyben egy kvark átváltozhat egy más típusú kvarkká és egy lepton más típusú leptonná.

## Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS)

Az INFN<sup>2</sup> a világ legkorszerűbb föld alatti laboratóriumát hozta létre az Appenninek legmagasabb hegycsúcsai alatt.

Mint ismeretes Olaszország kitűnő autópályahálózattal rendelkezik. Autópálya halad végig mindenütt a

<sup>2</sup> INFN – Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Az INFN irányítja és finanszírozza a magfizikai és részecskefizikai kutatásokat Olaszországban.



1. ábra. Laboratori Nazionali del Gran Sasso felszíni épületei és a föld alatti laboratóriumok az autópálya-alagúttal.

„csizma” szélein és a tengerpartokon haladó autópályákat többször is autópályák kötik össze. Az 1980-as évek elején épült meg az az autópálya, amely Rómát köti össze Teramóval. Az A24-es Róma–l’Aquila–Teramo autópálya áthalad egy 10,4 km hosszú kettős alagútban az Appenninek legmagasabb csúcsai alatt, amelyet Gran Sasso d’Italiának neveznek. A föld alatti laboratórium bejárata (1. ábra) az alagút keleti bejáratától 5 kilométerre, körülbelül az alagút közepén található. Antonio Zichichi, aki az alagút tervezésekor az INFN elnöke volt, azt javasolta, hogy építsenek itt egy föld alatti laboratóriumot (1979). Nicola Cabibbo irányította a tervek elkészítését. Az olasz parlament 1982-ben hagyta jóvá a tervet és a laboratórium építésének a finanszírozását. A laboratórium építése 1987-ben fejeződött be.

E laboratórium neve Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS). Ebben a laboratóriumban a müonok fluxusa hat nagyságrenddel kisebb, mint a Föld felszínén. A laboratórium három hatalmas csarnokból áll, amelyeket A-, B- és C-termeknek neveznek. A termek magassága 20 m, hossza 100 m, szélessége pedig 18 m. A termeket biztonsági és egyéb szempontok miatt alagúrendszer köti össze. Három kis teremben, amelyek egy háromszög alakban elhelyezkedő alagutak csúcspontjaiban találhatók, van egy lézeres interfero-

méter-állomás, amely a sziklában végbemenő mozgásokat és deformációkat méri.<sup>3</sup> A föld alatti laboratóriumokat 1400 m vastag, főleg mészkőből és dolomitből álló sziklaréteg védi a kozmikus sugárzástól. Ez körülbelül 4000 m vastag vízrétegnek felel meg. A laboratórium 963 m magasan van a tenger szintje felett. Ha l'Aquila felől hajtunk be az alagútba, az alagút felett fokozatosan nő a sziklaréteg és 6,25 kilométernél eléri az 1494 m vastagságot. A laboratórium fölött található a Campo Imperatore fennsík.<sup>4</sup> A laboratóriumhoz a föld alatti termeken kívül számos épület tartozik (lásd az 1. ábrát). Ezekben az épületekben, amelyek az alagút nyugati bejáratánál vannak, található a LNGS adminisztrációja, a dolgozószobák, előadótermek, műhelyek és laboratóriumok.

## Neutrínó

A neutrínó a leptonok<sup>5</sup> családjába tartozó elektromosan semleges részecske. Mint az írás elején említettem, a neutrínó már számos esetben meglepte a kutatókat. A neutrínó-hipotézis születése sem volt kivétel ezek közül a meglepetések közül, hiszen Wolfgang Pauli<sup>6</sup> a  $\beta$ -bomlásban látszólag sérülő energiamegmaradás-törvény megmentésére vezette be neutrínó-hipotézist. A neutrínó olyan gyengén hat kölcsön az anyaggal, hogy a neutrínó-hipotézis születésétől negyed évszázadnak kellett eltelnie addig, amíg *Frederick Reines* és *Clyde L. Cowan Jr.* kísérletileg kimutatták a neutrínó létezését (1956). Újabb majd negyven év elteltével, 1995-ben Reines Nobel-díjjal jutalmazták eredményéért. „Biztos vagyok benne, hogy a neutrínófizika jövője legalább olyan izgalmas és eredményes lesz, mint a múltja” – mondta Reines Nobel-előadásában.

A neutrínók a leptonok családjába tartozó stabil, elektromosan semleges részecskék, spinjük 1/2. Három elektromosan töltött leptont ismerünk: az elekt-

<sup>3</sup> 2009. április 6-án hatalmas földrengés rázta meg l'Aquilát, az LNGS közeli gyönyörű kisvárost. A földrengést a laboratórium szeizmikus szekciója előre jelezte. L'Aquilának magyar vonatkozása is van, innen származott Kapisztrán János (Giovanni Capistrano) ferencesrendi szerzetes, aki Mátyás király tanítómestere volt. Meghatározó szerepet játszott a nándorfehérvári diadalban (1456. július 21–22.), amely meghátrálásra kényszerítette a törököket. Ehhez tartozik az a majdnem igaz hiedelem, hogy a nándorfehérvári győzelem emlékére harangoznak délben a keresztény templomokban.

<sup>4</sup> A Campo Imperatore nemzeti parkban, a laboratórium felett található az a szálloda, amelyben fogva tartották Benito Mussolinin és ahonnan 1943. szeptember 12-én Otto Skorzeny és ejtőernyősei kiszabadították őt.

<sup>5</sup> A lepton azon részecskék gyűjtőneve, amelyek nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban és fermionok. Fermionnak nevezünk minden olyan részecskét, amelynek az eloszlását a Fermi–Dirac-statisztika írja le. E részecskék spinje félegész szám. A lepton görög szó, amely könnyűt jelent. Ez az elnevezés akkor született, amikor az erősen kölcsönható részecskéknél lényegesen könnyebb olyan részecskéket ismertek, amelyek nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban ( $e, \mu$ ).

<sup>6</sup> *Viktor Weisskopf* mesélte: egy alkalommal rájött, hogy az egyik cikkében hibás számolást közölt. Elcsüggedve ment volt tanárához Paulihoz, hogy megkérdezze érdemes-e folytatnia a fizikusi pályát.

Pauli a következőképpen bátorította: „Ne add fel, mindenki elkövet hibákat – kivéve engem.”

ront ( $e^-$ ), valamint a hozzá hasonló, de nála nehezebb müönt ( $\mu^-$ ) és taut ( $\tau^-$ ), amelyek nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban, de részt vesznek a többi, elektromágneses, gyenge és gravitációs kölcsönhatásban. Minden töltött leptonhoz tartozik egy elektromosan semleges lepton, egy neutrínó: az elektronhoz az elektron-neutrínó ( $\nu_e$ ), a müönhoz a müön-neutrínó ( $\nu_\mu$ ), a tauhoz pedig a tau-neutrínó ( $\nu_\tau$ ).

## Az események topológiája

A részecskék reakcióiban az alapvető mennyiségek (elektromos töltés, energia, impulzus stb.) megmaradnak.

### A neutron bomlása

Ebben a  $\beta$ -bomlásban a neutron ( $n$ ) elbomlik, ekkor egy proton ( $p^+$ ), egy elektron ( $e^-$ ) és egy anti-elektron-neutrínó ( $\bar{\nu}_e$ ) keletkezik:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e,$$

azaz

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e,$$

ahol  $d$  a down,  $u$  pedig az up kvarkot jelöli. A detektorban csak az elektromosan töltött részecskék hagynak nyomot. Mivel nem csak a két töltött részecske keletkezik a bomlásban, ezért a töltött részecskék nyomai általában nem ellentétes irányban indulnak ki a bomlás helyétől, hanem egymással szöveget zárnak be. Pauli egy ilyen eseményt tanulmányozva alkotta meg a neutrínó-hipotézist.

Az inverz  $\beta$ -bomlás, amelynek segítségével Fred Reinesék kimutatták a neutrínó létezését:

$$\bar{\nu}_e + p^+ \rightarrow n + e^+.$$

### A müön bomlása

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$

ahol  $\mu$  a müönt,  $\nu_\mu$  pedig a müön-neutrínót jelöli.

### A tau bomlása

Mivel a  $\tau$ -részecskéknek nagy a tömegük, ezért többféleképpen is bomolhatnak. Az elektron tömege  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg, a müön tömege  $m_\mu = 206,76 m_e$ , a tau tömege pedig  $m_\tau = 3477,18 m_e$ .

$$\tau^- \rightarrow X^- + \nu_\tau,$$

ahol  $X$  olyan részecskét vagy részecskéket jelöl, amelyek együttes elektromos töltése megegyezik a  $\tau^-$

## A CNGS nyaláb adatai

szuperciklus ( $T_{sc}$ ) hossza (s)	36
szuperciklusban levő gyors nyalábimpulzusok száma	6
gyors nyalábimpulzus hossza ( $\mu$ s)	10,5
gyors nyalábimpulzus protonjainak száma	$10^{13}$
gyors nyalábimpulzusok közötti idő (ms)	50

elektromos töltésével. Néhány a lehetséges bomlások közül:

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau,$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau,$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau.$$

## Neutrínó-oszcilláció

Mivel a kvark tömegállapotok a kvark gyengeállapotok keverékei, ezért a kvantummechanikai interferencia lehetővé teszi, hogy a semleges  $K$ -mezonok periodikusan átalakuljanak egymásba:

$$K^0(s\bar{d}) \rightarrow \bar{K}^0(\bar{s}d) \rightarrow K^0(s\bar{d}) \rightarrow \dots$$

E jelenség alapján *Bruno Pontecorvo* 1957-ben azt állította, ha a neutrínók egymástól eltérő tömegűek és ha a leptonszám nem tökéletesen megmaradó mennyiség, akkor megvalósul a neutrínó-oszcilláció jelensége.

A legutóbbi kísérletek azt sugallják, hogy a neutrínók közül legalább egynek zérustól eltérő tömege van. Ha a három különböző neutrínó tömeg-sajátállapotnak nem egyforma a tömege, akkor fellép a neutrínó-oszcilláció jelensége:

$$\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau \quad \nu_\mu \rightarrow \nu_e, \nu_\tau \quad \text{vagy} \quad \nu_\tau \rightarrow \nu_e, \nu_\mu.$$

Ha a neutrínóknak bármilyen kicsi, zérusnál nagyobb tömegük van, akkor a természettudomány számos területén módosítani kell elméleteinket:

- Módosítani kell a részecskék Standard modelljét úgy, hogy számot adjon a neutrínók tömegéről.
- A kozmológia területén a neutrínók képezhetik az Univerzum sötét anyagának (dark matter) egy részét. Az elmélet szerint a mikrohullámú háttérsugárhoz hasonlóan az Univerzum minden köbcentiméterében a három fajta neutrínóból körülbelül 300 van.

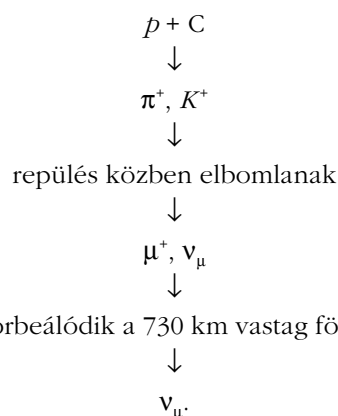
## CERN Neutrinos to Gran Sasso (CNGS)

A CNGS egy Genfben található projekt, amelyben a CERN részecskegyorsítójával előállított müon-neutrínó nyalábot küld a CERN-től 730 km távolságra lévő LNGS föld alatti laboratóriumába. Ezt a távolságot 2 ezred másodperc alatt teszik meg a részecskék.

2006. augusztus elején készült el a  $\nu_\mu$ -nyalábot előállító berendezés. Először 2006. augusztus 17-én küldtek egy alacsony intenzitású nyalábot a LNGS föld alatti laboratóriuma C-termébe, ahol a Borexino és az OPERA kísérletek várták a nyalábot (OPERA – Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus). Októberben már a mérések elvégzéséhez alkalmas nyaláb érkezett a laboratóriumba.

## A CNGS nyaláb

A CNGS nyalábot (3. táblázat) a CERN SPS (Super Proton Synchrotron) gyorsítójával állítják elő. A protonnyalábot (400 GeV/c) egy grafit céltárgyra irányítják, itt a kölcsönhatásokban pionok és kaonok is keletkeznek. A pozitív elektromos töltésű pionokat és kaonokat mágneses lencsékkel párhuzamos nyalábbá alakítják. E nyaláb részecskéi egy 1 km hosszú bomlási zónában elbomlanak többek között  $\mu^+$  és  $\nu_\mu$  részecskékre. A többi hadron (protonok, pionok, kaonok stb.) abszorbeálódnak az útjukba helyezett vasfalban. A müonokat detektorokkal kontrollálják. A müonok abszorbeálódnak a CERN és LNGS laboratóriumok között található 730 km vastag földrétegben és így az LNGS laboratóriumba csak  $\nu_\mu$  müon-neutrínók érkeznek meg:



Egy részecskecsomag hossza 10,5  $\mu$ s (FE – Fast Extraction). Két FE között 50 ms idő telik el.

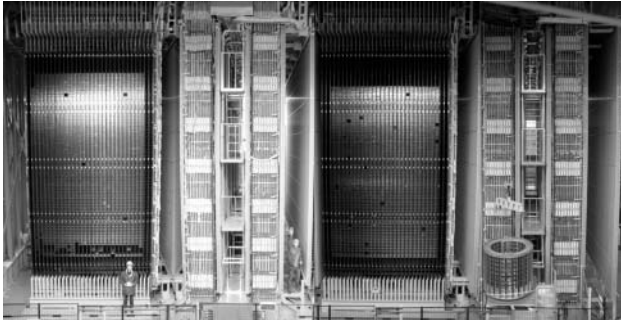
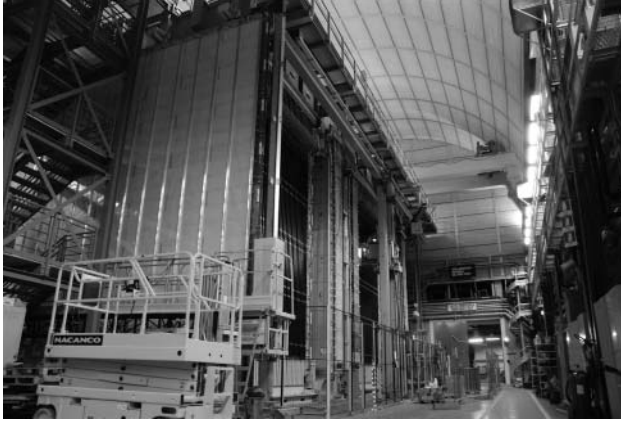
A nyalábot úgy optimalizálták, hogy az OPERA detektorban a  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oszcilláció megfigyelése a legnagyobb valószínűséggel következzen be.

## Az OPERA kísérlet

Az OPERA kísérletet – neutrínó-oszcillációs kísérlet emulziós nyomdetektorokkal – a CERN-ből érkező müon-neutrínó nyaláb tanulmányozására hozták létre.

## Az OPERA detektor

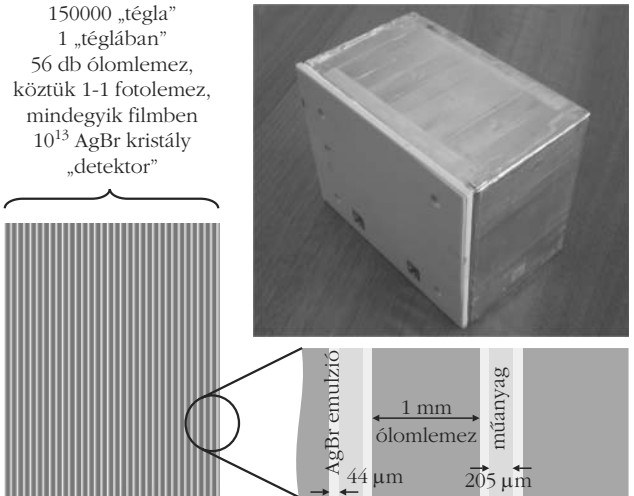
Az OPERA detektor egy hibrid detektor, amely két azonos szupermodulból áll (lásd a 2. ábrát). A két szupermodul előtt egy müon-vető van, amely kiszűri azokat a müonokat, amelyek a laboratórium előtti sziklában keletkeznek.



2. ábra. Az OPERA detektor távlati képe fölül és a két azonos szuperdetektor alul.

A supermodul elején találjuk a céltárgyat, amely 31, a falban elhelyezett alumínium- és fotoemulziólemezekből készített modulból („tégla”) áll.

4. ábra. Az érdeklődésre számot tartó eseményt tartalmazó „téglát” kiszedő – és az üres helyet újból feltöltő – automata manipulátor.



3. ábra. Egy „tégla” felépítése.

A céltárgy után következnek a nyomdetektorok, majd szcintillátor-hodoszkópok, valamint müon-spektrométerek.

A hodoszkópok 32 000 szcintillátorból – egyenként  $7\text{ m} \times 25\text{ mm} \times 15\text{ mm}$  – állnak. A hodoszkópok felülete  $7000\text{ m}^2$ .

A mágneses müon-spektrométerek két vasmágnesből, RPC<sup>7</sup>-ből és driftcsövekből állnak. Minden egyes dipolmágnes mérete  $8 \times 8\text{ m}^2$  és benne a mágneses mező értéke 1,52 T. Az RCP-k között 5 cm vastag vaslemezeket helyeztek el. Ezek a spektrométerek mérik a müonok impulzusát.

A detektorban összesen 150 000 „tégla” található. Az egyes téglák 12,2 cm hosszúak, 10,2 cm szélesek és 8 cm magasak. Minden egyes téglá 56 darab 1 mm vastag ólomlemezről és a köztük elhelyezett fotoemulziólemezekből áll (3. ábra).

A céltárgy után egy müonspektrométert találunk, ezek feladata a müonok azonosítása. A targetból kirepülő részecskéket nyomdetektorok észlelik. A fotoemulzió és a nyomdetektorok adatait analizálva lehet meghatározni, hogy milyen esemény következett be a detektorban. A céltárgy körül elhelyezett detektorok segítségével meg lehet határozni, hogy a kísérlet szempontjából érdekes esemény a céltárgy melyik „téglijában” következett be.

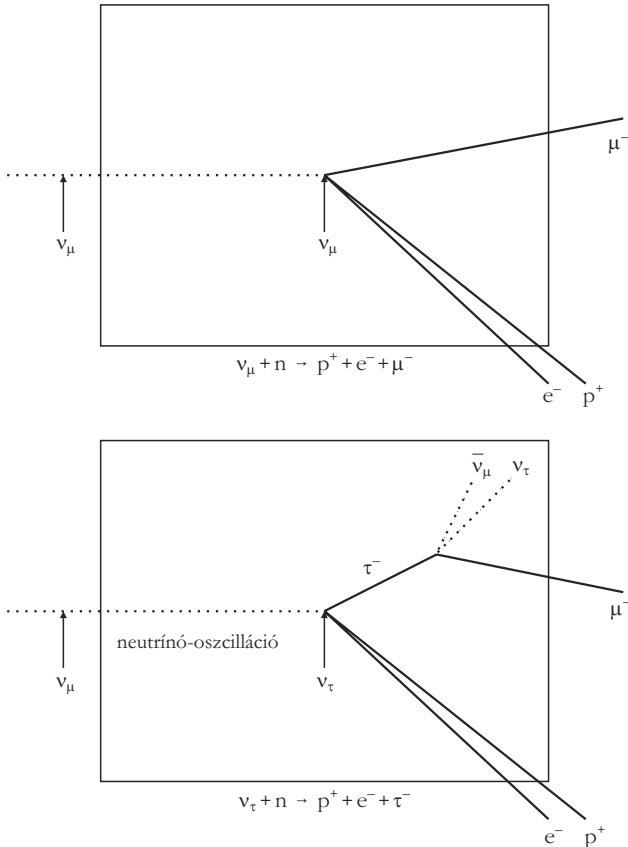
Ha a detektor valamely „téglijában” a kísérlet szempontjából érdekes eseményt figyel meg, akkor ezt, a külső detektorok adatai alapján meghatározott „téglát” egy robot (4. ábra) újra cseréli.

A kivett „téglát” egy automata berendezés analizálja.

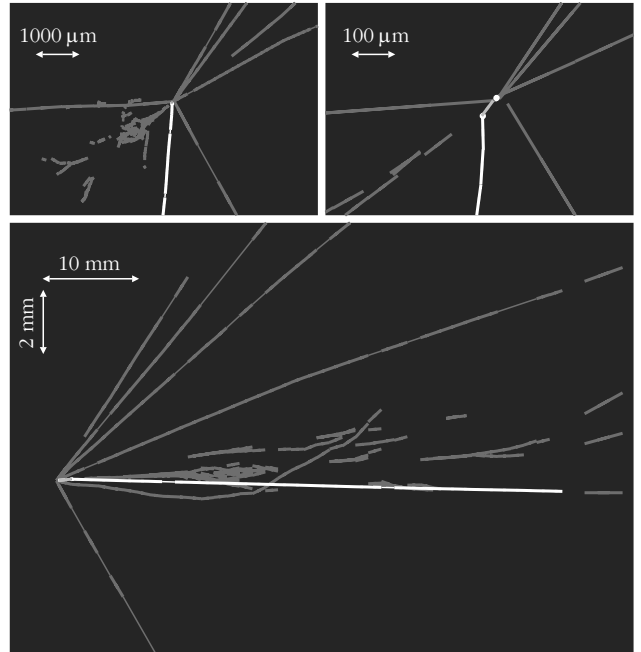
## Az OPERA által megfigyelt események topológiája

Csak olyan eseményeket vesznek figyelembe, amelyek a nyaláb részecskéinek megérkezése után, a részecskesomag ideje alatt ( $10,5\text{ }\mu\text{s}$ ) következnek be.

<sup>7</sup> Resistive Plate Chamber



5. ábra. Két jellegzetes esemény – fölül a müion-neutrínó, alul a tau-neutrínó által kiváltott reakció – az OPERA detektorban.



6. ábra. A nevezetes, tau-bomlásra utaló esemény. Balra fenn a neutrínó repülési irányából nézve, jobbra ugyanez, csak nagyítva a kölcsönhatási pont körüli rész. Alul az esemény a neutrínó repülését merőlegesen mutatja. A világos nyomvonal jelzi a tau-bomlást.

$\tau$  bomlásánál egy elektromosan töltött részecske (például müion) és két semleges részecske, két neutrínó, egy  $\nu_\tau$  tau-neutrínó és ebben a példában egy  $\bar{\nu}_\mu$  anti-müionneutrínó keletkezik (lásd a 5. ábra alsó részét).

### A müion-neutrínók egy lehetséges reakciója

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p^+ + e^-.$$

Ebben a bomlásban keletkezik egy müion ( $\mu^-$ ), amelynek a bomlási ideje  $2,197 \cdot 10^{-6}$  s, ezért általában bomlás nélkül hagyja el a „téglát” és a nyomán nincs törés. Ebben az esetben a vertexből (abból a pontból, ahol az esemény bekövetkezik) három elektromosan töltött részecske ( $\mu^-$ ,  $p^+$  és  $e^-$ ) távozik (5. ábra fölül).

### A tau-neutrínók egy lehetséges reakciója

$$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p^+ + e^-.$$

A tau részecske ( $\tau^-$ ) bomlási ideje sokkal rövidebb ( $2,91 \cdot 10^{-17}$  s), mint a müion bomlási ideje, ezért a  $\tau^-$ -részecske nagy valószínűséggel a „téglában” elbomlik (a reakciótól számított 1 cm belül), így általában a  $\tau^-$ -részecske nyomán egy törést találunk, mivel a

### A tau-neutrínó azonosítása

Az előző szakaszban ismertetett bomlások alapján azonosítani lehet a részecskéket. A  $\nu_\mu$  müion-neutrínó esetében a kölcsönhatás pontjából (vertex) három töltött részecske repül ki (egy  $\mu^-$  müion, egy  $p^+$  proton és egy  $e^-$  elektron). A müion  $(2,187019 \pm 0,000029) \cdot 10^{-6}$  s alatt elbomlik, így átlagosan 656 m utat tesz meg mielőtt elbomlik, tehát kirepül a „téglából”.

Ha a müion-neutrínó a CERN és LNGS között tau-neutrínóvá alakul át (neutrínó-oszcilláció), akkor az a detektorban található neutronnal kölcsönhatva három töltött részecskét (egy  $\tau^-$  tau részecske, egy  $p^+$  proton és egy  $e^-$  elektron) kelt. A  $\tau^-$ -részecske bomlási ideje olyan rövid,  $(290,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-15}$  s, hogy a  $\tau^-$ -részecske nagy valószínűséggel a „téglában” elbomlik, és keletkezik például egy  $\mu^-$  müion, egy  $\bar{\nu}_\mu$  anti-müionneutrínó és egy  $\nu_\tau$  tau-neutrínó. A két neutrínó, mivel elektromosan semleges, nem hagy nyomot a „téglában”, így olyan nyomot látunk amelyen egy törés van a bomlás helyén (lásd az 6. ábrát). A 201(!) szerzős cikket a *Physics Letters B* 2010. július 26-i száma közölte.

Szerkesztőség: 1121 Budapest, Konkoly Thege Miklós út 29–33., 31. épület, II.emelet, 315. szoba, Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: [mail.elft@gmail.com](mailto:mail.elft@gmail.com)

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

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

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

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

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

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

# RÖNTGEN- ÉS ELEKTRONGERJESZTÉSES ELEKTRONSPEKTROMETRIAI MÓDSZEREK ÉS ALKALMAZÁSAIK

Tóth József  
MTA ATOMKI, Debrecen

Az elektron-spektrometria a különböző atomfizikai, szilárdtest-fizikai, felületfizikai és felületkémiai (korrózió, katalízis, elektrokémia, ...) alkalmazások számára korszerű, informatív, sok esetben egyedülálló minőségi és mennyiségi kémiai elemzési módszer. Az utóbbi években előtérbe került nanotudományok stratégiai jelentőségű módszere lett a röntgenfoto-elektron-spektroszkópia (XPS: X-ray photoelectron spectroscopy), így várható, hogy a nanoszerkezetek (beleértve a néhány nanométer vastagságú ultravékony-rétegeket) és a bio-nanoszerkezetek tanulmányozásában fényes jövő előtt áll az XPS technika. A jelen munka áttekinti az XPS (ESCA) [1] módszer legalapvetőbb kémiai analitikai jellemzőit egy – a napelem technológiához kapcsolódó – alkalmazási példán keresztül (Al-mal nagyon erősen adalékolt – dopolt – ZnO kémiai analízise). A nagy feloldású rugalmas csúcs elektron-spektroszkópia (HR-EPES: high resolution elastic peak electron spectroscopy) elemvizsgálásra történő alkalmazását a LiF tanulmányozásával mutatjuk be. A gyakorlati szempontból is fontos alkalmazási példákon kívül egy rövid áttekintést adunk a saját nagyműszer fejlesztésekről, amelyek a szilárdtest felületanalitikai munkák megvalósításához nélkülözhetetlenek.

Az elektron-spektrometria elektromágneses sugárzás (fény), elektron, pozitron, atom, ion és más részecskenyaláb hatására a céltárgy atomjain szóródott, vagy azok atomhéjaiból keltett elektronok minőségi és mennyiségi elemzésével (körülbelül 0,1 atomszázalékos kimutathatósági határral) foglalkozó tudományterület. Az elektron-spektrum a kirepülő elektronok darabszámának mozgási energiájuk szerinti eloszlásfüggvénye. A mozgási energia mérése elektrosztatikus (vagy mágneses) analizátorok segítségével történik [2]. A cikk további részében az ilyen típusú spektrumok (színképek) elemzéséről lesz szó. Mivel elemzésről van szó, ezért beszélünk spektrometriáról (színképelemzésről), és nem csupán spektroszkópiáról (színképnézésről, vagy színképfelvételről), bár sokan már ezen utóbbi kifejezés alatt is elemzést értenek.

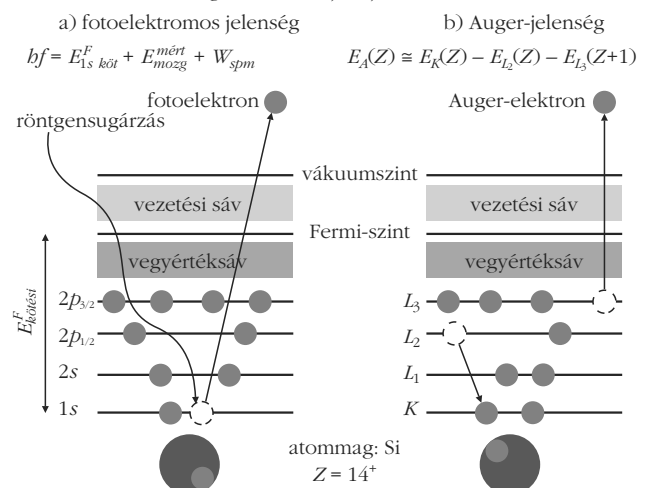
Amikor röntgen- vagy elektrongerjesztést alkalmazunk az atomhéj ionizációjára, akkor a véletlenszerűen bekövetkező folyamatban (elméletileg a kvantummechanika írja le), például egy szilárdtestmintát atomjainak különböző atomhéjaikról, eltérő valószínűséggel lépnek ki az elektronok és sokféle irányba repülnek. A szilárdtestminták esetében lesznek olyan elektronok, amelyek kis energiavesztéssel (néhány

vagy néhányszor 10 meV-os fononvesztéssel (rácsrezgések) és magmeglökési veszteséssel (kvázi rugalmas szórás: HR-EPES)) repülnek ki, de nagyon sok olyan is lesz, amelyek nagyobb energiavesztéssel (néhány vagy néhányszor 10 eV) szenvednek el. Az előbbieket nagy csúcsokként jelennek meg a spektrumban, az utóbbiak pedig kisebb csúcsokként (vesztésgic csúcsok: valenciaelektronok, plazmonok és belső héj elektronok okozta csúcsok) és folytonos „háttérként”. A szóban forgó fizikai jelenségeken alapuló módszer a rugalmatlanul visszaszórt elektronok energiavesztésgic spektroszkópiája (REELS: reflexion electron energy loss spectroscopy).

## A röntgen fotoelektromos és az Auger-jelenség

Az XPS módszer fizikai alapja a fotoelektromos jelenség. Amennyiben az atomok belső héján levő elektronok kötési energiájánál nagyobb a gerjesztő röntgensugárzás energiája, a fotoeffektus (fényelektromos jelenség) bekövetkezik, azaz egy fotoelektron repül ki a gerjesztett atomhéjról, az 1. ábrán szereplő példában az 1s (K) héjról. A röntgensugárzás hatására végbemenő fotoelektromos jelenség segítségével az atommag közeli (ez energetikai szempontból értendő) atomi belső héjak tanulmányozhatók. A fotoeffektusban a gerjesztési energia egyrészt az atomi belső héjon kötött elektron kiszakítására fordítódik, másrészt az atomból kirepülő fotoelektron mozgási energiájára. Amennyiben ismert energiájú és keskeny

1. ábra. A fotoelektromos és az Auger-jelenség során az atomban lejátszódó gerjesztési és lyukelbomlási folyamatok egyszerűsített vázlatja. Az atomhéjak jelölése az ábrán kétféle, az XPS-ben (a) és az XAES, AES-ben (b) leginkább elterjedt jelölést követi.



Jelen munka Varga Dezső 70. születésnapja alkalmából készült az Atomfizikai Főosztály 2010. június 30-i szemináriuma keretében elhangzott előadás alapján, ATOMKI, Debrecen.

természetes vonalszélességű karakterisztikus röntgensugárzást alkalmazunk gerjesztő sugárzasként (például Al  $K_{\alpha}$ ), akkor az atomban a kötött elektronokra jellemző diszkrét energiaállapotok (1.a ábra), a karakterisztikus atomi kötési energiák meghatározhatók, ha megmérjük a fotoelektronok mozgási energiáját. Az atomi belső héjak kötési energiája jó közelítéssel a fotoelektromos egyenlettel adható meg:

$$E_{kötési}^F = hf - E_{mozgási} - W, \quad (1)$$

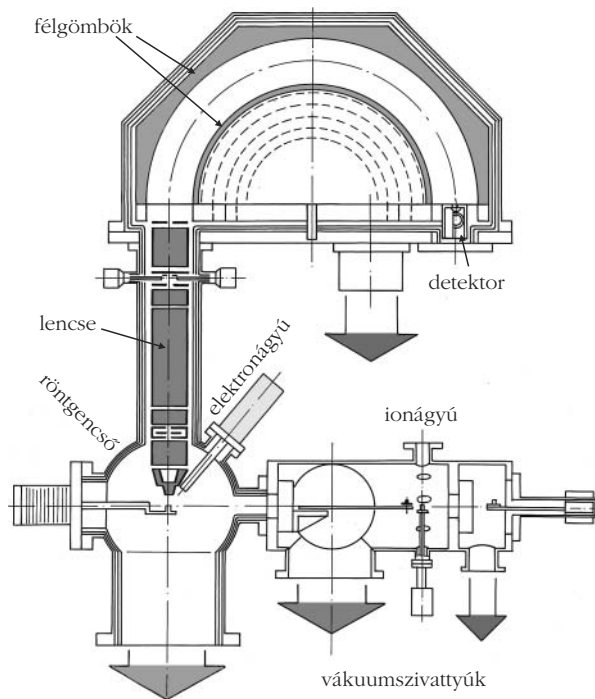
ahol  $f$  a gerjesztő röntgensugárzás frekvenciája,  $h$  a Planck-állandó, azaz  $hf$  a röntgensugárzás energiája;  $E_{mozgási}$  a fotoelektronok mért mozgási energiája (azaz a spektrométerbeli mozgási energia);  $E_{kötési}^F$  az adott atomhéj kötési energiája a Fermi-szintre vonatkoztatva és  $W$  a spektrométer kilépési munkája. A fotoelektron kirepülése után visszamaradt lyuk bomlásából származó elektronokat Auger-elektronoknak nevezzük (1.b ábra). A fotoeffektust követő spontán bekövetkező másodlagos folyamatok egyike az Auger-jelenség, a másik a karakterisztikus röntgensugárzás kibocsátása (emisziója), a két folyamat egymással versengő, a  $Z < 25$  rendszám tartományban az Auger-folyamat sokkal nagyobb valószínűséggel megy végbe, mint a röntgensugárzás emissziója. Az 1.b ábrán vázlatosan bemutatott  $KL_2L_3$  Auger-folyamatban három különböző atomhéj vesz részt, a  $K$  ( $1s$ ) héj, amelyikről a fotoelektron kirepült, az  $L_2$  ( $2p_{1/2}$ ) héj, amelyikről a lyuk betöltődött és az  $L_3$  ( $2p_{3/2}$ ) héj, amelyikről az Auger-elektron kirepült. A  $Z$  rendszámú atom  $KL_2L_3$  Auger-elektron energiája jó közelítéssel az említett három atomhéj kötési energiáiból a (2) formulával megbecsülhető,

$$E_A(Z) = E_K(Z) - E_{L_2}(Z) - E_{L_3}(Z + 1), \quad (2)$$

ahol  $E_A$  az Auger-elektron energiája (az Auger-elektron mért mozgási energiáját jól közelíti), az  $E_K(Z)$  és a  $E_{L_2}(Z)$  a  $K$  és az  $L_2$  atomi héjak kötési energiái a  $Z$  rendszámú atomra vonatkozóan, az  $E_{L_3}$  pedig az  $L_3$  atomi belső héj kötési energiája a  $Z+1$  rendszámú atomra vonatkozóan (a  $Z+1$  rendszámú atomra vonatkozó kötési energia használatával jobb közelítést kapunk az  $E_A$  kísérleti értékre mintha a  $Z$  rendszámú atomra vonatkozó  $L_3$  kötési energiát használnánk). A röntgenerjesztéses Auger-elektron spektroszkópia az XAES (X-ray excited Auger electron spectroscopy), az elektron gerjesztéses Auger-elektron spektroszkópia pedig az AES (Auger electron spectroscopy).

## Felület analitika

Az XPS felületérzékeny analitikai módszer [3]. A fent említett 1486,67 eV energiájú Al  $K_{\alpha 1,2}$  gerjesztő röntgensugárzás körülbelül 0,1 mm (100  $\mu\text{m}$ ) mélységig is behatol a vizsgált szilárdtestminta belsejébe. A fotoelektronok és az Auger-elektronok a minta felületétől mérve csupán néhány nanométer (1 nm =  $10^{-9}$  m) mélységből lépnek ki. Ez arra utal, hogy a szilárd



2. ábra. Az ATOMKI ESA-31 elektron-spektrométerének vázlata, paramétereit lásd a szövegben.

anyagban az elektronokra több nagyságrenddel nagyobb a gyengítési tényező, mint a röntgensugárzásra, azaz az elektron- és az elektromágneses sugárzás kölcsönhatása az anyaggal nagyon különböző.

A HR-EPES a 0,5–5 keV primer-elektron-energiatartományban szintén jó felületérzékenységgűnek tekinthető, azaz felületanalízist végezhetünk az elektron-gerjesztéses technikával is.

Az XPS-XAES-AES és REELS-EPES-(HR-EPES) módszer együttes kombinálásával felületkémiai (például a klasszikus nanotudományok területéhez tartozó katalitikus, kolloidikai és elektrokémiai), valamint felületfizikai (például a rugalmas elektronszórás csúcsok magmeglökés okozta finom szerkezetének a felderítésével) jelenségeket tanulmányozhatunk.

## Az ESA-31 elektronspektrométer

Az ATOMKI-ban fejlesztett spektrométerek [2, 4–7] segítségével többféle alkalmazási területen (korrózió, félvezetők, napelemek, polimerek, ötvözetek stb.) értünk el tudományos eredményeket [4, 7–12] az elmúlt 30 év során. Az egyik legbonyolultabb elektron-spektrométerünk (2. ábra) az ESA-31 (gerjesztő forrásai: 2 röntgensugárzó (4 röntgenanód, 2 elektronágyú); elektronoptikája: félgömb-analizátor és lencserendszer; mérési tartománya: 0,01–10 keV; energiafeloldása:  $3 \cdot 10^{-5}$ ; a vákuum nagysága:  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar), amelyet elsősorban az XPS-re és az XAES-re használjuk, de jelentős eredmények születtek a HR-EPES-sel is. A maguk idejében a 0,5–5 keV primerenergia-tartományban igen jónak számított az általunk mért rugalmas elektronszórás részleteinek feloldása [9] (HR-



EPES). A precíz és megbízható, üzembiztosan működő ESA-31 nagyműszerünk segítségével az ipar számára is tudunk vizsgálatokat végezni (például az atomerőmű rozsdamentes acélból készült egyes alkatrészeinek tanulmányozása is fontos feladatunk [13]).

## ZnO(Al) kémiai analízise XPS-XAES-sel

A fotoelektronok és az Auger-elektronok nagy hányada (a rugalmasan szóródottak, pontosabban a kvázi rugalmasan szóródottak) egyaránt diszkrét csúcsokként jelennek meg az elektronspektrumokban. A csúcsok megfelelnek az atomi héjaknak, kötési energiájuk az illető atomra jellemző, amely alapján minőségi kémiai elemzés végezhető. Az elemek és az atomhéjak szerint a szelektivitás nagyon jó a röntgenfotoelektronspektroszkópia esetében, azaz az atomi belső héjak kötési energiái jól elkülönülnek és a kémiai környezet (a „vegérték”) függvényében is változnak (kémiai eltolódás). A kémiai eltolódások a belső atomhéjak esetében körülbelül a 0,1–10 eV nagyságúak. Az XPS-ben gerjesztésre leggyakrabban az 1486,67 eV energiájú, 0,9 eV szélességű (a csúcsmagasság felénél) Al  $K_{\alpha 1,2}$  karakterisztikus röntgensugárzás használatos. Az ESA-31 elektronspektrométer relatív energiafeloldása – definíció szerint a spektrométer által okozott vonalkiszélesedés ( $\Delta E$ ) osztva az elektron mozgási energiájával ( $E$ ) – a mérések során változtatható. Két tipikus értéket említek:  $\Delta E/E = 4 \cdot 10^{-4}$  (XPS) és  $3 \cdot 10^{-5}$  (HR-EPES). Ezek a feloldásértékek megfelelőek (1000 eV-os mozgási energiájú, teljesen monokromatikus, Dirac-delta függvénnyel ábrázolható elektronok esetén 0,4–0,03 eV kiszélesedést okoz a spektrométer) ahhoz, hogy az atomi belső elektronhéjak egymástól jól különváló természetes, vonalas spektrumát ne mossák össze, hanem meghagyják vonalasanak, és a HR-EPES-sel mérhető rugalmas elektronszórás csúcs finom részleteit is feloldhassuk. A matematika nyelvén megfogalmazva: a gerjesztő röntgensugárzás, a spektrométer és a valamilyen természetes szélességgel rendelkező fotoelektron vonalfüggvényeinek konvolúciós szorzataként előálló függvény, azaz a mért spektrum „vonalas” marad, ilyen módon a finom kémiai részletek feloldhatók. A fotoelektronvonalaknak megfelelő kötési energia – a spektrumban a vonalak (csúcsok) helyzete –, amely a kémiai állapotra jellemző, 0,1–0,2 eV pontossággal meghatározható. Gyakran előfordul, hogy nemcsak a vonal helyzete, hanem a vonal szélessége is hordoz kémiai információt. Különösen akkor fontos ez, amikor a különböző kémiai állapotok olyan kis kémiai eltolódásokat eredményeznek, amelyeket a fent említett igen jó 0,4–0,5 eV energiafeloldás ellenére sem tudunk szétválasztani (mert a röntgengerjesztés által okozott kiszélesedéssel együtt értendő a teljes instrumentális kiszélesedés). Ilyen esetekben a fotoelektronvonalak (csúcsalak) elemzésével is finom kémiai részletekre lehet következtetni. Amennyiben lehetőség van rá, érdemes monokromatikusabbá tenni a gerjesztő

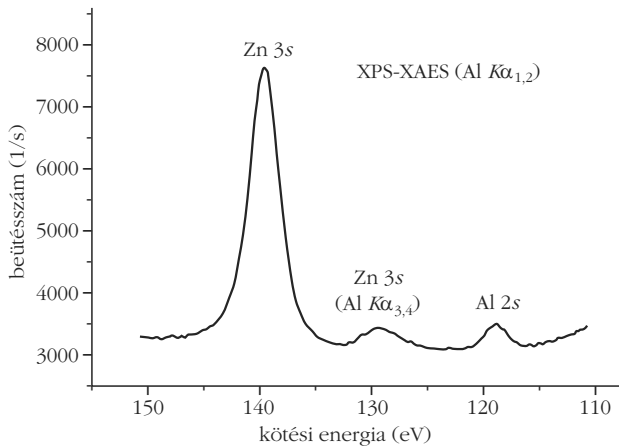
röntgensugárzást kristály- vagy multiréteg-monokromátor alkalmazásával, azaz az Al  $K_{\alpha 1,2}$  0,9 eV természetes szélességgel rendelkező vonalából érdemes kivágni 0,6 eV szélességűt, vagy még finomabb részletek feloldására akár 0,2–0,3 eV is elérhető, sőt a szinkrotronoknál körülbelül 10 meV-os szélességű gerjesztéssel is lehet dolgozni. Ekkor már az is természetes, hogy az XPS-nél körülbelül  $3 \cdot 10^{-5}$  relatív energiafeloldással érdemes dolgozni, hogy a teljes instrumentális vonalszélesítő hatás elhanyagolható legyen a természetes vonalkiszélesedéshez képest.

Az elektronspektrumban lévő vonalak (csúcsok) területeinek meghatározásával az XPS mennyiségi analízisre is felhasználható (kvantitatív XPS). Az XPS kísérletek során nyert fotoelektronvonalak területeiből egy adott minta, például a napelemek ablakaként ismert ZnO(Al) atomi koncentráció arányai a (3) formulával adhatók meg (végtelen vastagnak tekintett és homogén minta, a felületi fedő és szennyező réteg elhanyagolásával, Al és Zn arányra konkretizálva):

$$\frac{n_{\text{Al}}}{n_{\text{Zn}}} = \frac{I_{\text{Al}2s}}{I_{\text{Zn}3s}} \frac{\sigma_{\text{Zn}3s}(E_{\text{röntgen}})}{\sigma_{\text{Al}2s}(E_{\text{röntgen}})} \left( \frac{E_{\text{mozg}}(\text{Zn}3s)}{E_{\text{mozg}}(\text{Al}2s)} \right)^{1,75}, \quad (3)$$

ahol  $n$  az atomi koncentráció;  $I$  a mért fotoelektron csúcs területe egy adott atomhéjra;  $\sigma(E_{\text{röntgen}})$  a fotoionizációs hatáskeresztmetszet, amely a gerjesztő röntgensugárzás energiájától, az elem fajtájától és az atomhéjtól függ;  $E_{\text{mozg}}$  a fotoelektron mozgási energiája; az elektronspektrométer hatásfoka (az általunk használt FRR, azaz állandó fékezési arányú üzemmódban) a fotoelektron mozgási energiájának lineáris függvénye, a rugalmatlan szórás közepes szabad úthossz (IMFP) pedig az  $E_{\text{mozg}}$  0,75-os hatványával közelíthető. A képletben az  $E_{\text{mozg}}^{1,75}$ -os hatványa a spektrométer-hatásfok lineáris függvényéből (1-es kitevő) és az IMFP 0,75-os hatványfüggéséből tevődik össze. Jelen példában a detektor hatásfokának energia szerinti változása elhanyagolható. A (3) formula tetszőleges elem párra alkalmazható.

Az MTA MFA-val együttműködésben, NKTH és OTKA projektek keretében, a CIGS (Cu-In-Ga-Se<sub>2</sub>) vékonyréteg napelemek fejlesztéséhez járult hozzá kutatócsoportunk a ZnO(Al) rétegek felületi kémia állapotának és atomi összetételének vizsgálatával. A CIGS napelem ablakrétegének jó vezetőnek kell lennie, a széles tiltott sávú (3,34 eV) ZnO félvezetőt Al-mal igen nagymértékben adalékolva (sokkal nagyobb mértékű az adalékolás, mint amit a félvezetőiparban az erősen adalékolt kifejezés alatt értenek) ez elérhető, közben az ablak nagyon jó átlátszósága, fényátteresztő képessége (85–90%) is megmarad. Az Al-mal erősen adalékolt ZnO minta készítésénél Zn<sub>95,3</sub>Al<sub>4,7</sub> ötvözetből indultak ki. DC magnetronnal Ar<sup>+</sup> plazmában O<sub>2</sub> gáz adagolással, reaktív porlasztással végezték a minta készítését Na-üveg szubsztrátra [10]. A *fotoelektron-spektrum (3. ábra) az Al-oxid állapotára jellemző*, amit XAES-sel, az Al  $KL_2L_3$  Auger-vonal mérésével is igazoltunk. A kísérletileg meghatározott Zn 3s és Al 2s fotoelektroncsúcsok területeinek arányá-



3. ábra. ZnO(Al) vékonyréteg Zn 3s és Al 2s XPS spektruma.

ből, a szóban forgó atomhéjak fotoionizációs hatáskeresztmetszeteinek, a fotoelektronok rugalmatlan elektronszórás szabad úthosszainak (a mintában) és a spektrométer detektálási hatásfokának ismeretében az atomi koncentráció arányok meghatározhatók (lásd (3) formula). Az eredeti ötvözet összetételét (4,7 atom%) jól követi az oxid keverék összetétele. Az XPS méréssel az oxid formában jelenlevő Al koncentrációját 3–5 atom% közöttinek találtuk.

## A LiF tanulmányozása HR-EPES-sel

Abban az esetben, ha a gerjesztés elektronokkal történik, a teljes energiaspektrum-tartományban mérjük azokat az elektronokat, amelyek rugalmas szórás követően lépnek ki a mintából (HR-EPES), és mérjük azokat is, amelyek rugalmatlan szórás követően karakterisztikus energiavesztéssel lépnek ki (REELS). A veszteségi spektrum tartományban például grafit esetében a kettős kötésre jellemző  $\pi \rightarrow \pi^*$  átmenet energiavesztési csúcsa, vagy Al, Si, GaAs stb. esetében a plazmon energiavesztési csúcsok – és természetesen a szekunder folyamatokból eredő Auger-csúcsok is – karakterisztikus jellemzői egy adott kémiai anyagnak. A HR-EPES mérésekben a rugalmas csúcsok energiahelyzetei függenek a gerjesztő primer elektron energiájától és a minta atomjainak tömegétől. A vonaleltolódás elemenként más és más lesz. A rugalmas csúcs energia eltolódása ( $E_{r0}$ ) a szórt elektron és a szóró atommag tömegarányán és a primer elektron energiáján ( $E_0$ ) kívül függ a mérési geometriától is, pontosabban az úgynevezett szórás szög függvénye (a  $\Theta_0$  szórás szög az elektron detektálási iránya a primer elektronnaláb irányához képest), lásd a (4) formulát:

$$E_{r0} = \frac{4 m E_0 \sin^2(\Theta_0/2)}{M}, \quad (4)$$

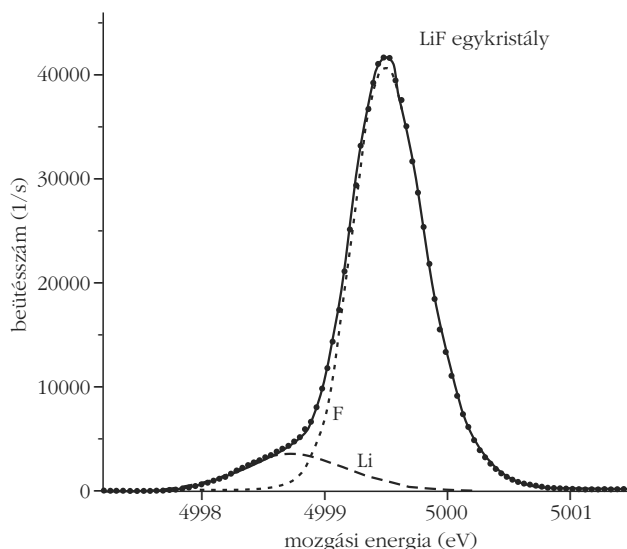
ahol  $E_{r0}$  a primer elektron energiaeltolódása,  $m$  az elektron tömege,  $M$  az elektron által meglökött atommag tömege,  $E_0$  a primer elektronenergia,  $\Theta_0$  pedig a szórás szög.

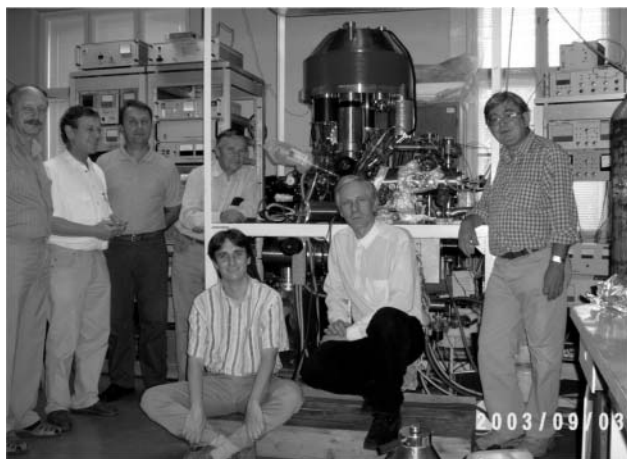
Az elektronszórás kísérletben a nagyon jó energia feloldású ( $\Delta E/E = 3 \cdot 10^{-5}$ ) ESA-31 spektrométerünk segítségével [7] mért rugalmas csúcs (például 5 keV primer energiánál és  $130^\circ$  szórás szögnél) mennyiségi elemzést tesz lehetővé többkomponensű anyagokon. A magmeglökési folyamat miatt az elektron energiája egy adott primer energiánál és egy adott szórás szögnél annak függvényében változik, hogy mekkora tömegű atomon szóródott. Az elektron rugalmas szórás hatáskeresztmetszete az atom rendszámával változik, ez teszi lehetővé a mennyiségi elemzést. Ilyen anyag többek között a LiF, ennek segítségével vizsgáltuk a rugalmas szórás jelenségét és bizonyítottuk a HR-EPES analitikai eszközként való alkalmazhatóságát.

A LiF rugalmas (pontosabban kvázi rugalmas) csúcsában (4. ábra) a különálló csúcsok a Li és a F. A magmeglökés miatt a F-nál kisebb tömegű Li atomon történt szóródás során az elektron nagyobb energiát veszít, mint a F-ról visszazórt elektron. A (4) formula az energia és az impulzus megmaradás törvényének alkalmazásával elemi számolással levezethető, klasszikus ütközést feltételezve. A (4) formula 5 keV energiájú primer elektrorra,  $130^\circ$  szórás szögnél 1,3 eV energiaeltolódást ad a Li rugalmas csúcsára, 0,5 eV-ot a F-éra, a különbség 0,8 eV. Ezeket az értékeket kísérleti eredményként is megkaphatjuk az összetett rugalmas elektroncsúcs komponenseinek illesztésével. A csúcsterületek arányából (egyszeres szórás feltételezve), figyelembe véve a Li-ra, és a F-ra egy adott primer energiánál (például 5 keV-nél) a rugalmas elektronszórás hatáskeresztmetszeteit, a Li és a F atomok számának egy az egybe aránya jó közelítéssel visszakapható [9].

Az EPES módszert főleg a rugalmatlan elektronszórás közepes szabad úthosszak (IMFP: inelastic mean free path) meghatározására használtuk [11]. A (3) formulában impliciten jelen van az IMFP, azaz a kvantitatív XPS számára nélkülözhetetlen paraméter, ami nemcsak a primer elektron energiájától, hanem a szilárd minta anyagi minőségétől is függ. Fentebb már

4. ábra. A LiF egykristály minta 5 keV primer energiánál HR-EPES-sel mért kvázi-rugalmas csúcsa [5].





5. ábra. Az ESA-31 körüli elektronspektroszkóposok baráti köre: (balról-jobbra) Kövér László, Ricz Sándor, Cserny István, Varga Dezső, Berényi Zoltán, Tóth József, Kövér Ákos.

említettem, hogy a HR-EPES-sel jelentős eredményeket értünk el az ESA-31 spektrométer segítségével végzett kísérleti munkáinkban. A felülettudományban, egyes speciális esetekben, különleges információ nyerhető a HR-EPES-sel. A közepes primer elektronenergia tartományban, például 2–5 keV-ig, a H direkt kimutatását elsők között valósítottuk meg [12].

A HR-EPES általánosságban nem alkalmazható kvantitatív analízis céljára (például a szóban forgó kis és közepes primer elektronenergiáknál, 0,5–5 keV, a közepes rendszám tartományban a szomszédos vagy egymáshoz közeli rendszámok nem szeparálhatók), de speciális esetekben igen, például egy kis rendszámú elem mellett egy nagy rendszámú elem igen kis koncentrációban (az elektronspektroszkópiában nem szokványos 0,01%-os koncentrációkat kell ez alatt érteni) is meghatározható (néhány perces mérési idővel), ami nemcsak tudományos szempontból érdekes, hanem az alkalmazások (orvos-biológiai, ipari stb.) számára is nagyon fontos lehet.

## Összefoglalás helyett

*Vallomás:* az ATOMKI-ban az elektronspektroszkópiának több évtizedes hagyománya vannak [2, 4]. Számomra nagy örömet jelentett, hogy a *színes, nagy fantáziát és sok intuíciót igénylő fejlesztési és tudományos kutatási munkákba* bekapcsolódhattam az 1980-as évek elejétől. Varga Dezsőtől, mint az általam

használt elektron-spektrométerek fejlesztőjétől, a közös munkák során sokféle műhelytitkot sikerült tanulnom. Ő volt többek között az első hazai XPS röntgenforrás (1970-es évek első fele) fejlesztője. Számomra ez történelem, pontosabban továbbélő hagyomány – ez derült ki az XPS röntgensövek fejlesztése során. Nemcsak a műszerek alkotásában volt nagy hatással rám ez az iskola, hanem a spektroszkópiai alapok és általában a tudományos kutatási módszerek megismerésében is.

## Irodalom

1. Szepes L.: A kémiai kötés tanulmányozása gázfázisú fotoelektron-spektroszkópiával. *Fizikai Szemle* 60 (2010) 365.
2. Kövér Á.: Elektrosztatikus elektron-spektrométerek fejlesztése az ATOMKI-ban. *Fizikai Szemle* 60 (2010) 339.
3. Kövér L.: Elektronspektroszkópia és felületkutatás. *Fizikai Szemle* 54 (2004) 120.
4. Varga D.:  $\beta$ -spektroszkópiától az atomfizikáig. *Fizikai Szemle* 54 (2004) 117.
5. Varga D., Kádár I., Kövér Á., Kövér L., Móri Gy.: An electron spectrometer of double-pass cylindrical mirror type for nuclear spectroscopy and atomic physics. *Nuclear Instruments and Methods* 154 (1978) 477.
6. Varga D., Kádár I., Kövér Á., Cserny I., Móri Gy., Brabec V., Dragoun O., Kovalik A., Adam J.: Electrostatic spectrometer for measurement of internal conversion electrons in the 0.1–20 keV region. *Nuclear Instruments and Methods* 192 (1982) 277.
7. Kövér L., Varga D., Cserny I., Tóth J., Tőkési K.: Some applications of high-energy, high-resolution Auger electron spectroscopy using bremsstrahlung radiation. *Surface and Interface Analysis* 19 (1992) 9.
8. Spalek A., Dragoun O., Kovalik A., Yakushev E. A., Rysavy M., Frána J., Brabec V., Novgorodov A. F., Cserny I., Tóth J., Varga D., Kövér L.: Study of the conversion electron and XPS spectra of radioactive  $^{57}\text{Co}$  sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 196 (2002) 35.
9. Gergely G., Menyhárd M., Benedek Zs., Sulyok A., Kövér L., Tóth J., Varga D., Berényi Z., Tőkési K.: Recoil broadening of the elastic peak in electron spectroscopy. *Vacuum* 61 (2001) 107–111.
10. Németh A., Tóth A. L., Horváth E., Kövér L., Tóth J., Volk J., Mizsei J., Lábadi Z.: Study of the effect of different plasma density areas on the properties of ZnO thin films deposited by DC reactive sputtering. *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. Barcelona, Spain, 6–10 June, 2005. Eds: W. Palz, H. Ossenbrink, P. Helm. München, WIP-Renewable Energies (2005) 1847–1850.
11. Gergely G., Konkol A., Menyhárd M., Lesiak B., Jablonski A., Varga D., Tóth J.: Determination of the inelastic mean free path (IMFP) of electrons in germanium and silicon by elastic peak electron spectroscopy (EPES) using an analyser of high resolution. *Vacuum* 48 (1997) 621–624.
12. Orosz G. T., Gergely G., Menyhárd M., Tóth J., Varga D., Lesiak B., Jablonski A.: Hydrogen and surface excitation in electron spectra of polyethylene. *Surface Science* 566 (2004) 544–548.
13. Baja B., Németh Z., Kádár P., Varga K., Nagyné Szabó A., Oravetz D., Homonnay Z., Kuzmann E., Kövér L., Varga D., Cserny I., Tóth J., Schunk J., Patek G.: Korróziós-eróziós tendenciák a Paksi Atomerőmű gőzfejlesztőiben. *Korróziós Figyelő* 47 (2007) 62–71.

## HIVATKOZÁS

Az 2010/12 és 2011/1 számban megjelent *Hogyan is mozog egy tömeges rugó?* cikkem második részének véglegesítése után tudtam meg, hogy korábban *Wiedemann László* az azóta a *Fizikai Szemlébe* olvadt *Magyar Fizikai Folyóiratban* hasonló tárgyú cikket jelentetett meg *A mergeterbelt rugalmas szál rezgése* (XXXV. kötet, (1987–88.) 6. füzet 499. old.) címmel.

Ebben egy véges tömegű, függőleges, rugalmas szálból és egy rá akasztott súlyból álló rendszer esetét vizsgálja, részletesen elemzi a mozgásegyenleteket, a normál módusokat és egy speciális kezdeti feltétel mellett megvalósuló mozgást is. A munkát tisztelettel ajánlom az érdeklődők figyelmébe.

Woynarovich Ferenc

# ÜTKÖZÉSEK ELEMZÉSE ENERGIA-IMPULZUS DIAGRAMOKKAL

Bokor Nándor  
BME, Fizika Tanszék

Hasznosak lehetnek a relativisztikus ütközések tanításánál az energia-impulzus diagramok [1], amelyekben a szokásos Minkowski-diagramokon szereplő idő- és a helykoordináták szerepét az energia és az impulzus veszi át. Mint az alábbiakban látható lesz, az ilyen diagramok fő vonzereje abban rejlik, hogy az ütközés előtti és utáni állapotokat egyszerre jeleníti meg, és hogy az összes lényeges fizikai paraméter (a tömegpontok tömege, sebessége, impulzusa, energiája) azonnal leolvasható az ábráról.

Az egyszerűség kedvéért a képleteket végig  $c = 1$  egységekben fogom felírni [2]. Ez azt jelenti, hogy a  $t$  időt hosszúságegységben mérjük (például méterben), a  $v$  sebesség nagysága pedig 0 és 1 közé eső dimenzió nélküli szám. Ugyanebből a konvencióból az is következik, hogy az  $m$  tömeg, az  $E$  energia és a  $p$  impulzus mind ugyanabban az egységben mérendők. Ez az egység lehet például kilogramm, joule, erg, elektrontömeg stb. Hogy konkrétan melyiket választjuk, annak a jelen cikkben nincs jelentősége, ezért hacsak külön nem jelölöm, mindenütt az a.u. („arbitrary unit”, azaz „tetszőleges egység”) megjelölés értendő a számérték után.

A *téridő-beli* Minkowski-diagramokat széles körben alkalmazzák a relativitáselmélet tanításában. Ezekben egy-egy pont egy-egy eseményt jelöl, amelynek koordinátáit  $(t, x)$  alakban, vagy  $(t, x, y)$  alakban szokás megadni, attól függően hogy két- vagy háromdimenziós diagramról, azaz egy vagy kettő térbeli dimenziójú tárgyalásmódról van szó. Megállapodás szerint a függőleges tengelyen szokás a  $t$  időkoordinátát, a vízszintes tengely(ek)en pedig a térbeli koordinátá(ka)t ábrázolni. Három térbeli dimenziójú Minkowski-diagramot nem tudunk készíteni, hiszen négydimenziós ábrázolásra lenne hozzá szükség. Szerencsére a relativisztikus jelenségek nagy részének tárgyalásához nyugodtan elhagyható a harmadik térbeli dimenzió.

Minkowski-diagramokat az *energia-impulzus térben* is konstruálhatunk [1]; ekkor a függőleges tengelyen az  $E$  energia, a vízszintes tengely(ek)en pedig a  $p$  impulzus szerepel. Az ilyen diagramokon egy-egy  $(E, p)$  – vagy  $(E, p_x, p_y)$  – pont valamilyen tömegpont adott állapotát jelöli: megadja energiáját és azt az impulzust, amellyel a tömegpont éppen mozog. Az energia és az impulzus alább felírt relativisztikus kép-

leteiből megérthetjük a diagramok néhány általános jellemzőjét:

$$E = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2}} \quad (1)$$

és 1 dimenzióban

$$p = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2}} v, \quad (2)$$

illetve 2 dimenzióban

$$p_x = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2}} v_x \text{ és } p_y = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2}} v_y, \quad (3)$$

amelyek a tömeg, energia és impulzus közötti jól ismert összefüggéshez vezetnek:

$$E^2 - p^2 = m^2. \quad (4)$$

A (4) egyenlet a tömeg invarianciáját fejezi ki. Egy adott tömegpont energiájára különböző inerciarendszer-beli megfigyelők különböző számértékeket fognak kapni, mint ahogyan az impulzusára is; az eltérő számoknak az a különleges algebrai kombinációja azonban, amely a (4) egyenlet bal oldalán szerepel, minden megfigyelő számára ugyanazt a számértéket szolgáltatja: a tömeg invariáns.

A (4) egyenletből leolvasható, hogy az energia-impulzus diagramokon egy adott  $m$  tömegű tömegpont összes lehetséges állapota ugyanazon a *hiperbolán* – illetve 2D mozgásnál ugyanazon a *forgási hiperboloidon* – fekszik. (Ez a tény természetesen szoros kapcsolatban van a *téridő-intervallum* invarianciájával; a téridőbeli Minkowski-diagramokon analóg módon hiperbolákat használunk például arra, hogy a különböző vonatkoztatási rendszerekhez tartozó koordinátatengelyeket egymáshoz kalibráljuk.) Az a vektor, amelyet az origóból a hiperbola – vagy hiperboloid – megfelelő pontjához húzunk, az adott tömegpont *energia-impulzus vektora*.

Az energia-impulzus vektor közvetlen vizuális információt ad a tömegpontnak az ütközés szempontjából lényeges összes tulajdonságáról: a vektor által meghatározott hiperbola – vagy hiperboloid – és az  $E$ -tengely metszéspontja megadja a részecske tömegét; a vektor  $E$ -tengelyhez képesti meredeksége pedig a részecske sebességét. Különösen vonzó tulaj-

Köszönetemet fejezem ki *Hraskó Péter*nek támogató bírálatáért és hasznos javaslataiért.

donsága az ilyen diagramoknak az, hogy például egy tömegpontrendszer teljes energiáját és teljes impulzusát egyetlen lépésben láthatóvá lehet tenni: csupán meg kell szerkeszteni az egyes energia-impulzus vektorok *vektori összegét*, és leolvasni az összegvektor függőleges, illetve vízszintes komponenseit.

Az alábbiakban azt tekintem át, hogyan olvasható le egyetlen pillantással mind a rugalmatlan, mind a rugalmas ütközések szinte valamennyi fontos adata az energia-impulzus diagramokról.

## Ütközések

Az ütközésekkel kapcsolatos számpéldákban általában adottak az ütközésben résztvevő tömegek és kezdeti sebességeik; a diákoknak ezután az a feladatuk, hogy kiszámítsák

a) az ütközéskor keletkezett egyetlen test tömegét és sebességét (tökéletesen rugalmatlan ütközés esetén, amit az egyszerűség kedvéért röviden *rugalmatlan ütközésnek* fogok nevezni)

b) az ütköző tömegpontok végsebességét (*rugalmas ütközés* esetén)

### Rugalmatlan ütközés két tömegpont között

Az *1. ábra* egy olyan *rugalmatlan* ütközés energia-impulzus diagramját mutatja, amelyben egy  $m_A$  és egy  $m_B$  tömegű részecske vesz részt. A tömegek és a sebességek a következők:  $m_A = 1$  [a.u.],  $m_B = 2$  [a.u.],  $v_A = -0,5$ ,  $v_B = 0,6$ .

Az ütközés során a két tömegpont „összetapad” egyetlen,  $m_C$  tömegű (továbbra is pontszerűnek tekintett) testté, amely  $v_C$  sebességgel indul tovább. Az összetapadt test energia-impulzus vektora a két ütköző tömegpont energia-impulzus vektorának összege.

Ha felírjuk és megoldjuk az energiamegmaradás és az impulzusmegmaradás egyenletét, az  $m_C = 3,536$  [a.u.] és  $v_C = 0,252$  számértékeket kapjuk.

Bár az *1. ábráról* nem látszanak ilyen sok tizedesjegyre a fenti számértékek, de azért az ütközés „teljes sztorija” leolvasható belőle, ráadásul *kvantitatív* választokat kapunk minden lényeges kérdésre: mindhárom test *tömegét* látjuk, ha leolvassuk, hol metszi az  $E$ -tengely a megfelelő hiperbolákat; a három tömegpont *sebességét* a megfelelő energia-impulzus vektor ( $E$ -tengelyhez képesti) meredeksége mutatja; energiájukat és impulzusukat pedig ugyanezen a vektorok függőleges, illetve vízszintes komponense.

Az ütközés kimenetele, így  $m_C$  és  $v_C$  értéke is egyértelműen meghatározott. A rugalmatlan ütközések szokásos, algebrai tárgyalásakor ezt a tényt általában úgy magyarázzuk, hogy *két ismeretlen* meghatározásához éppen *két független egyenlet* (az energiamegmaradás és az impulzusmegmaradás) áll rendelkezésünkre. Ha azonban az *1. ábrához* hasonló energia-impulzus diagramot használunk, a megoldás egyértelműségének oka triviálisan látszik: az összetapadt testet az ábrán egy olyan vektor képviseli, amelyet két

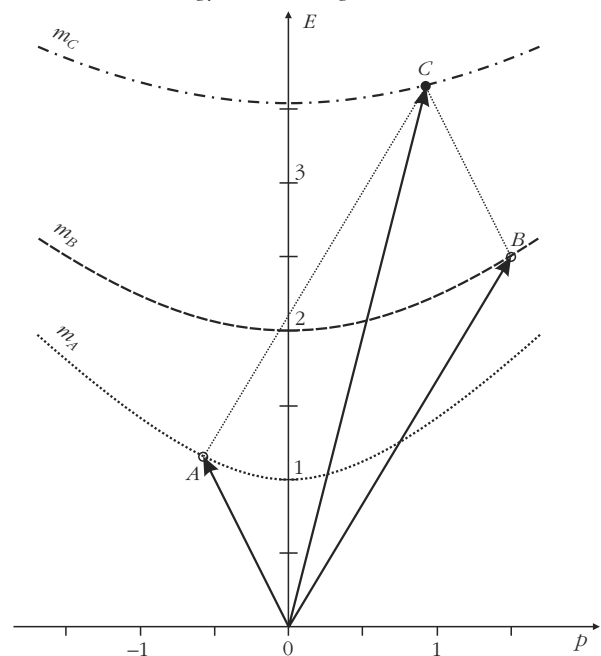
vektor összegeként kaptunk, és természetesen ennek az összegvektornak mind „hossza” (azaz  $m_C$ ), mind iránya (azaz  $v_C$ ) egyértelműen meghatározott.

A rugalmatlan ütközések során a végállapot, azaz a keletkezett test  $m_C$  tömege és  $v_C$  sebességvektora a *térbeli dimenziók számától függetlenül mindig egyértelmű*. Algebrai tárgyalásmód esetén ezt úgy magyarázzuk, hogy a dimenziószám növelésekor amilyen mértékben növekszik az *ismeretlenek* száma (azaz  $v_C$  komponenseinek száma), ugyanolyan mértékben növekszik a független *egyenletek* száma is (mindig egy-egy újabb komponensegyenlethez jutunk az impulzusvektor megmaradásából). Így az ismeretlenek száma mindig megegyezik a független egyenletek számával. Az energia-impulzus diagramos tárgyalásmódban ismét egyszerűbb az érvelés: a keletkezett test energia-impulzus vektorát két energia-impulzus vektor összegeként kapjuk, tehát „hossza” (azaz  $m_C$ ) és iránya (ami  $v_C$  komponenseit adja) egyértelműen meghatározott.

Az *1. ábra* tömegpontok összetapadására, *fúziójára* nyújt példát. Az ilyen kölcsönhatások egyik legfontosabb jellemzője a tömegnövekedés:  $m_C > m_A + m_B$ , hiszen a kezdeti mozgási energia egy része az új test nyugalmi energiájának – tömegének – növelésére fordítódott. Az ábra ezt a jelenséget is közvetlenül mutatja, sőt az  $m_C - (m_A + m_B)$  tömegnövekedés *mértéke* is számszerűen leolvasható.

A tömegnövekedés mértéke annál kisebb, minél inkább közelítenek a függőlegeshez az *1. ábra* energia-impulzus vektorai, azaz minél kisebbek az ütközésben előforduló sebességek. (Teljesen függőleges vektorok – álló tömegpontok – összekombinálása az  $E$ -tengely mentén zajlik, ilyenkor – a tengely lineáris kalibrálása miatt – triviálisan teljesül a tömegmegmaradás: az összetapadt test tömege egyenlő a két kiin-

1. ábra. Egydimenziós rugalmatlan ütközés.



dulási tömeg összegével.) Az 1. ábra alapján így érthető például az is, hogy bár a középiskolában rugalmatlan ütközési típuspéldaként tárgyalat ballisztikus inga esetében is *van* tömegnövekedés – a lövedék kezdeti mozgási energiájának hővé (a zsák-lövedék rendszer belső energiájává) alakuló része valóban megnöveli a rendszer tömegét –, azt a tömegnövekedést teljes joggal hanyagoltuk el.

Az 1. ábrán bemutatott rugalmatlan ütközést „időben visszafelé is lejátszhatjuk”, ez olyan jelenségek tárgyalásához vezet minket, mint a *maghasadás*, vagy egy bomba felrobbanása darabokra stb. Természetesen ilyen esetekben is az 1. ábrához hasonló diagramot kapunk; ekkor azonban a *tömegdefektus* lesz leolvasható az ábráról.

Egy dimenziós rugalmas ütközés két tömegpont között

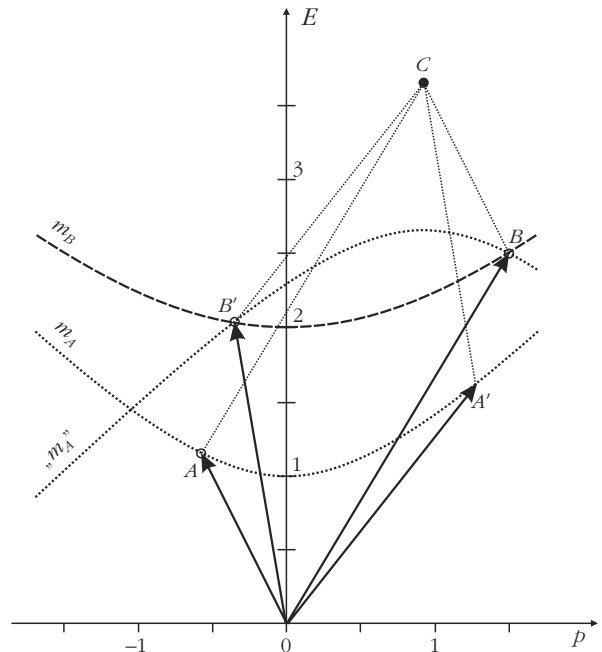
Tekintsünk most egy *rugalmas* ütközést ugyanolyan kezdőfeltételekkel, mint az 1. ábrán. Feladat: meghatározni a két tömegpont  $v'_A$  és  $v'_B$  végsebességét, miután visszapattantak egymásról. Az energia-impulzus diagram „nyelvére fordítva” ez azt jelenti, hogy két olyan energia-impulzus vektort keresünk, amelyek kielégítik az alábbi feltételeket:

1. összegük ugyanazt az energia-impulzus vektort kell adja, mint az kiindulási két energia-impulzus vektor összege (azaz összegük a  $C$  pontba kell hogy mutasson);

2. a két keresett vektor végpontja az  $m_A$ , illetve  $m_B$  jelzésű hiperbolára kell mutasson, hiszen az ütközés után az eredeti két tömegpont halad tovább.

A probléma egyszerűen megoldható a következő geometriai módszerrel (2. ábra): a  $C$  pontból, mint origóból, rajzoljuk fel az  $m_A$  hiperbolát fejtetőn. Ez az invertált hiperbola (amelyet a 2. ábrán „ $m_A$ ” felirattal jelöltem) az  $m_B$  hiperbolát két pontban metszi. Mindkét metszéspont teljesíti a fenti feltételeket; ráadásul *csak* ez a két metszéspont ilyen. A két metszéspont fizikai jelentése: ezek képviselik azokat az állapotokat, amelyeket ebben a kölcsönhatásban az  $m_B$  tömegű tömegpont felvehet. Egyikük (a 2. ábrán  $B$ -vel jelölt pont) az  $m_B$  ütközés *előtti* állapotát jelzi; a másikuk (az ábrán  $B'$ -vel jelölt pont) ugyanezen tömegpont ütközés *utáni* energia-impulzus vektorát adja. Mint az ábrán látszik, a vektorösszeadás paralelogramma-szabályát alkalmazva egyszerűen megrajzolható ezek után az  $m_A$  tömegű tömegpont ütközés utáni energia-impulzus vektora is (ezt  $A'$  jelzi az ábrán). Ismét az ütközés teljes történetét megtudjuk *egyetlen ábrából*: az összes sebesség-, energia- és impulzus-adat, mind ütközés előtt, mind ütközés után, kvantitatíven látszik az ábrán. (A keresett két végsebesség,  $v'_A$  és  $v'_B$  például a végső energia-impulzus vektorok meredeksége.)

Egy dimenziós rugalmas ütközés esetén  $v'_A$ -ra és  $v'_B$ -re egyértelmű megoldást kapunk. Csakúgy, mint a rugalmatlan ütközéseknél, algebrai okoskodással ezt úgy magyarázzuk, hogy az ismeretlenek és a független egyenletek száma megegyezik: két egyenlet (energia-



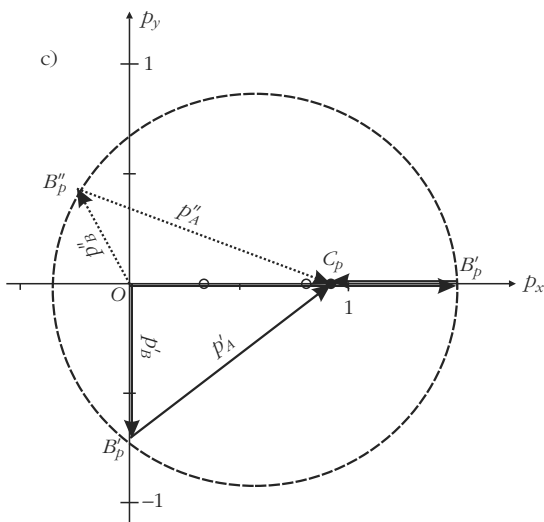
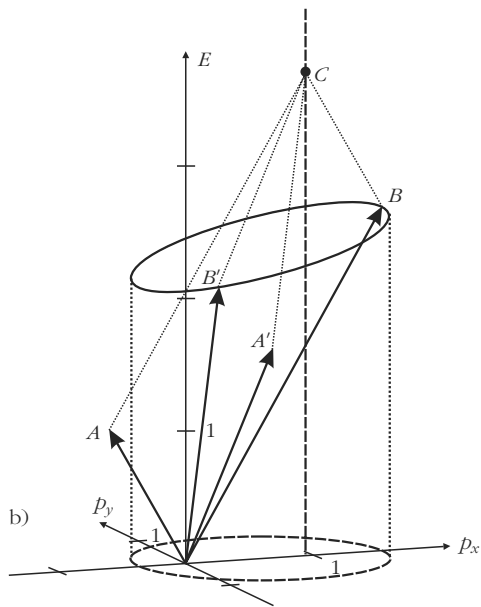
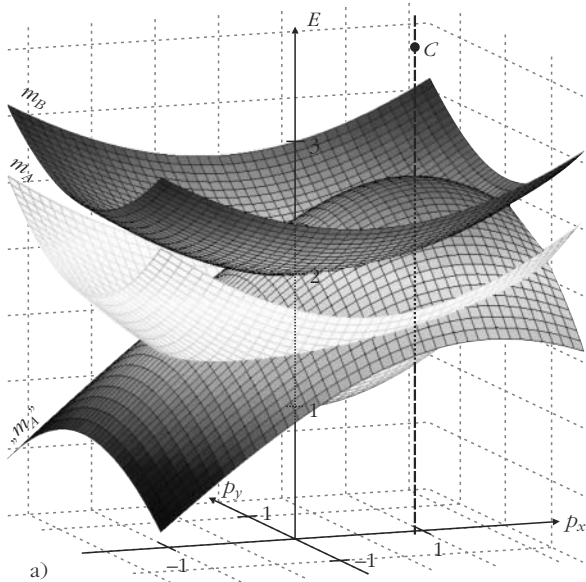
2. ábra. Egydimenziós rugalmas ütközés.

megmaradás és impulzusmegmaradás) két ismeretlenre. A 2. ábra energia-impulzus diagramja azonban „a sztorinak” ezt a részét is első pillantásra „elmeséli”: ha két hiperbola metszi egymást, pontosan *két* metszéspontjuk van. Az egyik metszéspont a tömegpontok kiindulási állapotának felel meg. A másik egyértelműen meghatározza a tömegpontok ütközés utáni állapotát.

Két dimenziós rugalmas ütközés két tömegpont között

Az előző gondolatmenet egyszerűen általánosítható olyan ütközésekre, amelyek két térbeli dimenzióban zajlanak. Az energia-impulzus diagram három dimenziós ábrává alakul, amelyben az ütköző tömegpontokat nem egy-egy hiperbola, hanem egy-egy forgási hiperboloid jelképez, mint az a (3) és (4) egyenletekből leolvasható. A 3.a ábrán egy ilyen diagram látható, ugyanazokra a kezdőfeltételekre, mint az 1. és 2. ábrák. (A tömegpontok ütközés előtt az  $x$ -tengely mentén mozogtak.) A 2. ábra magától értetődő általánosításaként most az  $m_A$  hiperboloidot rajzoljuk fel fejtetőn (ismét a  $C$  pontot origónak tekintve). Ennek az invertált hiperboloidnak (amelyet az ábrán „ $m_A$ ” felirat jelöl) és az  $m_B$  hiperboloidnak *metszéspontja* adja azon energia-impulzus vektorok végpontjait, amelyekkel az  $m_B$  tömegpont ebben a kölcsönhatásban rendelkezhet.

Két dimenziós rugalmas ütközéseknél *végtelen sok* végállapot lehetséges. Ezt algebrai úton úgy szoktuk magyarázni, hogy négy ismeretlenünk van (a  $v'_A$  és  $v'_B$  végsebességek  $x$ - és  $y$ -komponensei), viszont meghatározásukhoz csak három független egyenlet áll rendelkezésünkre (az energiamegmaradás, illetve az impulzusmegmaradás mindkét komponense). Az energia-impulzus diagramra azonban ismét elég egyetlen pillantást vetnünk, hogy szemléletes magya-



3. ábra. Kétdimenziós rugalmas ütközés.

rázatot kapjunk a lehetséges végállapotok végtelen számára: a két hiperboloid folytonos görbe mentén metszi egymást (nem csupán két pontban, mint az egy dimenziós esetben, lásd 2. ábra), és a metszgörbe minden pontja egy-egy lehetséges megoldást ad.

A 3.b ábrán a két hiperboloid metszgörbéje, egy megdöntött ellipszis látható. Az ábrán szereplő  $A'$  és  $B'$  energia-impulzus vektorok a két tömegpontnak csupán egy ütközés utáni konfigurációját jelenítik meg a végtelen sok lehetséges esetből. (Éppen azt az esetet, amikor az  $m_B$  tömegpont a negatív  $y$  irányban mozog az ütközés után.) Az ábrán láthatók az  $A$ -val és  $B$ -vel jelölt, ütközés előtti energia-impulzus vektorok is.

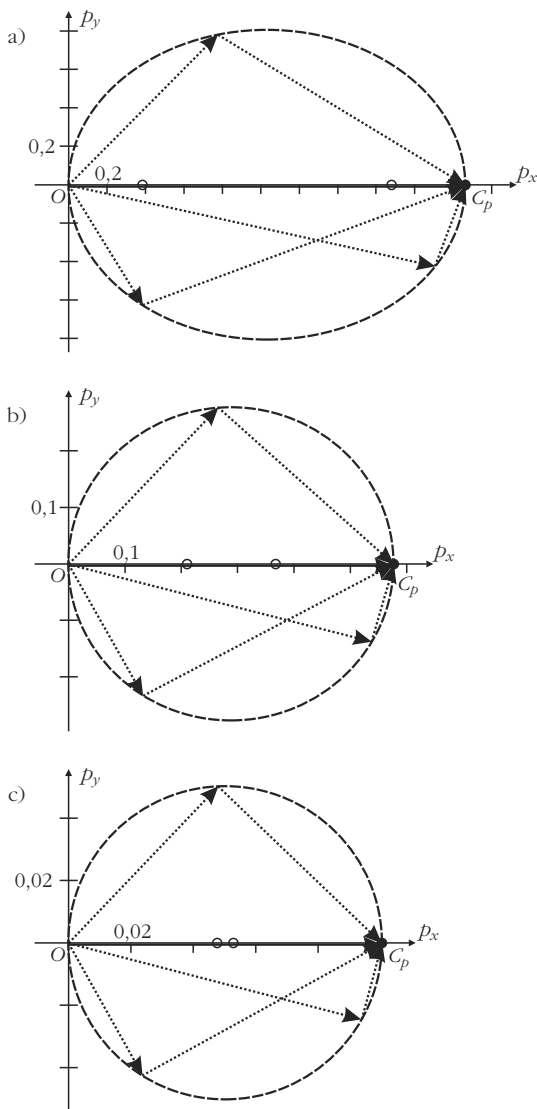
A metszgörbét levetítve a  $(p_x, p_y)$  síkba egy újabb ellipszist kapunk, ez a 3.b ábra szaggatott görbéje. A 3.c ábra részletesebben mutatja ezt a  $(p_x, p_y)$  síkba levetített ellipszist. A „ $p_p$ ” alsó indexszel jelölt pontok mind a 3.b ábra megfelelő pontjainak levetítései a  $(p_x, p_y)$  síkba. (A  $B_p''$  pont egy újabb lehetséges végállapotot mutat, amely nem szerepelt a 3.b ábrán.) Ez a fajta részleges „impulzus-diagram” is hasznos lehet pedagógiai szempontból. Ha az  $O$  origót összekötjük az ellipszis bármely pontjával, az  $m_B$  tömegpont egy lehetséges impulzusvektorát kapjuk, az abból az ellipszispontból  $C_p$ -be húzott vektor pedig az az impulzusvektor, amellyel ugyanekkor az  $m_A$  tömegpont rendelkezik. A rendszer teljes impulzusvektora minden kombinációra az  $OC_p$  vektor. (Az illusztráció kedvéért az ábrán – kis körökkel – feltüntettem az ellipszis két fókuszpontját is.)

## Speciális esetek

Kétdimenziós ütközés két azonos tömegpont között, amelyek közül az egyik nyugalomban van

A kétdimenziós ütközések gyakran tárgyalt speciális esete, amikor két azonos tömegű részecske ütközik össze (azaz  $m_A = m_B$ ), és egyikük az ütközés előtt nyugalomban van. A newtoni mechanikából könnyen levezethető ezen ütközéstípusnak az az érdekes tulajdonsága, hogy ütközés után a két tömegpont mozgása egymásra merőleges. Impulzus-diagramok segítségével szépen illusztrálható, hogy ez az eredmény csak kis kezdősebességeknél érvényes.

A 4. ábra ilyen ütközésekre mutatja az impulzus-diagramokat, a következő paraméterek mellett:  $m_A = m_B = 1$  [a.u.], és  $v_A = 0,9, 0,5$  és  $0,1$  (ilyen sorrendben az a), b) és c) ábrákon). A 3.c ábrához hasonlóan – és a relativisztikus tárgyalásnál mindig – itt is mindenütt egy-egy ellipszis írja le az ütközés utáni lehetséges állapotokat. (Az ellipszisek fókuszpontjait ismét kis körök jelzik az ábrán.) Ebben a speciális esetben azonban  $O$  és  $C_p$  (a teljes impulzusvektor kezdőpontja és végpontja) nem más, mint az adott ellipszis nagytengelyének két végpontja. A 4. ábrán a teljes impulzust vastag vonallal húzott vízszintes vektor ábrázolja; a két tömegpont ütközés utáni impulzusainak néhány



4. ábra. Kétdimenziós rugalmas ütközés két azonos tömegű részecske között, amelyek közül az egyik nyugalomban volt.

lehetséges konfigurációját pedig pontozott vonalú vektorok jelzik. A 4.a ábrából látható, hogy nagy kezdősebességnél az ütközés utáni impulzusvektorok egymással bezárt szöge jelentősen eltérhet a  $90^\circ$ -tól.

Ahogy közelítünk a klasszikus esethez (azaz ahogy  $v_A$  csökken), az ütközés utáni impulzusok relatív helyzete egyre inkább közelít a merőlegeshez: csökkenő  $v_A$  mellett ugyanis az ellipszis excentricitása csökken, a diagram pedig egyre inkább körhöz kezd hasonlítani. Newtoni közelítésben a diagram pontosan kör, amelynek  $OC_p$  az átmérője; így bármely lehetséges impulzus-konfiguráció egy kör átmérője fölé húzott két szomszédos húrnak felel meg, amelyekről Thalész tételéből tudjuk, hogy merőlegesek.

A 4. ábráról az is leolvasható, hogy a teljes impulzus  $m_A \cdot v_A$  newtoni képlete mennyiben tér el a helyes relativisztikus eredménytől, és hogyan közelíti meg azt kis sebességeknél. A teljes impulzus, azaz az  $O$  és  $C_p$  pontok közötti távolság, a 4.a, 4.b és 4.c ábrán 2,06, 0,58 és 0,10 értékűnek adódik. A megfelelő newtoni számértékek: 0,90, 0,50 és 0,10.

## Compton-szórás

A két dimenziósként tárgyalható ütközések egy másik speciális esete a Compton-szórás: itt egy foton ütközik egy nyugalomban levő elektronnal. A foton energiájának egy része átadódik az elektronnak, így az mozgásba lendül valamilyen irányban, míg maga a foton egy másik irányba szóródik. Energiavesztése abban nyilvánul meg, hogy hullámhossza eltolódik (nagyobb hullámhosszak felé).

Fotonra  $E^2 - p^2 = 0$ , tehát a fotonokat az energia-impulzus diagramon egy *kúpfelület* reprezentálja (lásd a  $ph_A$ -val jelölt kúpot az 5.a ábrán). Fontos megjegyezni, hogy a téridőbeli Minkowski-diagramok jól ismert „fénykúpjaival” ellentétben az 5.a ábrán szereplő kúp az összes foton jelképezi, amelyek az  $(x, y)$  síkban bármikor, bárhol mozognak. A fotonok nulla tömegű részecskék, ez a tulajdonságuk azonnal látszik az 5.a ábrán, hiszen a kúp olyan elfajult hiperboloidnak tekinthető, amely az  $E$ -tengelyt  $E = 0$ -ban metszi.

Az elektront az  $m_B$  jelű hiperboloid jelképezi. Az egyszerűség kedvéért az ebben a példában előforduló összes tömeg-, energia- és impulzusértéket az elektrontömeg egységeiben (u.e.m., „units of electron mass”) fejezem ki, azaz például  $m_B = 1$  [u.e.m.]. A bejövő fotonról feltesszük, hogy a pozitív  $x$ -tengely mentén mozog,  $E_A = p_A = 0,5$  [u.e.m.] energiával.

A lehetséges végállapotok megtalálásának geometriai módszere hasonló a 3.a ábrán szereplő eljáráshoz. Először meghatározzuk a rendszer teljes energia-impulzus vektorát (jelen paramétereinkkel ennek  $E$ -komponensére 1,5,  $p_x$ -komponensére pedig 0,5 adódik). A vektor csúcsát a  $C$  pont jelzi az 5.a ábrán.  $C$ -ből ezután megrajzoljuk a foton-kúpot fejjel lefelé (ezt „ $ph_A$ ” jelöli az ábrán). Az  $m_B$  hiperboloid és a „ $ph_A$ ” invertált kúp metszetgörbéje mutatja az elektron lehetséges végállapotait a kölcsönhatás után.

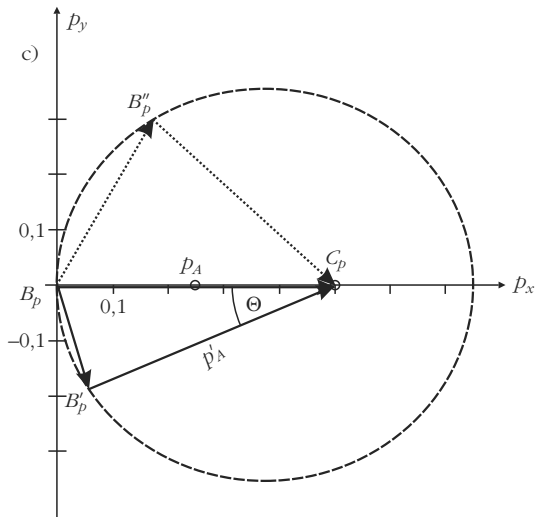
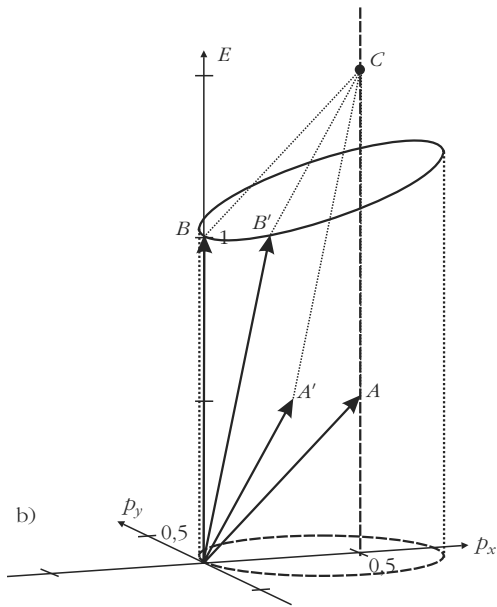
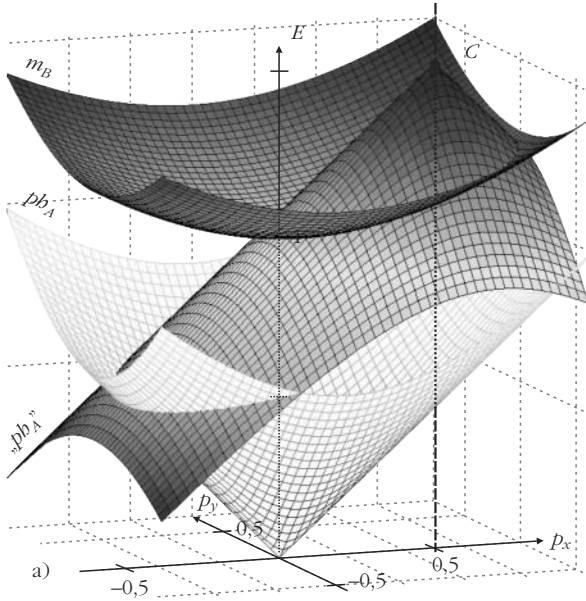
Az 5.b ábrán a metszetgörbe látható (amely ismét egy megdőlt ellipszis). Ugyanezen az ábrán az  $A$  és  $B$  pontok a foton és az elektron kezdeti energia-impulzus vektorát jelölik, az  $A'$  és  $B'$  pontok pedig a foton és az elektron egy lehetséges végállapot-konfigurációját.

A 3.b ábrához hasonlóan a metszet-ellipszist ezután levetíthetjük a  $(p_x, p_y)$  síkra. A levetített ellipszist az 5.c ábra mutatja. Ezen az ellipszisen két feltűnő sajátosság figyelhető meg a 3.c ábrához képest (amely egy általánosabb ütközést írt le két tömegpont között):

1. a nagytengely bal oldali végpontja az *origóban* van;
2. a  $C_p$  pont, vagyis a  $C$  pont levetítése az ellipszis *jobb oldali fókuszpontjába* esik.

Az 5.c ábrán a  $B'_p$  és a  $B''_p$  pontok két lehetséges végállapotot jelölnek. Ha az origót összekötjük az ellipszis bármely pontjával, az elektron egy lehetséges impulzusvektorát kapjuk, az abból az ellipszispontból  $C_p$ -be húzott vektor pedig a szóródott foton megfelelő impulzusvektorát. Az elektron és foton egymáshoz viszonyított lehetséges mozgásirányai tehát azonnal lát-





5. ábra. Compton-szórás.

szanak az ábrából. A foton különleges részecske: impulzusvektorának hossza egyben megadja energiájának számértékét is. (Mint arról az alábbiakban még szó lesz, az ellipszis pontos alakja függ a bejövő foton energiájától. Ugyanakkor a fotonenergiától függetlenül minden „Compton-ellipszis” rendelkezik a fent felsorolt két geometriai sajátossággal.)

A Compton-szórás néhány kvalitatív jellemzője közvetlenül leolvasható az 5.c ábráról:

1. a szóródott fotonoknak feltétlenül kisebb az energiája (azaz nagyobb a hullámhossza), mint a bejövő fotonnak;

2. a szórási szög növekedésével csökken a szóródott foton energiája, minimális energiája (azaz maximális hullámhossza) a hátrafelé szóródott fotonnak van.

Folytassuk az 5.c ábrán szereplő Compton-ellipszis elemzését. Ehhez egy kis számolásra is szükségünk van. Először határozzuk meg az ellipszis egyenletét. Az  $m_B$  hiperboloid egyenlete

$$E = \sqrt{m_B^2 + p_x^2 + p_y^2}, \quad (5)$$

a „ $pb_A$ ” invertált kúpé pedig

$$E = p_A + m_B - \sqrt{(p_x - p_A)^2 + p_y^2}. \quad (6)$$

Az (5) és (6) egyenletek jobb oldalát egyenlővé téve, és a kapott összefüggést átrendezve megkapjuk a metszetellipszis  $(p_x, p_y)$  síkba levetített képe, azaz a „Compton-ellipszis” egyenletét:

$$\left(\frac{p_x - a}{a}\right)^2 + \frac{p_y^2}{b^2} = 1, \quad (7)$$

ahol a fél nagytengelyre

$$a = \frac{p_A(p_A + m_B)}{2p_A + m_B}, \quad (8)$$

a fél kistengelyre pedig

$$b = p_A \sqrt{\frac{m_B}{2p_A + m_B}} \quad (9)$$

adódik. A fókusz távolság:

$$f = \sqrt{a^2 - b^2} = \frac{p_A^2}{2p_A + m_B}. \quad (10)$$

A (8)–(10) összefüggéseket felhasználva az ellipszis excentricitására és  $\Pi$  paraméterére a következő egyszerű képleteket kapjuk:

$$e \equiv \frac{f}{a} = \frac{p_A}{p_A + m_B}, \quad (11)$$

$$\Pi \equiv \frac{b^2}{a} = \frac{p_A m_B}{p_A + m_B}. \quad (12)$$

Az  $e$  excentricitás azt fejezi ki, hogy ellipszis alakja „mennyire tér el” a körtől (ha  $e \rightarrow 0$ , az ellipsziszből kör lesz, a két fókuszpont pedig egybeesik a kör középpontjával). A (11) egyenletből ezek után látható, hogy a Compton-ellipszis excentricitásának fizikai tartalma is van: ha a bejövő foton energiája sokkal kisebb, mint az elektron tömege (azaz  $p_A/m_B \ll 1$ ), az ellipsziszből kör lesz, a szóródó foton lehetséges impulzusvektorai pedig ezen kör rádiuszai mentén helyezkednek el (lásd 5.c ábra). Ilyen esetekben tehát a foton csak mozgási irányát változtatja meg, miközben energiája gyakorlatilag változatlan marad.

Az ellipszis egyenlete egy olyan polárkoordináta-rendszerben veszi fel legegyszerűbb és legegánsabb algebrai alakját, amelynek origója az egyik fókuszpontban van. Az egyenlet ekkor az origóból húzott rádiuszvektor  $r$  hosszát adja meg a  $\theta$  polárszög függvényében:

$$r = \frac{\Pi}{1 - e \cos\theta}. \quad (13)$$

Amint az 5.c ábrából látszik, a Compton-ellipszis esetében a  $\Theta$  fotonszórás szöghöz tartozó „rádiuszvektor” hossza éppen az ehhez a szórás szöghöz tartozó  $p'_A$  fotonimpulzus. Így a (13) egyenletet a Compton-ellipsziszre felírva, és  $e$  és  $\Pi$  értékét a (11) és (12) kifejezésekből behelyettesítve a

$$p'_A = \frac{m_B}{1 + \frac{m_B}{p_A} - \cos\Theta} \quad (14)$$

összefüggés adódik. Helyettesítsük be a kölcsönhatás előtti és utáni fotonimpulzusra a

$$p_A = \frac{h}{\lambda} \quad \text{és} \quad p'_A = \frac{h}{\lambda'}$$

de Broglie-összefüggéseket (ahol  $h$  a Planck-állandó), és szorozzuk be (14) mindkét oldalát a jobb oldal nevezőjével. Ezzel

$$\frac{h}{\lambda'} (1 - \cos\Theta) = m_B \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda'} \quad (15)$$

adódik, azaz

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_B} (1 - \cos\Theta). \quad (16)$$

A Compton-szórás jól ismert hullámhossz-eltolódási képletét tehát mintegy a Compton-ellipszis geometriai tulajdonságaiból kaptuk meg, nem pedig a szokásos tisztán algebrai módszerrel (amelyben felírjuk az energiamegmaradás és az impulzusmegmaradás egyenletrendszerét, majd kiküszöböljük belőlük az elektron végsebességét és haladási irányszögét). Az itt felvázolt levezetés ugyan nem feltétlenül egyszerűbb, mint a tisztán algebrai módszer, de valószínű, hogy sok diák számára vonzóbb és elegánsabb ez a fajta geometriai okoskodás, annál is inkább, mert az elektron végsebessége és szóródási szöge fel sem bukkan benne.

Összefoglalva: az energia-impulzus diagramok – az algebrai tárgyalás kiegészítőjeként – hasznos pedagógiai segédeszközt nyújthatnak különféle kölcsönhatások elemzéséhez. A diákok *egyetlen ábrára* rápillantva ellenőrizhetik a kölcsönhatás minden fontos fizikai sajátosságát, sőt a lényeges fizikai mennyiségek közelítő számértékét is leolvashatják róla.

#### Irodalom

1. E. J. Saletan: Minkowski diagrams in momentum space. *Am. J. Phys.* 65/8 (1997) 799–800.
2. lásd például: E. F. Taylor, J. A. Wheeler: *Téridőfizika*. Typotex, Budapest, 2006.

## XIII. SZILÁRD LEÓ NUKLEÁRIS TANULMÁNYI VERSENY

### II. rész: a döntő feladatai, a verseny értékelése

Sükösd Csaba  
BME Nukleáris Technika Tanszék

#### I. Kategóriájú feladatok<sup>1</sup>

##### 1. feladat (kitűzte: Sükösd Csaba)

Egy speciális füstérzékelő berendezés a mellékelt ábrán látható felépítésű. Az egymástól  $d$  távolságra helyezett radioaktív forrás és az alfa-detektor közé áramlik be a külső levegő.

a) Vajon ez a berendezés ugyanúgy viselkedik Nápolyban (Olaszország, tengerszint) és La Pazban (Bolívia, 3631 m tengerszint felett)?



b) Ha igen, miért? Ha nem, akkor hogyan korrigálhatjuk a berendezés eltérő viselkedését?

*Megoldás:* Az ábrán látható füstérzékelő berendezés működése az alfa-részecskék levegőben mért hatótávolságának mérésén alapul. A levegőréteg  $d$  vas-

<sup>1</sup> Ezen a versenyen is, mint az első Szilárd Versenyen (valamint 2004 óta ismét), a Junior kategória versenyfeladatai részben eltértek az I. kategória (11–12. osztályosok) feladataitól.

tagságát úgy kell megválasztani, hogy az alfa-részecskék még éppen elérjék a detektort. Ha füst is keveredik a levegőbe, akkor a füst-részecskék miatt a levegő-füst keverékben lecsökken az alfa-részecskék átlagos hatótávolsága, kevesebb alfa-részecske éri el a detektort, lecsökken a beütésszám, és a készülék riaszt.

a) La Pazban a nagy tengerszint feletti magasság miatt a levegő sokkal ritkább, mint Nápolyban, ezért az alfa-részecskék hatótávolsága is nagyobb. Emiatt nagyobb füstkoncentráció kell La Pazban ahhoz, hogy a készülék riasszon, mint Nápolyban.

b) Ezt természetesen ki lehet küszöbölni azzal, hogy a berendezést a helyi viszonyokhoz kalibrálják, azaz megváltoztatják a detektor-forrás távolságot.

## 2. feladat (kitűzte: Papp Gergely)

A paksi reaktorok primerköri vízében oldott bórsav található.

a) Mi ennek az oka?

b) Miért tilos a reaktort egy adott értéknél nagyobb bórsavkoncentráció mellett üzemeltetni?

**Megoldás:** A bórsavat a reaktivitás szabályozására használják, mivel a bór igen jó neutronelnyelő. A paksi reaktorok nyomottvizesek, itt a moderálást a hűtővíz végzi. Normális esetben, ha a reaktor teljesítménye nő, a víz hőmérséklete is nő, a víz kitágul. Ezáltal csökken az egységnyi térfogatban lévő hidrogénmagok száma, ami miatt a moderálás csökken. Így a reaktivitás – s ezzel a teljesítmény – csökken, a víz hőmérséklete csökken, újra besűrűsödik stb. Ezt negatív visszacsatolásnak hívják, és biztonsági-szabályozási szempontból nagy jelentősége van. A víz tágulásával azonban a bór mennyisége is csökken térfogategységenként, ezáltal az egységnyi térfogat neutronelnyelő-képessége is. Ez viszont a reaktivitást növeli, és így pozitív visszacsatolást okoz. Ha a bórsav koncentrációja túl magas, akkor ez ellensúlyozhatja, vagy át is lépheti a moderátor tágulása által okozott szabályozó hatást, és a reaktorban pozitív visszacsatolás jelentkezik. Ez önmagában még nem végzetes, mert sok, független visszacsatolás létezik még ezen kívül is. A reaktorokat viszont csak úgy szabad üzemeltetni, ha minden visszacsatolás negatív.

## 3. feladat (kitűzte: Czifrus Szabolcs)

Egy átlagos ház tömege 100 tonna körül van, az építőanyagokban  $10^{-4}$  tömegszázalék urán található.

a) Becsüljük meg, hogy egy átlagos családi ház falában, alapjában, szerkezeteiben összesen mekkora tömegű urán található és ennek mekkora az aktivitása!

b) Van-e ennek valamilyen hatása a bent élő emberekre?

**Útmutatás:** Elegendő a  $^{238}\text{U}$  izotóp aktivitásával számolni, amelynek felezési ideje 4,5 milliárd év.

**Megoldás:** 100 tonna =  $10^5$  kg, ebben átlagosan  $10^5 \cdot 10^{-6} = 0,1$  kg urán található.

$M$  tömegű anyagban lévő urán atommagok száma:

$$N = M c \frac{6 \cdot 10^{23}}{0,238},$$

ahol  $c$  az urán koncentrációja. A tömeget kg-ban kell behelyettesíteni. Ennyi atommag aktivitása:

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

Itt  $T$  az urán felezési ideje másodpercekben. A feladatban csak a  $^{238}\text{U}$ -nal számolunk, a  $^{235}\text{U}$ -tól származó aktivitást elhanyagoljuk. A számadatok behelyettesítése után kapjuk:  $A = 1,23 \cdot 10^6$  Bq. Ez több, mint 1 MBq!

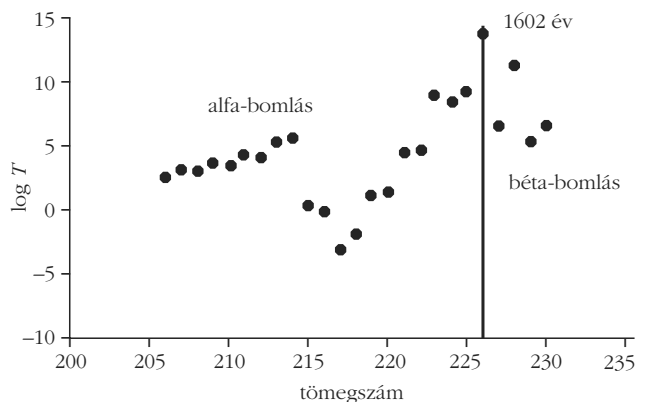
Vizsgáljuk meg ennek a házban lakó emberekre gyakorolt hatását! Az urán bomlási sorában lévő elemek alfa- és béta-bomlásokkal bomlanak. Ezek a részecskék azonban – elektromosan töltöttek lévén – nagyon hamar elnyelődnek, ezért nem lépnek ki az építőanyagokból (vagy ha ki is lépnek a vakolat felső, vékony rétegéből, a levegőben nagyon kis út megtétele után elnyelődnek). A bent élő emberekre tehát ezek nem jelentenek veszélyt. Az emberekre tehát két forrásból származhat sugárterhelés:

– Az alfa- és béta-bomlásokat kísérő *gamma-sugárzás* egy része kiléphet a falból, és ez külső sugárterhelést okozhat.

– Másrészt az urán bomlási sorában lévő *radon* egy része kidiffundálhat a falból, mielőtt tovább bomlana, mivel nemesgáz. Ez a radon (és bomlástermékei) a levegővel együtt bekerülhetnek a tüdőbe, és ott belső sugárterhelést okozhatnak.

## 4. feladat (kitűzte: Sükösd Csaba)

A rádium-izotópok felezési időit és domináns bomlásmódjaikat az alábbi *ábra* mutatja. (A függőleges tengely a ms-ban kifejezett felezési idők logaritmusát mutatja!) Az *ábrán* látható függőleges vonaltól ( $A = 226$ ) jobbra a bomlások leggyakrabban béta-bomlással történnek, a függőleges vonaltól balra pedig alfa-bomlással.



Adjunk magyarázatot a megfigyelhető bomlási módokra, valamint minél több, a felezési időkben megfigyelhető viselkedésre!

**Megoldás:** Mivel mindegyik izotóp rádium, ezért  $Z = 88$ , azaz állandó. A megfigyelt változások tehát csak a neutronszám változására vezethetők vissza.

a) Az első megfigyelés az, hogy a legstabilabb rádium-izotóp a  $^{226}\text{Ra}$ . Ennek felezési ideje 1602 év. Itt van az energiavölgy mélypontja. Az ennél neutrondúsabb izotópok rendszámnövelő negatív béta-bomlásra

hajlamosak, a neutronszegényebb izotópok pedig rendszámcsökkentő bomlásokat (például alfa-bomlás) mutatnak. És valóban, valamennyi  $A > 226$  izotóp domináns bomlási módja béta-bomlás.

b) A következő megfigyelés az, hogy a rendszámcsökkentő (függőleges vonaltól balra eső) oldalon alfa-bomlásokat találunk, és nem pozitív béta-bomlásokat. Ennek oka az, hogy az alfa-bomlás – ha energetikailag lehetséges – akkor általában nagyobb valószínűséggel zajlik le, mint a pozitív béta-bomlás, hiszen a pozitív béta-bomlásban a gyenge kölcsönhatás játszik szerepet, míg az alfa-bomlásban az erős kölcsönhatás.

c) Egy további megfigyelés, hogy – egy érdekes kivételtől eltekintve, amelyre lentebb még visszatérünk – minél távolabb megyünk az energiavölgy mélypontjától, annál rövidebbek a mért felezési idők. Ez azzal magyarázható, hogy minél távolabb vagyunk a mélyponttól, annál meredekebb a „Pauli-lejtő”, és ez egyre instabilabb atommagokat jelent.

d) A negyedik megfigyelés a völgy mélypontja közelében a felezési idők „váltakozása”. Egy hosszú felezési időt egy rövid követ, majd megint egy hosszabbat találunk. Például a 226, 228, 230 tömegszámú izotópok felezési idői hosszabbak, mint a 227, 229 tömegszámú izotópoké, de hasonló váltakozást figyelhetünk meg a másik irányban is. Ennek oka a pár-energiában keresendő. Mivel  $Z = 88$ , a protonszám páros. Emiatt páros tömegszám ( $A$ ) esetén a neutronszám is páros, és ez stabilabb magot jelent. E nagyobb stabilitás megnyilvánulását látjuk a páros tömegszámú izotópok hosszabb felezési idejében.

e) Végül meg kell magyarázzuk azt, hogy  $A = 214$  környékén miért találunk megint stabilabb magokat. Az  $A = 214$  tömegszámú rádium atommagjában éppen  $N = 126$  mágikus számú neutron található. Ez stabilizálja az ebben a tartományban lévő atommagokat, ezért emelkedik meg ismét a felezési idő az energia-völgy mélypontjától eléggé távol.

### 5. feladat (kitűzte: Radnóti Katalin)

a) Mekkora annak a fotonnak a hullámhossza, amelyiknek energiája egyenlő az elektron nyugalmi energiájával?

Egy ilyen foton nyugvónak tekinthető elektronnal ütközik úgy, hogy az ütközés után eredeti terjedési irányával éppen ellenkező irányban fog mozogni.

b) Mekkora lesz a meglökött elektron sebessége?

c) Hányszorosára nő az elektron tömege?

*Megoldás:* A feladat feltétele szerint a foton kezdeti hullámhosszára:

$$m_0 c^2 = \frac{h c}{\lambda},$$

amiből

$$\lambda = \frac{h}{m_0 c} = \lambda_c$$

adódik. Itt  $\lambda_c$  az elektron Compton-hullámhossza. A Compton-szórt fotonok hullámhosszának megváltozá-

sára érvényes a következő összefüggés (lásd Függvénytáblázat):

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \vartheta).$$

Esetünkben  $\vartheta = 180^\circ$ , így  $\cos \vartheta = -1$ , azaz

$$\Delta \lambda = \frac{2 h}{m_0 c} = 2 \lambda_c.$$

Tehát a visszaverődő foton hullámhossza háromszorosára nő, ezért frekvenciája – így energiája is – harmadára csökken. Tehát a foton energiájának  $2/3$ -ad részét kapja meg az elektron, vagyis a teljes relativisztikus energiája,

$$E_{elektron} = \left(1 + \frac{2}{3}\right) m_0 c^2 = \frac{5}{3} m_0 c^2.$$

Az elektron tömege tehát  $5/3$ -szorosára nő. Sebessége pedig:

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{5}{3} m_0 c^2,$$

és innen

$$\frac{v}{c} = \frac{4}{5}, \text{ azaz a sebesség } 0,8 c.$$

Az eredményre más gondolatmenettel is el lehetett jutni. A zsúri természetesen minden helyes levezetést maximális ponttal ismert el.

### 6. feladat (kitűzte: Kis Dániel)

A neutroncsillagok a legsűrűbb makroszkopikus anyagi objektumok az Univerzumban, felépítésük hasonlatos az atommagéhoz, azonban ebben az esetben – a magerők helyett a nagy tömeg miatt – a gravitáció tartja egyben az objektumot.

a) Számítsuk ki, mekkora az a minimális tömegszám, amelyre éppen kialakulhat kötött állapot, ha feltételezzük, hogy a neutroncsillag csak neutronból áll ( $Z = 0$ ), és nagy tömegszám esetén a felületi tag elhanyagolható!

b) Mekkora az objektum minimális tömege?

*Útmutatás:* bővítsük a Weizsäcker-féle energiaformulát egy, az objektum gravitációs energiáját figyelembe vevő taggal:

$$E_g = -\frac{3}{5} \gamma \frac{M^2}{R},$$

ahol  $M$  az objektum tömege,  $R$  a sugara, és  $g$  a gravitációs állandó.

*Adatok:* a neutron tömegét, a gravitációs állandó értékét, valamint a Weizsäcker-formula együtthatóit vegyük a Függvénytáblázatból!

Megoldás: A gravitációs energiátag:

$$E_g = -\frac{3}{5} \gamma \frac{M^2}{R} = -\left(\frac{3}{5} \gamma \frac{m_n^2}{r_0}\right) \frac{A^2}{A^{1/3}} = -b_G A^{5/3}.$$

Az ismert konstansokat beírva kapjuk:  $b_G \sim 9,3 \cdot 10^{-50}$  J. Írjuk fel a bővített Weiszäcker-formulát!

$$E(Z, A) = -b_V A + b_F A^{2/3} + b_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + b_A \frac{(N-Z)^2}{A} - b_G A^{5/3}.$$

Ha kihasználjuk az említett közelítéseket ( $Z = 0$  és a felületi tag elhagyható), a képlet leegyszerűsödik:

$$E(0, A) \approx -b_V A + b_A A - b_G A^{5/3}.$$

A kötött állapot kialakulásának feltétele nyilvánvalóan  $E \leq 0$ , ebből a tömegszámra kapunk egy összefüggést:

$$-b_V A + b_A A - b_G A^{5/3} \leq 0 \Rightarrow A \geq \left(\frac{b_A - b_V}{b_G}\right)^{3/2}.$$

A függvénytáblázat szerint  $b_A = 3,80 \cdot 10^{-12}$  J,  $b_V = 2,52 \cdot 10^{-12}$  J. Ezeket, valamint  $b_G$  fenti értékét beírva kapjuk:  $A \geq 5,1 \cdot 10^{55}$ . A neutroncsillag minimális tömege ennek alapján:  $M_N \geq A m_n = 8,53 \cdot 10^{28}$  kg. Ez körülbelül egytizede a Nap tömegének.

### 7. feladat (kitűzte: Kis Dániel)

A speciális relativitáselmélet igazolása kapcsán gyakran hivatkoznak arra a kísérletre, hogy a Föld felszínén is mérhetőek a müonok. Az érvelés úgy szól, hogy az idődilatació hatása nélkül a  $T = 2,2 \cdot 10^{-6}$  s felezési idejű részecskék elbomlanának mielőtt a légkörön áthaladnak, tehát nem mérhetnénk őket a felszínen. Vizsgáljuk meg az állítás helyességét! Mérések alapján (1963, Frisch és Smith) tudjuk, hogy a müonok átlagos sebessége  $v = 0,993c$  ( $c = 299\,793$  km/s). Egy másik kísérletnél egy ballonban elhelyezett detektorral 10 000 m magasságban átlagosan 1448 müont mértek egy óra alatt.

a) Mennyi müont mérhetnénk ugyanezzel a detektorral óránként a tengerszinten, ha (i) relativisztikusan, vagy (ii) nem-relativisztikusan kezeljük a problémát?

b) Milyen következtetést vonhatunk le a számítási eredményekből? Hogyan kellene pontosítani a relativitáselmélet igazolására vonatkozó állítást?

Megoldás: A relativisztikus számolások során szükségünk lesz a következőre:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - 0,993^2}} = 8,4.$$

A bomlás statisztikai folyamat, tehát a bomlási törvényből kell kiindulni:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\ln 2 \frac{t}{T}},$$

ahol  $N_0$  a 10 000 m magasan mért időegységenkénti (óránkénti) müonszám, és  $T$  a müon felezési ideje.

A repülési idő Földhöz rögzített koordinátarendszerben

$$t = \frac{H}{v} = 33,6 \cdot 10^{-6} \text{ s.}$$

Az (i) feladatban relativisztikusan kell számolnunk, azaz a repülési idő helyére a müon sajátidejét kell írunk:

$$t \Rightarrow \tau = \frac{t}{\gamma}.$$

Ebből

$$\tau = \frac{t}{8,4} = 3,99 \cdot 10^{-6} \text{ s.}$$

A keresett beütésszám az adatok behelyettesítésével:

$$N^{rel} = 412 \frac{\text{beütés}}{\text{h}}.$$

Klasszikus számításhoz, a második esetben nem kell relativisztikus korrekció, így nem  $\tau$ , hanem  $t$  behelyettesítésével kapjuk.

$$N^{kl} = 1448 \cdot e^{-\ln 2 \cdot \frac{33,6}{2,2}} = 3,66 \cdot 10^{-2} \frac{\text{beütés}}{\text{h}}.$$

Az eredményekből látható, abból a tényből, hogy müont detektálhatunk a tengerszinten, nem következik a relativitáselmélet igazolása. Hiszen a bomlás statisztikus jellege miatt idődilatació nélkül is észlelhetünk müont, igaz átlagosan 27,3 óránként csak egyet! A pontos megfogalmazás az lenne, hogy a müon különböző magassági pontokban mért beütésszámai és az elméleti bomlásgörbe nem relativisztikusan számolva eltérnek egymástól, míg az idődilataciót figyelembe véve jól illeszkednek egymáshoz. Ez igazolja a relativitáselmélet helyességét.

### 8. feladat (kitűzte: Radnóti Katalin)

a) Határozzuk meg azt a küszöbenergiát, amely ahhoz szükséges, hogy egy proton-antiproton pár keletkezzen (az ütköző protonokon kívül), amikor egy felgyorsított proton álló protonba ütközik!

b) Vajon, ha mindkét protont felgyorsítjuk azonos sebességre, és egymással szemben ütköznek úgy, hogy párt tudjanak kelteni, akkor a felgyorsított protonok összes energiája nagyobb, vagy kisebb kell legyen, mint az előző esetben? Indokoljuk meg állításunkat!

Megoldás: A reakcióegyenlet a következő:

$$p_1 + p_2 \rightarrow p_1 + p_2 + p_3 + \bar{p},$$

ahol  $\bar{p}$  az antiproton jelöli.

b) Válasszunk először olyan vonatkoztatási rendszert, amelyben a tömegközéppont áll. Négy részecske van ekkor jelen. A küszöbenergiát akkor kapjuk

meg, ha ezek a részecskék éppen csak létrejöttek, mozgási energiájuk nincs. Azaz a rendszer teljes energiája végállapotban  $E = 4 m_0 c^2$ . Az energia megmaradása miatt az energiának a kezdeti állapotban is ekkorának kell lennie, csak hogy a kezdeti állapotban csupán két részecskén van. Ebből következik, hogy mindkét részecskének  $m_0 c^2$  mozgási energiával kell rendelkeznie. Egy ilyen – ütközőnyalábos – rendszerben összesen  $2 m_0 c^2$  energiát kell befektetnünk.

Kezdeti állapotban mindegyik proton teljes energiája tehát  $2 m_0 c^2$ , relativisztikus tömege pedig  $2 m_0$ . A protonok sebessége a

$$2 m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

összefüggésből:

$$\frac{v}{c} = \sqrt{\frac{3}{4}}$$

a) Most helyezkedjünk át a laboratóriumhoz rögzített vonatkoztatási rendszerbe! Határozzuk meg a  $p_1$  proton sebességét abban a koordináta-rendszerben, amelyben  $p_2$  nyugalomban van!

Ez a koordináta-rendszer nyilvánvalóan a  $p_2$  proton sebességével mozog az előzőhöz képest. Ezért ebben a koordináta-rendszerben – ha a Galilei-féle sebességösszeadás lenne érvényes – a  $p_1$  proton kétszeres sebességgel kellene közeledjen az álló  $p_2$ -höz. Most azonban relativisztikus sebességösszeadási szabályt kell használnunk, ezért:

$$v_1 = \frac{v + v}{1 + \frac{v \cdot v}{c^2}}$$

mivel a koordináta-rendszer is  $v$  sebességgel mozog, és az előző koordináta-rendszerben a  $p_1$  proton is  $v$  sebességgel mozgott. Ebből a fenti

$$\frac{v}{c} = \sqrt{\frac{3}{4}}$$

behelyettesítéssel kapjuk:

$$\frac{v_1}{c} = \sqrt{\frac{48}{49}}$$

A  $p_1$  proton teljes energiája tehát:

$$E = m c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} = 7 m_0 c^2.$$

Vagyis a proton teljes energiája  $7 m_0 c^2$  lesz, azaz  $6 m_0 c^2$  mozgási energiára kell felgyorsítani. Ez három-

szor annyi, mint az ütköző nyalábok esetében befektetett teljes energia. Ekkor a proton a fénysebesség körülbelül 99%-ával mozog.

9. feladat (kitűzte: Kis Dániel)

Egy ütközőnyalábos gyorsítóban a következő reakció játszódik le:  ${}^2\text{H} + \text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ . Az ütköző részecskék teljes lendülete nulla (laboratóriumi rendszerben), összes mozgási energiájuk 0,1 MeV, a reakcióenergia pedig 5,5 MeV. Mekkora a reakcióban keletkezett hélium atommag mozgási energiája, ha a tömege  $m({}^3\text{He}) = 3,016029 m_u$ ?

Az  $m_u$  atomi tömegegység értékét vegyük a Függvénytáblázatból!

Megoldás: Mivel a reakcióban a lendület megmarad mennyiség, ezért a keletkezett részecskék teljes lendülete szintén nulla, azaz  $\mathbf{p}_{\text{He}} + \mathbf{p}_{\gamma} = 0 \Rightarrow p_{\text{He}} = p_{\gamma} = p$ . A végállapotban a termékek mozgási energiájának összege megegyezik az ütköző részecskék mozgási energiájának és a reakcióenergiának összegével, azaz  $E_{\text{összes}} = 5,6$  MeV. A foton energiája  $E_{\gamma} = pc$ , a hélium atommag mozgási energiája

$$E_{\text{He}} = \frac{p^2}{2m},$$

így az energiamegmaradás:

$$pc + \frac{p^2}{2m} = pc + \frac{(pc)^2}{2m c^2} = E_{\text{összes}}$$

A kapott összefüggés a  $pc$  szorzatra egy másodfokú egyenlet:

$$(pc)^2 + 2m c^2 (pc) - 2m c^2 E_{\text{összes}} = 0.$$

$$pc = \frac{-2m c^2 + \sqrt{4(m c^2)^2 + 4 \cdot 2m c^2 E_{\text{összes}}}}{2} = m c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{2E_{\text{összes}}}{m c^2}} - 1 \right)$$

A  ${}^3\text{He}$  nyugalmi energiája:  $m c^2 = 2813,3141$  MeV. Így már megoldható a  $pc$ -re vonatkozó egyenlet, mivel

$$\frac{2E_{\text{összes}}}{m c^2} = \frac{2 \cdot 5,6}{2813} = 4 \cdot 10^{-3}.$$

Így kapjuk:

$$pc = m c^2 (\sqrt{1,004} - 1) = 5,596 \text{ MeV}.$$

A  $pc$  szorzat ismeretében egyszerű behelyettesítéssel megkapható a keresett mozgási energia:

$$E_{\text{He}} = \frac{(pc)^2}{2m c^2} = 5,564 \text{ keV},$$

azaz a végállapotban rendelkezésre álló energiának valamivel kevesebb, mint egy ezredrésze. Az energia legnagyobb részét a gamma-foton viszi el, mint azt vártuk is.

#### 10. feladat (kitűzte: Szűcs József)

A  $^{14}\text{C}$  szénizotóp béta-bomlásánál ( $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N} + \beta^- + \bar{\nu}$ ) a kirepülő  $\beta$ -részecske (elektron) energiája  $0 \leq E_\beta \leq 0,155$  MeV intervallumba eső értékeket vehet fel, mivel a bomlásnál felszabaduló energián a végállapotban lévő három részecske (a visszalökődő  $^{14}\text{N}$  mag, a kirepülő elektron és az antineutrínó) véletlenszerűen osztozik.

a) Mekkora a visszalökődő  $^{14}\text{N}$  mag sebessége és mozgási energiája, ha a  $\beta$ -részecske mozgási energiája maximális?

b) Mekkora sebességgel lökődik vissza a mag akkor, ha a  $\beta$ -részecske energiája nulla?

*Adatok:* Az antineutrínó nyugalmi tömegét az elektronéhoz képest vehetjük zérusnak. Az  $^{14}\text{N}$  atommag tömegét vegyük kerekén  $14 m_u$  atomi tömegegységnek, a többi adatot vegyük a Függvénytáblázatból.

*Megoldás:* a) Ha az elektron energiája maximális, akkor az antineutrínó sem energiát, sem lendületet nem visz el. Így a visszalökődő  $^{14}\text{N}$  mag lendülete, a lendület-megmaradás miatt megegyezik a nyugvónak tekintett  $^{14}\text{C}$  magból kirepülő elektron  $p_e = p_N$  lendületével.

Az elektron lendületét a relativisztikus összefüggésből kaphatjuk meg:

$$E_0 + E_\beta = \sqrt{(p_e c)^2 + E_0^2}.$$

Ebből az elektron lendülete:

$$p_e = \frac{1}{c} \sqrt{(E_0 + E_\beta)^2 - E_0^2} \approx 2,3 \cdot 10^{-22} \text{ kg } \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Így a  $^{14}\text{N}$  mag visszalökődési sebessége:

$$v = \frac{p}{m_N} = 9,89 \frac{\text{km}}{\text{s}}.$$

A mag mozgási energiája pedig

$$E_N = \frac{1}{2} m_N v^2 = 1,14 \cdot 10^{-18} \text{ J} \approx 7 \text{ eV}.$$

A mag mozgási energiája körülbelül  $4,5 \cdot 10^{-5}$ -szerese az elektronénak, ezért úgy vehető, hogy a teljes bomlási energiát az elektron viszi el.

b) Ha a  $\beta$ -rész mozgási energiája zérus, akkor lendülete is az, így jó közelítéssel a teljes felszabaduló energiát a keletkező antineutrínó viszi el ( $E_\nu \approx E_0$ ), és  $p'_N = p_\nu$ .

Mivel a részecske nyugalmi tömegét zérusnak vehetjük, ezért az antineutrínó lendülete

$$p'_N = p_\nu = \frac{E_\nu}{c} = 0,83 \cdot 10^{-22} \text{ kg } \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Ebből a visszalökődő  $^{14}\text{N}$  mag sebessége:

$$v' = \frac{p'_N}{m_N} = 3,57 \cdot 10^3 \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Látható, hogy ekkor a mag sebessége körülbelül harmada az elektronon való visszalökődési sebességnek, így a mozgási energia még kisebb lesz (körülbelül  $1/9$ -e) a korábbiaknak, tehát jogos volt a közelítés, hogy a teljes energia az antineutrínóra jut.

### Junior (II. Kategóriájú feladatok)

#### 8. feladat (kitűzte: Vastagh György)

Tegyük fel, hogy van 5 db atomunk olyan anyagból, amelynek felezési ideje 3 perc. Mi a valószínűsége annak, hogy a következő 3 percben az 5 atom egyike sem bomlik el?

*Megoldás:* A felezési idő alatt éppen  $\frac{1}{2}$  a valószínűsége annak, hogy egy atom elbomlik, és ugyancsak  $\frac{1}{2}$  a valószínűsége annak, hogy nem bomlik el. Az atomok egymástól függetlenül bomlanak (illetve nem bomlanak). Ezért annak a valószínűsége, hogy 5 atomból egy se bomoljon el:

$$\left(\frac{1}{2}\right)^5 = \frac{1}{32} \approx 3\%.$$

#### 9. feladat (kitűzte: Mester András)

Radioaktív izotóppal gyilkolták meg 2006-ban A. Litvinyenko orosz ügynököt. Halálát (véltetően az itálával elfogyasztott) radioaktív polónium-210 okozta. Az izotóp igen aktív alfa-bomló, felezési ideje 139 nap. A földkéregben csak radioaktív bomlásból származó  $^{210}\text{Po}$  van, amely az  $^{238}\text{U}$  bomlási sor tagja.

a) Kinek a nevéhez fűződik az elem felfedezése?

b) Milyen körülmények között veszélyes a  $^{210}\text{Po}$ , és miért mondják, hogy ellenőrzés esetén szinte lehetetlen kimutatni?

c) Mennyi  $^{238}\text{U}$  aktivitása egyezik meg 1 milligramm  $^{210}\text{Po}$  aktivitásával? (Az urán felezési ideje  $4,5 \cdot 10^9$  év.)

d) Hány eV egy alfa-részecske energiája, ha 1 gramm tömegű  $^{210}\text{Po}$  140 watt teljesítményt szolgáltat?

*Megoldás:* a) A polóniumot *Maria Skłodowska* és férje, *Pierre Curie* fedezték fel 1898-ban.

b) Alfa-sugárzó lévén az elem csak a szervezetbe bejutva jelent veszélyt. A  $^{210}\text{Po}$  a bomlási sor utolsó előtti eleme, nincsenek további radioaktív bomlástermékek. A  $^{210}\text{Po}$  csak alfa-sugarakat bocsát ki, amelyek a szervezetből nem jönnek ki. Ezért sem a bomlástermékei révén, sem pedig a saját sugárzása révén nem árulja el magát, és így nagyon nehéz kimutatni.

c) A  $^{210}\text{Po}$  felezési ideje:  $T = 139$  nap = 12 009 600 s.  $M$  tömegű  $^{210}\text{Po}$ -ban lévő atommagok száma:

$$N = M \cdot \frac{6 \cdot 10^{23}}{0,210},$$

aktivitása pedig:

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

A számadatokat behelyettesítve:  $A = 1,64 \cdot 10^{11}$  Bq.

Az aktivitások egyezéséből kapjuk:

$$\frac{N_{\text{Po}}}{T_{\text{Po}}} = \frac{N_{\text{U}}}{T_{\text{U}}}$$

Ebből

$$N_{\text{U}} = \frac{T_{\text{U}}}{T_{\text{Po}}} N_{\text{Po}} = 3,42 \cdot 10^{28}$$

Ennyi urán tömege:

$$m = \frac{238 \text{ g} \cdot 3,42 \cdot 10^{28}}{6 \cdot 10^{23}} = 13,56 \text{ tonna.}$$

d) 1 gramm polónium aktivitása  $1,64 \cdot 10^{14}$  Bq, teljesítménye 140 W. Ebből egyetlen bomlásra jutó energia

$$E = \frac{140 \frac{\text{J}}{\text{s}}}{1,64 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{s}}} = 8,53 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 5,33 \text{ MeV.}$$

Egy  $\alpha$ -részecske energiája tehát körülbelül 5,33 MeV.

### 10. feladat (kitűzte: Kis Dániel)

Tekintsük a következő fúziós reakciókat:  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow n + {}^3\text{He}$  és  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow p + {}^3\text{H}$ , ezek röviden jelölése  $d(d, n){}^3\text{He}$ , illetve  $d(d, p){}^3\text{H}$ .

a) Melyik reakció termel több energiát?

b) A második reakcióban nem keletkezik radioaktivitást okozó neutron, ezért ha ezt használnánk, a termionukleáris erőmű alkatrészei nem aktiválódnának fel. Vajon mégis miért a  ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n$ , reakciót ( $D$ - $T$ reakciót) kívánják az ITER-ben használni?

Adatok:  $m({}^1\text{H}) = 1,007825 m_{\text{u}}$ ,  $m({}^2\text{H}) = 2,014102 m_{\text{u}}$ ,  $m({}^3\text{H}) = 3,016049 m_{\text{u}}$ ,  $m({}^3\text{He}) = 3,016029 m_{\text{u}}$ ,  $m(n) = 1,008665 m_{\text{u}}$ ,  $m({}^4\text{He}) = 4,0026 m_{\text{u}}$ , az  $m_{\text{u}}$  atomi tömegegység értékét vegyük a Függvénytáblázatból!

Megoldás: a) A reakcióenergia a kezdeti és végállapotbeli magok nyugalmi energiakülönbségeként határozható meg:  $Q_{\text{He}} = 3,2744 \text{ MeV}$ , illetve  $Q_{\text{H}} = 4,0394 \text{ MeV}$ . Az eredményekből következik, hogy mindkét reakció exoterm, így a nagyobb reakció-energiájú folyamat, azaz a  $d(d, p){}^3\text{H}$  reakció termel több energiát.

b) Két oka is van a  $D$ - $T$  reakció használatának. Egyrészt a  $D$ - $T$  reakció több energiát termel:  $Q_{D-T} = 17,6 \text{ MeV}$ , másrészt pedig a  $d(d, p){}^3\text{H}$  reakció nem választható külön a  $d(d, n){}^3\text{He}$  reakciótól, mindkettő végbemenne bizonyos valószínűséggel. Tehát hiába alkalmaznánk tiszta deutériumból álló plazmát, a neutronoktól – és így az általuk létrehozott felaktiválódástól – így sem szabadulnánk meg.

## Számítógépes feladat

A részecskegyorsítók egyik fontos típusa a lineáris részecskegyorsító. Ebben egy ionforrásból származó ionokat elektromos mezővel gyorsítjuk. A fémből készült, üreges gyorsító-elektrodok (gyorsítóüregek) belsejében az elektromos térerősség nulla, a gyorsítás az elektrodok közötti térben zajlik. Természetesen az egész gyorsítócsőben vákuum van, hogy a részecskék ne szóródjanak szét a levegő molekuláin. A gyorsítóüregekre periodikusan váltakozó feszültséget kapcsolunk. A gyorsítóüregek méretét, a közöttük lévő távolságot, a gyorsítófeszültség amplitúdóját és frekvenciáját úgy kell összehangolnunk, hogy az egyre gyorsuló részecskék az egymást követő gyorsítóüregek közé mindig megfelelő időpontban érkezzenek ahhoz, hogy ott tovább tudjanak gyorsulni.

Fontos az is, hogy az ionforrásból csak a gyorsítófeszültség meghatározott időtartományában engedjünk be részecskéket a gyorsítóba. A „rossz” időpillanatokban beengedett részecskék össze-vissza bolyonganak a gyorsítóban, egyesek még visszafelé is tudnak gyorsulni.

A lineáris gyorsítóból gyakran egy másik gyorsítóba „lövik be” a részecskéket (ez történik például a CERN-ben is). Ezért nagyon fontos, hogy az előállított részecskenyaláb energiája minél pontosabban a megadott értékű és minél kisebb szórású legyen, valamint az is, hogy a nyaláb időbeli szórása is kicsi legyen, azaz a nyalábban lévő részecskék a gyorsítási periódus jól meghatározott időpillanatában lépjenek ki a gyorsítóból.

A szimulációs feladatban egy lineáris gyorsítót kellett vizsgálni. A szimulált gyorsítón a fent említett valamennyi paramétert változtatni lehetett, és azok hatását meg lehetett figyelni. A versenyzők részletes leírást kaptak a program működéséről és használatáról.

A feladat a következő volt: *Állítsunk elő körülbelül 200 egységnyi energiájú részecskenyalábot 1 percen keresztül!*

A grafikonok alatt lévő „teszt üzemmód” kikapcsolása után indított szimuláció során már nem avatkozhatunk be a gyorsító paramétereibe. Az „Újraindítás” gomb megnyomása után a szimuláció elindul, és az 1 perc leteltével a szimuláció eredménye elmentésre kerül.

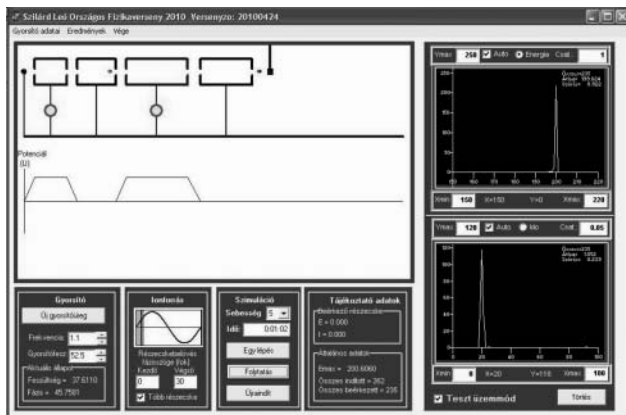
Annál több pontot kap egy versenyző, minél

- pontosabban megközelíti a 200 egységnyi energiát a nyaláb átlagértékével;
- kisebb lesz a nyaláb energiájának a szórása;
- kisebb lesz a nyaláb időbeli szórása;
- nagyobb hányada jut a kibocsátott részecskéknek a céltárgyra;
- több részecske érkezik a céltárgyra addig, amíg le nem jár a rendelkezésre álló idő.

Az egyik versenyző által elért eredmény *ábrája* a következő oldalon látható.

A képernyő jobb oldalán látható két grafikon mutatja a céltárgyra beérkező részecskék energia, illetve idő szerinti eloszlását. Látható, hogy a gyorsító megfe-





elő beállításával el lehet érni, hogy a részecskecsomagok energiájának elég kicsi legyen a szórása a kívánt érték körül, és hogy a részecskék a gyorsítófeszültség periódusidején belül egy eléggé jól meghatározott időpontban érjék el a céltárgyat (időben is lokalizálva legyenek).

## Kísérleti feladat

*Az elektron fajlagos töltésének meghatározása „varázsszem” (EM4 elektroncső) segítségével.*

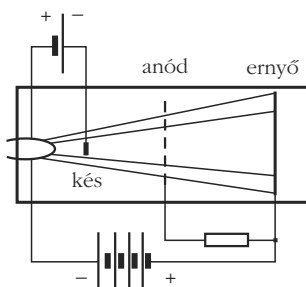
A mérési elrendezés leírása: A méréshez használt elektroncsövet a régi, csöves rádiókban arra használták, hogy jelezze, hogy a rádió mennyire pontosan hangolódott rá egy adott állomásra.

A varázsszem zölden világító kijelzője azt használja ki, hogy vannak olyan festékek, amelyek elektronok becsapódásakor fényt bocsátanak ki (lumineszkálnak). A gyorsan becsapódó elektronok folyamatos világítás érzetét keltik.

A cső közepén hosszában húzódó fűtött katód szolgáltatja az elektronokat, ezeket az anódfeszültség (maximális értéke 250 V) gyorsítja. Az anód kiképzése olyan, hogy a felgyorsult elektronok egy része tovább tud haladni – immár állandó sebességgel – míg végül becsapódik az ernyőbe, ami a már említett festékekkel van bevonva. Ahhoz, hogy az anód és az ernyő között ne változzon az elektronok sebessége, az ernyőnek az anóddal azonos potenciálon kell lenni.

A csőben van még két eltérítő elektróda (ezeket késnek hívják), amelyek a keletkezett világító kép („legyezők”) szélességét határozzák meg. Ha az eltérítő elektródákra negatív feszültség jut, akkor taszítják a mellettük elhaladó elektronokat, megnő az árnyék területe. Ha kis feszültség kerül az eltérítő elektródákra, akkor nagy lesz a világító terület, kicsi az árnyék (a képfeszültség értéke 0 és -16 V között lehet).

Az elektroncső „kiterített”, lineárisra transzformált rajzát a mellékelt *ábra* mutatja.



Az elektroncső adatai: fűtő feszültség: 6,3 V, anód feszültség: maximum 250 V, ernyő feszültség: maximum 250 V.

Mérésünknel az elektronsugarat rá merőleges, homogén mágneses mezővel térítjük el. A mágneses mezőt 200 menetes, 3 cm hosszú, 3 cm belső átmérőjű tekercssel állítjuk elő. Ezt a tekercset az elektroncsőre húzzuk úgy, hogy lehetőleg közös tengelyű legyen a tekercs és a cső.

A tekercsben szabályozni és mérni tudjuk az átfolyó áramot, így a létrejött mágneses mező indukcióját meg tudjuk határozni. A mágneses mezőben az elektronsugár körpályára kényszerül. A körpálya sugarát megmérve határozhatjuk meg az elektron fajlagos töltését.

*Feladat:* Mérje meg a tekercs több áramerősségénél (az áramerősség értéke ne legyen nagyobb 2 ampernél!), és többféle anódfeszültség (maximum 250 V) esetén az elektronsugár görbületét, és ebből *adjon becslést az elektron fajlagos töltésére!*

Foglalja táblázatba a mért eredményeket, elemezze azokat! Térjen ki a mérési hibákra, becsülje meg azok értékét!

*Útmutatás:* A méréshez használja a *Program2010*-et! Ezzel a webkamerát felhasználva képeket készíthet, és értékelheti a kapott képeket. Célszerű egy képet készíteni világosban az elrendezésről, ezt fel lehet használni a méretek *kalibrálásához*. A kalibrálás után magát a mérést feketével letakart csőről készített képeken célszerű elvégezni. Így a zavaró tükröződések kiküszöbölhetők.

A kísérleti összeállításról készített fénykép alábbi kinagyított részletén jól látható a varázsszem elektronnyalábjának görbülete. A görbületi sugár megmérése a versenyzők számára rendelkezésre bocsátott program segítette. A program egy kört rajzolt az egérrel megadott három pontra, és a kör sugarát kijelozte pixelben. Kalibráció után a tényleges sugár ebből meghatározható volt, s ez lehetővé tette az  $e/m$  kiszámítását. A programmal azt is meg lehetett vizsgálni,



hogya a webkamera mennyire merőlegesen nézett az elrendezésre, mert ellipszist is lehetett rajzoltatni négy megadott pontra. Megfelelő volt a beállítás, ha az ellipszis nagy- és kistengelyeinek hossza legfeljebb 1%-kal tért el egymástól.

A kísérleti összeállítással az  $e/m$  arányra az irodalmi értéket 20–30%-ra megközelítő eredményt lehetett kapni.

## A verseny értékelése

A verseny döntőjének délelőttjén a tíz elméleti feladat megoldására 3 óra, délután a számítógépes feladatra másfél óra, a kísérleti feladatra szintén másfél óra állt a versenyzők rendelkezésére. Egy-egy feladat teljes megoldása 5 pontot, a számítógépes feladat teljes megoldása 25 pontot, a kísérleti feladat teljes megoldása 25 pontot hozhatott. Maximálisan tehát 100 pontot lehetett szerezni. A legkiválóbb I. kategóriás versenyző 80 pontot ért el (tavaly 83 pont volt a legjobb eredmény). A legjobb junior versenyző fantasztikus 93 pontot ért el (tavaly 76 pont volt a legjobb). Az elméleti feladatok közül legnehezebbnek az I. kategóriás versenyzők 8. és 10. feladata bizonyult, ezekre a feladatokra 3 pont volt a legjobb eredmény. Az elméleti feladatok megoldásában *Harstein Máté* (Leőwey Klára Gimnázium, Pécs) I. kategóriás, valamint *Szabó Attila* (Leőwey Klára Gimnázium, Pécs) érték el a legjobb eredményt 38, illetve 49(!) pontot a maximális 50-ből. A Junior kategóriás Szabó Attila egyedül a II. kategóriás 9. feladaton vesztett egyetlen pontot, azaz tökéletesen oldotta meg a „nagyokkal” közös feladatokat is!

A mérési feladatra két versenyző érte el a maximális 25 pontot: *Varga Ádám* (SzTE Ságvári Endre Gyakorló Gimnázium, Szeged), valamint *Harstein Máté*. A számítógépes feladatra ebben az évben ketten kaptak maximális, 25 pontot: *Havlik Tamás* (Zrínyi Miklós Gimnázium, Zalaegerszeg) I. kategóriás és *Farkas Martin* (Vajda János Gimnázium, Keszthely) Junior kategóriás versenyző. Az összesített pontszámokban több helyen is holtverseny alakult ki. 2010-ben a következő diákok érték el a legjobb helyezéseket:

### I. kategória (11–12. osztályosok)

I. helyezettek (80–80 ponttal): *Harstein Máté*, tanára *Simon Péter*; és *Varga Ádám* (80 pont), tanára *Tóth Károly*

III. helyezett (70 pont): *Kaposvári István*, Hermann Ottó Gimnázium, Zalaegerszeg, tanárai *Dezsőfi György* és *Dudás Imre*

### „Junior” kategória:

I. helyezett (93 pont): *Szabó Attila*, tanára *Simon Péter*

II. helyezett (49 pont): *Pölöskei Péter Zsolt*, Batthyány Kázmér Gimnázium, Szigetszentmiklós, tanára *Bülgözy László*

III. helyezett (48 pont): *Bolgár Dániel*, Leőwey Klára Gimnázium, Pécs, tanára *Simon Péter*

A záróülést és a díjátadást megtisztelte jelenlétével *Süli János* úr, a Paksi Atomerőmű Zrt. vezérigazgatója, *Rónaky József*, az Országos Atomenergia Hivatal főigazgatója, *Kádár György*, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat főtítkára, *Cserháti András*, a Magyar Nukleáris Társaság elnökségi tagja, *Horváth Miklós*, az Országos Villamos Távvezeték Zrt. vezérigazgatója, *Kiss István*, a Paksi Atomerőmű Zrt. oktatási fősztályvezetője, valamint *Radnóti Katalin* főiskolai docens, a Women in Nuclear Magyarország (Magyar Nukleáris Társaság Nőtagozata) képviselője.

Ebben az évben több *különdíj* átadására is sor került. A Magyar Nukleáris Társaság Nőtagozata és az Országos Atomenergia Hivatal az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny döntője valamennyi résztvevőjének és a kísérőtanároknak ajándékolta a *Szemelvények a nukleáris tudomány történetéből* című könyvet (Szerk. *Vértes Attila*). Az ajándékot – szimbolikusan – Rónaky József, az OAH főigazgatója adta át a résztvevőknek. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat egy-egy éves *Fizikai Szemle* előfizetést adott a két kategória első öt helyezettjének, amelyet Kádár György, az ELFT főtítkára adott át. A Magyar Nukleáris Társaság (MNT) képviseletében Cserháti András nyújtott át könyvjutalmakat a két kategória első öt helyezettjének. Az MNT egy további különdíját Kiss István a Paksi Atomerőmű Zrt. oktatási fősztályvezetője adta át Szabó Attilának az elméleti feladatok legjobb megoldásáért. Az MNT Nőtagozata (WIN) a két lányversenyzőt – különdíjként – meghívta egynapos látogatásra a Paksi Atomerőműbe. A látogatás célja az atomerőműben dolgozó, mérnöki beosztásban lévő nők munkájának megismerése volt. A különdíjat Radnóti Katalin, az MNT WIN budapesti alelnöke adta át.

A záróülésem a tanulói díjak, különdíjak és oklevelek átadása után került sor az idei *Delfin-díj* átadására, amelyet minden évben a tanárok pontversenyében legjobb eredményt elért *tanárnak* ítél oda a versenybizottság. Ebben az évben a Delfin-díjat *Pécsi István*, a Versegly Ferenc Gimnázium (Szolnok) tanára vehette át. Gratulálunk!

A *Marx György Vándordíjat*, amelyet minden évben a pontversenyben legkiválóbb eredményt elért *iskolának* ítél oda a Versenybizottság – idén a Leőwey Klára Gimnázium (Pécs) nyerte el. A Leőwey már 2008-ban is hazavihette egy évre a Marx György Vándordíjat. Gratulálunk!

Az ünnepélyes eredményhirdetés végén Sükösd Csaba köszönetét fejezte ki a versenyt támogató Paksi Atomerőműnek – külön megemlítve a döntőt megelőző napon tett érdekes üzemlátogatást – és a paksi Energetikai Szakközépiskolának, valamint minden támogatónak és különdíjat felajánló szervezetnek a verseny megrendezésében nyújtott segítségükért.

A versenyt 2011-ben is megrendezzük változatlan tematikával (lásd *Fizikai Szemle* 2010. decemberi szám). Ismételen *bátorítjuk a batáron túli magyar tannyelvű iskolák* tanulóit is arra, hogy nevezzenek be az Országos Szilárd Leó Tanulmányi Versenyre. A nevezéseket a verseny <http://www.szilardverseny.hu> honlapjáról kiindulva lehet megtenni.

# HOLICS LÁSZLÓ 80 ÉVES

Születésnapja alkalmából köszöntik tanítványai, kollégái, ismerősei és idézik fel életének, munkásságának néhány állomását.<sup>1</sup>

Holics László 1931. február 10-én, Salgótarjánban született. 1941-től Budapesten a Ciszterci Rend Szent Imre gimnáziumában folytatta tanulmányait, majd 1949-ben érettségizett, és ugyanebben az évben megnyerte a fizika Eötvös-verseny 2. díját (első díjat nem osztottak ki).

– *Azt sem tudom, hogy keveredtem oda. Matematika-fizikából éppen egy gyenge tanárt fogtam ki. ...Az érettségi évében jött egy fizikatanár. Cornides Istvának hívták és tőle tanultam a fizikát egy, vagy másfél évig. Nála írtam az első ötös dolgozatokat. ...Akkor kezdtem érdeklődni a fizika iránt. Elmentem jelentkezni a versenyre alig egy éves komolyabb fizikatanulás után, és valahogy megnyertem. Úgy nyertem meg, hogy második helyezett lettem többekkel együtt, míg az első díjat nem adták ki.*

...*Ez nagyon jól jött később, mert lehetőségem nyílt arra, hogy mat-fiz és fiz-mat közül a fizikát választ-hassam, és így több fizikát tanulhattam, de külön felvettem a matematikusokkal együtt az ábrázoló geometriát is.*

Az 1949–50-es tanévtől a Pázmány Péter Tudományegyetem Természettudományi Karának matematika-fizika szakán tanult, majd az Eötvös Loránd Tudományegyetem TTK fizika – matematika – ábrázoló geometria szakán kapott diplomát 1953-ban.

– *Tehát 3 szakos vagyok, aminek nagyon sokat köszönhetek, mert amikor a Fővárosi Tanácsnál a végzés után az iskolákba elosztották az embereket, sok lány sírva jött ki a hivatali szobából, s a fiúk is elszontyolodva. Számukra lehetetlen iskolákba osztották be őket, messze az otthonuktól vidékre, vagy peremkerületekbe. Kötelező volt a felajánlott állást elfogadni. Amikor rám került a sor, az ügyintéző megkérdezte, milyen szakom van. Mondtam: matematika – fizika – ábrázoló geometria.*

*Felcsillant a szeme és szinte könyörgőn feltette a kérdést: és hajlandó lenne tanítani a Rákóczi gimnáziumban ábrázoló geometriát is? Ugyanis abban az évben ment el Zana István tanár úr a műszaki egyetem ábrázoló tanszékére tanárnak, és a gimnáziumban senki sem akarta elvállalni e tárgy tanítását.*

*Igen... Azt láttam, hogy valamit kibúzott az A/3-as papíráról és beírta a Rákóczi gimnáziumot. Most már soha nem tudom meg, hova küldtek volna.*

<sup>1</sup> A közelgő évfordulóra Radnóti Katalin már hónapokkal előbb figyelmeztetett és elküldte írását, amelynek rövidített változata olvasható a továbbiakban. Az általam ez év január 7-én készített interjú részletei az ünnepelt emlékeit, véleményét állítják előtérbe és illeszkednek a megemlékezés szövegébe.

*Tasnádi Péter* tanítványi-baráti sorai zárják ünnepélyes köszöntésünket.

A szerkesztő

Ez év szeptemberétől a Budapesti II. Rákóczi Ferenc Általános Gimnázium tanára lett.

– *...A báború után a gimnáziumom reál és human tagozatos lett. Én választottam a reált, de felvettem a külön latint, mert nem tudtam igazán választani. Az egyetemen megint nem tudtam igazán választani. ...Ennek köszönhetem, ennek a bizonytalanságnak, hogy ilyen biztos helyre kerültem. '53-tól '59-ig, hat évet ott tanítottam az akkor az egyik legjobb budapesti gimnáziumban.*

*A Rákóczi nagyon jó hely volt. Ott tanultam meg igazán tanítani.*

1959-től az ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Általános Iskola és Gimnáziuma, illetve 2010-ig az ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnáziuma fizika szakos vezetőtanáraként, az utolsó években óradó tanáraként működött. Könnyű kiszámolni: 51 évet egy iskolában!

Fél évszázaddal ezelőtt:

– *Az én rákóczis igazgatómat, Temesi Alfrédot áthelyezték az Apáczaiába. Ő néhány tanárt magával vitt a Rákócziból, így engem is, Kárteszi Ferenc akkori oktatási rektorhelyettes hosszas győzködése után. Egy igen kiváló osztályomat kellett otthagynom. Átmentem, és meglepően vettem észre, hogy egy sereg gyerek átjött a Rákócziból ugyanebben a tanévben. Így például Komlós János is, a későbbi matematika professzor. Egy fantasztikus élményem volt vele még a Rákócziban: Gimnázium első osztályában tanítom a számokat, számrendszereket; egész számok, törtek – ezeket racionális számoknak nevezzük. Éppen arról beszélgettünk, hogy a racionális számok sűrűn töltik be a számegyeneset, de nem folytonosan. Mondtam nekik, hogy vannak olyan számok, amik nem tartoznak ide, a racionális számok közé, irracionális számoknak hívják őket, de hát erről majd később tanulunk. Jelentkezik egy gyerek, majd kiesik az első példából – Komlós: „Tanár úr, ha van egy irracionális szám, akkor ebből következnek, hogy van végtelen sok.” Híttelenkedve néztem rá. Kimegy a táblához, húz egy vonalat. „Tegyük fel, hogy ehhez a ponthoz egy irracionális számot lehet rendelni. Vegyünk fel tőle balra és jobbra ugyanolyan távolságra egy-egy pontot! A kettő közül legalább egyik irracionális kell, hogy legyen, mert ha mind a kettő racionális lenne, akkor számtani közepük is az, ami pedig a felvett ponthoz tartozik, és ez ellentmondás.” Pedig még azt sem tudhatták, hogy mi az irracionális szám! Ebből lett a Komlós János... most New Jersey-ben egyetemen tanít.*

– **Milyen volt fizikatanárnak lenni?**

– *A fizikatanári létnek – mindenképpen volt előnye, legalább is az én számomra. És ez az volt, hogy a 4. emeleten külön volt egy fizikaszertár, fizika tanári, két fizika előadó. És ott el lehetett vonulni, ott nyugodt körülmények között az ember azt csinálhatta, amit jobban látott, amit szeretett.*

Az Apáczait is kijelölték kísérleti iskolának (benne voltam abban az akadémiai bizottságban, amelyek a kísérleti tantervet kidolgozta). Én a fizika rész tantervét dolgoztam ki, és ezért voltak is ilyen kísérleti osztályaim. Volt külön egy mat-fiz osztály, és volt külön egy úgynevezett integrált természettudományos osztály. Itt igazán lehetett baladni a gyerekekkel. Tehát énnekem akkor ott könnyű volt fizikát tanítani. Mivel nagyon kevés iskolában volt ilyen, így azt mondhatom, hogy végig szerencsés voltam ilyen szempontból, az ország azonban nem.

Most is megvan ez a tagozat. Most júliusban érettségiztettem, az utolsó tagozatos osztályomat.

– **Hogyan emlékszik vissza a tanárjelöltekkel végzett munkára?**

– Tanárjelöltekkel foglalkozni nagyon érdekes munka. ... Azt keményen kellett venni, a szakmát komolyan kellett venni, és természetesen a didaktikát. Föl kellett készülni az órákra, óravázlatot kellett készíteni, azt előre bemutatni. Eleinte részletesen megbeszéltük, később azonban egyre önállóbbá vált a jelölt. Ez egy jó munka volt – igaz, hogy az ember arra az időre, 10-12 órára ki volt zárva a tanításból, hátul ült és nézte, hogyan megy a munka, de azért lehetett irányítani, nyilván nem az óra közben, ott az ember nem beszél bele – hanem az óra után megbeszéltük a dolgokat.

A tankönyvekről:

– Én Jánossy Lajossal kezdtem először közösen tankönyvet írni, úgyhogy én írtam a tankönyvet, ő időnként megnézte a kéziratot, s rábólintott. Néha mondott egy-két dolgot: Ezt nem így kéne, hanem úgy kellene, utána én megírtam úgy, ahogy én láttam, és mondtam: Hát professzor úr is ezt mondta. Ja igen, tényleg. És hagyta úgy.

Az elektromosságotant vele kezdtem. Azután Marx György is fölkerült, hogy írjak tankönyvet a III. gimnazistáknak. Először kísérleti könyvet írtam, abból lett valódi tankönyv, sőt, pályázaton nyert. Hosszú ideig tanították a könyvet. Utána jött egy új generáció, és iszonyatosan sokféle könyv jelent meg. Gyönyörű papíron, gyönyörű színekkel. Hát az én könyveim újságpapíron jelentek meg fekete-fehérben. Ma ember legyen a talpán, aki tud választani megfelelő könyvet annak az osztálynak, amelyet éppen tanít. Tagozatosat, nem tagozatosat.

A tanulmányi, tehetségkutató versenyek szervezése, lebonyolítása, a feladatok megalkotása munkásságának maradandóan jelentős része:

– Sok munkám volt a versenyfeladatokkal, nagyon sok. Már Vermes Miklós idejében is, amikor ő volt az elnöke a bizottságnak (ő után lettem én). „Muki bácsi” adott hibátlan megoldásokat, de olyan ötszorosokat, amelyekben csak azt közölte, hogy ebből az egyenletből ez és ez következik. Ezután kénytelen voltam részletesen levezetni, hogy értsen is a gyerek, amit olvas. Ebből született az a vastag Versenyfeladatok, aminek az ábráit is magam készítettem.

Jellemző oktatásunk mai elvárásaira, amit jól illusztrál az, hogy a kiadott érettségi példatárban

(nem általános iskola alsó tagozatában retardált gyerekek kisegítő osztályában) olyan feleletválasztós feladat is szerepel, amely az iránt érdeklődik, hogy ha egyre gyorsabban biciklizünk, gyorsabban vagy lassabban forognak-e a kerekek. Igaz, a következő „gondolkodtató” megfogalmazásba bújtatva (szó szerint):

Melyik a helyes az alábbi állítások közül? Ha egyre növekvő sebességgel kerékpározunk, akkor:

A) a kerekek fordulatszáma csökken.

B) a kerekek periódusideje nő.

C) a kerekek szögsebessége csökken.

D) a kerekek fordulatszáma nő.

Hogy egy gyerek ne tudná azon nyomban, hogy A-t vagy B-t vagy C-t vagy D-t kell kiixelni? Képzeljük el a szituációt: a gyerek megjelenik a Bizottság előtt sötét ruhában, nyakkendőben, tiszta ingben, tiszta lélekkel és kibűz egy ilyen kérdést! Lehangelő. Hát ilyen az érettségi?

A KöMaL-t meg az OKTV-t és a Mikola-versenyt most is csinálom. Néhány perccel ezelőtt beszéltem meg a második forduló feladatainak legvégű megfogalmazását. A feladatlapokat és a megoldási útmutatót én készítem. Én csinálom az ábrákat, tipográfiát, mindent. Számítógépen CorelDRAW-val.

– **Mi változott az 51 év alatt?**

– Erről elég nehéz beszélni. Csak azt tudom mondani, ami egy kicsit lesújtó, hogy eleinte sokkal nagyobb volt az érdeklődés a természettudományok és így e tantárgyak iránt, és ennek a tanterv kedvezett is. Annakidején még '65-ben heti 10 óra volt 3 évre elosztva a fizika, tehát összesen 10; úgy, hogy 2-4-4. És most majdnem a felére csökkentették a fizika óraszámát. És az egyik évfolyamon másfél órás tárgyakat kreáltak fizikából. Ilyen körülmények között nem lehet a gyerek érdeklődését felkelteni. Ha elmarad egy óra, két hétig nem találkozik az ember a gyerekekkel. Így nem lehet értelmesen tanítani, különös tekintettel a sok időt kívánó tanulókísérleti órák elmaradására, és ez nagyon rányomta bélyegét az utóbbi 8–10 évben a fizikatanításra, általában a természettudományok tanítására.

...Igen sok gyerek készül kommunikáció szakra, meg emberi erőforrások szakra, meg marketing szakra és ilyen helyekre, ahol fölveszi majd a fizetést, de igazán nem termel... Ezt látom, ezt a trendet, ezt az elfordulást a természettudományoktól, amiért egyre nehezebb fizikatanárként dolgozni. Most talán pedzegetik, hogy kicsit változtatnak ezen – nem tudom, hogy fog-e sikerülni.

A fizikatanári utánpótlásról:

– Kérdés, hogy jelen körülmények között lehet-e radikális lépést tenni... Az orvosok sem tudják. Ott is probléma van, azoknak is nagyon meg kellene emelni a fizetését, hogy a nyugat-európai szintet némileg megközelítsék. Kimennek a csudába hatszoros fizetésért a rezidensek. A tanárok is borzasztó rosszul vannak honorálva. Őrült nagy a tanárlétszám, tehát nem lehet mindenki fizetését felemelni. A javasolt differenciált bérezés bevezetésével is gond van. Egy

*külön bizottságnak kellene kimennie az egyes tanárokhöz megvizsgálni, hogy milyen minőségű a tanári munkája, és a szerint fizetnék. Félek, hogy ez nem fog menni.*

*Én is csak abban reménykedem, hogy azért látják a problémát. És biztató, hogy egyáltalán látják.*

Holics László mindent megtett, ami megtehető volt. Az oktatással-neveléssel kapcsolatos tevékenységének adatszintű felsorolása száz oldalt tesz ki – nem csak úgy hozzávetőleg, ez a pontos szám. Huszonkét szakmai díját, kitüntetését sem tisztünk felsorolni, ünneplünk és nem elszámolunk. Legyen kivétel a Rátz Tanár Úr Életműdíj, amelyet 2001-ben, a díj alapítása utáni első alkalommal kapott meg. A tanítványai által elért versenyeredmények közül is csak a legismertebb versenyeket említsük: A Nemzetközi Diákolimpián 4 tanítványa ért el legalább 3. díjat; Fizika OKTV-n 22 tanítványa jutott döntőbe, közülük 6 ért el dobogós helyezést, az Eötvös versenyen 8 tanítványa ért el helyezést vagy kapott dicséretet.

Holics László a fizika tanításával kapcsolatban elemző cikkeket is írt, elsősorban a *Fizikai Szemlé*be.

1966-ban készült cikkében egy nagyon érdekes létesítményről számolt be, mégpedig az ELTE Apáczai Csere János gyakorló iskolájában felépült Televízió Stúdió elkészültéről, amely kifejezetten a tanárképzés igényeit volt hivatva kielégíteni.<sup>2</sup> A Stúdió létrehozására többek között azért volt szükség, mert a gyakorlóiskoláknak olyan sok tanárjelölt hospitálási igényét kellett kielégítenie, hogy az már zavarta az oktatást. Közvetítették az órákat, amelyeket így nemcsak az osztályból lehetett nézni, hanem több különböző helyről is, egyszerre több képernyőn, több nézetből.

1964-ig a fizika kötelező érettségi tantárgy volt. Eltörlésének hatásaival foglalkozik Holics László 1971-ben megjelent írása.<sup>3</sup> Rávilágít arra az azóta is meglévő hiányra, hogy nincs egyetlen kötelező természettudományos érettségi tantárgy sem. Írásában elemzi az akkori gimnáziumi óratervet: ha a természettudományok részaránya viszonylag magas, akkor miért nem kérünk abból semmit sem számon az érettségi vizsgán.

A kísérletezés feltételeivel foglalkozik Holics László egy ugyancsak 1972-ben megjelent cikkében,<sup>4</sup> amely mai szemmel olvasva is szintén nagyon érdekes. A kísérleti eszközök hiányáról ír; ezeket sokszor szabad idejében kénytelen előállítani a tanár. Holics idéz a „Tanterv és Utasítás”-ból: „Erősíteniünk kell a tantárgy kísérleti fizikai jellegét, mind a tanári kísérletezés, mind a kötelező fizikai gyakorlatok révén.”

**– Mi volt a *Fizikai Szemlé* ben megjelentetett számos éles hangú problémafelvetésének hatása?**

<sup>2</sup> Holics László: Új oktatási módszer a televíziótechnika felhasználásával az Eötvös Loránd Tudományegyetem tanárképzési munkájában. *Fizikai Szemle* 16/3 (1966) 98.

<sup>3</sup> Holics László: Korszerűség és érettségi természettudományok nélkül. *Fizikai Szemle* 21/3 (1971) 87.

<sup>4</sup> Holics László: Tenni kell valamit – meditációk. *Fizikai Szemle* 22/1 (1972) 25.

*– Az volt az eredményük, hogy mindenki egyetértett velük. Kész. Minden hivatalos helyen azt mondták, hogy tényleg, de milyen igazad van. A szertárakra azonban pénzt nem adtak!*

Néhány fizikai fogalom jelentése. A feladatmegoldás szerepét mutatja be Holics László egy 1970-ben megjelent írása,<sup>5</sup> amely semmit nem veszített érvényéből napjainkban sem. A szerző 19 pontban foglalta össze a fizika feladatok megoldásának didaktikai szerepét. Ezek között felfedezhetünk olyanokat is, amelyek megtalálhatók a napjainkban egyik legkorszerűbbnek mondható konstruktivista felfogás alapvetései között, mint az előzetes tudás felszínre hozása, illetve a tévképzetek korrigálása: „5. A szemléletbeli hibák, fizikai tartalom felfogása hiányainak felszínre hozása.”

*– Azt külön nagyon szeretem, hogy amikor valamilyen téves elképzelést tapasztalok valamiről, egy rossz értelmezést, hibás definíciót, mint amilyen például a centrifugális és a centripetális erő hibás értelmezése. Akkor direkt arra készítek egy feladatot, azért, hogy kiugorjon a lényeg, hogy át tudja értelmezni a fogalmat. Csak egy apró példát mondom egy más helytelen értelmezésre: hogy a negatív gyorsulás a lassulás, mert ugye amikor a sebességgel ellentétes irányú a gyorsulás, akkor a test lassul. Ez egy ökörség, mert olyan nincs, hogy negatív vektor vagy pozitív vektor; csak ha fölveszek egy adott mérő irányt, akkor ahhoz viszonyítva lehet a koordinátája negatív vagy pozitív. Ellentmondásra jutunk például abban a pillanatban is, amikor a feldobott kő mozgását akarjuk leírni ily módon: földobok függőlegesen egy követ, akkor eleinte negatív gyorsulása van, hiszen lassul, azután pozitív, amikor esik vissza. De azt tanítjuk (és be is magolják a gyerekek) hogy a nehézségi gyorsulás (kis magasságon belül) állandó. Hát hogyan lehet állandó valami, ami egyszer negatív, egyszer pozitív?*

Az 1972-ben megjelent írásban<sup>6</sup> (amelynek kibővített változata könyv alakjában is megjelent<sup>7</sup>) találkozhatunk az előzetes tudás szerepének fontosságára való utalásokkal: „A fizikai fogalmak kialakulása nem a fizikaórákon kezdődik.”

Bemutatja, hogy minden embernek egyedi a fogalomalkotása, hogy a tanár előtt ülő gyereksereg fogalomkészlete nem tekinthető közösnek, továbbá a fogalmak folyamatos változásokon, átsúlyozódásokon mennek keresztül, hogy „... a hibák sokszor az oktatás számlájára írhatók a fogalmak és törvények nem eléggé körültekintően kimunkált bevezetése miatt, ami vagy túlzottan (helytelenül) általános megfogalmazáson, vagy bizonyos közelítő szinten való megrekedésen múlik.”

Azt javasolja a tanárok számára, hogy tegyék fel az órán a következő kérdést: „Mi a mozgás oka?” Majd

<sup>5</sup> Holics László: Feladatmegoldások és fizikai tartalom. *Fizikai Szemle* 20/9 (1970) 275.

<sup>6</sup> Holics László: A fizikai fogalmak kialakításának egyes problémái a középiskolában. *Fizikai Szemle* 22/4 (1972) 111.

<sup>7</sup> Holics László: *A középiskolai fizikatanítás néhány problematikus kérdése*. Fővárosi Pedagógiai Intézet, Budapest, 1973.

hagyják a diákokat vitatkozni rajta. Akár két órát is javasol arra, hogy történeti bevezetőként foglaljuk az arisztotelészi fizikával, majd Giordano Brunón, Galilein, Kopernikuson, Kepleren keresztül eljussanak Newtonig, és kimondják tehetetlenség törvényét.

Külön említendő a következő félreértés: „A fékező gépkocsi kerekeinél fellépő tapadási súrlódási erő munkája egyenlő a gépkocsi mozgási energiájának megváltozásával.” Egy helytelen állítás, aminek segítségével helyes eredményt lehet kapni. 1973-ban ez adott alkalmat a szerzőnek arra, hogy a kérdéskör feldolgozásával „...a mechanika alapvető összefüggéseit ne csak formálisan és verbálisan, hanem kapcsolataikban, lényeglátóan, jelenségleírásra alkalmasan ismerjük meg...”<sup>8</sup>

Közel negyven éves írásai közül Holics tanár úr ezt a súrlódásról szóló cikket tekinti legeredményesebbnek.

– *Az igaz, hogy egy-két helyen volt egy-két dolog, amit a súrlódásról írtam itt is, meg talán az egyetem közlönyben is, akkor többen kezdték jobban tanítani azt a speciális részt, na de hát ez egy kis helyi eredmény.*

Holics László büszke arra amit tett és nem szokott azon tűnődni, hogy ez másképp is lehetne.

– *Két fiam van, 28 és 30 évesek. A kisebbik informatikus mérnök, másik fiam a pécsi egyetemen tanít, zongora főtanszagon.*

*2009-ben együtt voltunk a Fizikai Társulat szervezésében a CERN-ben. Ott angolul–magyarul voltak párbeszéddek, előadások – tolmáccsal, tolmács nélkül. A fiam mindig ott nyüzsgött: a legjobb válaszokat és a legjobb kérdéseket feltevők között szerepelt. (Egyszer rá is szóltak, hogy többet ne válaszoljon, hagyja a többieket is szóhoz jutni.) Eleinte azt hitték, hogy ő is egy fizikatanár a sok közül (voltunk vagy harmincan fizikatanárok). Megtudták, hogy zongorázik is, és szerveztek neki egy koncertet augusztus 20-ra. És ott derült ki, hogy ő nem egy fizikatanár, aki tud zongorázni, hanem egy zongorista, aki tudja a fizikát is.*

Előfordul, hogy a fizikus vitába száll az elégedett apával:

– *Egy kicsit bánom, (de ezt nem mondom el senkinek), hogy nem fizikusnak ment a fiam, mert akkor kicsit más lenne a helyzet. Talán épp a CERN-ben dolgozna most éppen. Az nyugtat meg, hogy zenei pályáján sok sikert ért el, és hivatásnak érzi munkáját.*

*A másik fiam informatikus mérnök, önállóan dolgozik igen szép eredménnyel. A feleségem volt középiskolai tanítványom, ma fizika-matematika tanár, aki angol nyelven (is) tanítja a tárgyat.*

Holics tanár úr a múltjába is viszonylag messzire lát:

– *1630-ban volt egy őszám, Holics János és valahonnan megvannak a leszármazottak. Holics Janka, Móricz Zsigmond felesége ugyanannyiadik leszármazottja, mint én.*

*Van egy eredeti Jubász Gyula kéziratom, amit bevittem az Irodalmi Múzeumba. Azonnal meg akarták venni. Lefényképezték és helyesbítették annak a versnek a korábbi kötetekben megjelent szövegét. (A legújabb Jubász Gyula kötetben hivatkoznak is rám.) A kézirat úgy került hozzám, hogy amikor Endre Bélát festőt Hódmezővásárhelyen temették, az én anyám is ott volt. A temetés után a búcsúztatók közül többen összegyűltek a Fekete Sas – vagy minek hívták azt a szállodát – teraszán, és ott volt Jubász Gyula is. Vártak az esti vonatindulására, és kávé mellett beszélgettek. Ott rögtönzött Jubász Gyula egy verset kis kockás füzetkébe, majd kitépte a lapot és dedikálással az akkor fiatal lánynak, anyámnak adta. Egy szemfüles újságíró nézte és írta le – hibásan. Az jelent meg évtizedeken keresztül a Jubász Gyula kötetekben. A legújabb Jubász kötetben már az van, ami az én kezemben volt.*

## Köszöntő

Kedves Laci!

Isten éltesen sokáig, egészségben, munkakedvben, tanári elkötelezettségben! Éveid száma sehogyan sem illik a Rólad alkotott képhez, s hogy magad sem akarod hinni, azt mutatja, hogy legutóbbi találkozásunkkor azt mondtad: „Hát én már sajnos közelebb vagyok a hetvenhez, mint a hatvanhoz.” Tréfa volt, de életérzést fejezett ki.

Talán a *Fizikai Szemle* olvasói és „Holics Tanár Úr” is megbocsátja, hogy köszöntésül – részletes életrajz helyett – néhány szubjektíven választott pillanatot, általam fontosnak ítélt munkát villantok fel. Mindenki helyett mindent úgysem mondhatnék el arról, hogy mit jelentett „Holics Tanár Úr” a fizika tanításában, és hogy mennyien és milyen sokat tanultunk Tőle.

Szerencsés voltam, egyetemista koromtól diákként, munkatársként és barátként is sokat dolgoztunk együtt és sokat beszélgettünk iskoláról, fizikáról, lányokról, szóval az életről.

Világosan él bennem első találkozásunk emléke. 1964 októberében fiatal szemüveges tanár fogadott bennünket elegáns világoskék öltönyben, s elmondta a követelményeket. Hospitálási naplót kell vezetnünk, óravázlatot kell írunk, a hospitálások után szakmai és pedagógiai szempontok szerint elemeznünk kell az órákat, figyelünk kell a diákok munkáját, az óra felépítését, egyszóval a teljes tanítási folyamatot. Néhány óra elemzése után felismertük, hogy Laci figyelme mindenre kiterjed, kritikája szelíd, de kegyetlenül pontos és világos. Emiatt azután saját óráinkra hihetetlenül sokat készültünk, s mégsem éreztük magunkat soha teljesen felkészültnek.

Ott a gyakorlóiskolában folytatott beszélgetések során döbbsentem rá igazán, hogy a fizika törvényeit a diákok életkorához, felkészültségéhez igazítva megtanítani nagyon nehéz, és a tanulósoporttól függően mindig újragondolandó feladat.

<sup>8</sup> Holics László: A súrlódási munkáról. *Fizikai Szemle* 23/6 (1973) 186.



Akkoriban születtek meg a „tagozatos tankönyvek”, amelyeket sokan azóta is a legjobb hazai fizika tankönyveknek tartunk. Szomorú, hogy az a szakmai szint a ma középiskolájában szinte elképzelhetetlen, s gyakran egyetemi záróvizsgán is örömmel elfogadnánk, ha a hallgatók a „régii tagozatos” szinten értenék a fizikát. Laci az elektrodinamika kötet(ek) megírására vállalkozott. Óriási feladat volt, hiszen a Maxwell-egyenletek középiskolai tanításának szakmai-didaktikai kidolgozását kellett megalkotni.

Az eredeti „Holics-könyv”, s következő változatai, amelyek már az általános tantervű osztályok számára készültek, sikeresek voltak! Bravúrosak az erővonalképeket, potenciálgödröket szemléltető térhatású ábrák. A tükörrel nézhető ábra-párok aprólékos munkával, számítógépes technika nélkül készültek. Az Apáczai gimnázium szertárában talán még mindig megvannak a rajzok mintájául szolgáló drótból hajlított térbeli modellek, (Laci hogyan volt türelmed ehhez és hogyan tudtál erre időt szakítani?).

Jól tudtad, a tankönyv feladatok nélkül élettelen. Hát, feladat-alkotást és -megoldást is tanulhattunk Tőled. Az OKTV-versenyek és a KöMaL-feladatok sokasága igazi alkotó munka.

Sajnos a tagozatos könyvekhez készített példatraid már csak antikváriumban lelhetőek fel. Éppen ezért egy számomra nagyon tanulságosat szeretnék felidézni, hátha így nem merül feledésbe:<sup>9</sup>

<sup>9</sup> Holics László: *Fizika Példatár Középiskolásoknak, Elektrodinamika II.* Tankönyvkiadó, Budapest, 1975, 62. old.

„ $R_1$  és  $R_2$  sugarú,  $l$  hosszúságú hengerkondenzátor van függőleges tengellyel felfüggesztve  $B$  indukciójú mágneses térben. A kondenzátort  $U = 30\,000$  V feszültségre töltjük fel. Mi történik, ha a) kisütjük a kondenzátort, b) hirtelen megszüntetjük a mágneses teret? A lemezek tömege 1, illetve 2 g, sugara 0,5, illetve 2 cm, hosszuk 20 cm. A mágneses tér indukciója  $20$  Vs/m<sup>2</sup>.”

Érdeemes elgondolkozni a feladaton! Rengeteget tanulhatunk belőle az elektromos és mágneses erőkről, a Poynting-vektorról és az impulzusmomentum megmaradásáról.

Az évek során sokszor dolgoztunk együtt, ebből a munkából kettőt emelnék ki. Az egyik az Akadémiai Kiadónál tavaly megjelenő *Fizika kézikönyv*, amelynek főszerkesztője voltál. Azt hiszem a teljes szerzőgárda nevében is megköszönhetem áldozatos munkádat, a hibák javítását, az ábrák nagy részének megrajzolását, az egységes mű létrehozását. Tudom, apró részlet, de soha nem felejttem el, hogy a periódusos rendszer jó nevű forrásból vett táblázataiban több hibát is megtaláltál. Vajon hányan vannak még, akik ilyen gondossággal nézik át műveiket?

Másik közös munkánk az ELTE munkaközössége által tavaly kidolgozott integrált szellemű természettudományos kerettanterv volt. Kissé nehezen álltál rá, hogy a munkában részt vállalj, s mondtad, hogy már annyi tantervet készítettél hiába, de aztán mégis lelkesen dolgoztál. Köszönjük, de persze lehet, hogy igazad volt, hiába dolgoztunk.

Sokszor idézzük „Quem dii odere paedagogum facere”, akit az Istenek gyűlölnek, tanárrá teszik. Mégis hisszük szép ez a pálya, s hiszem Te sem bántad meg, hogy életedet tetted rá. De ezt talán szebben mondja el Arany János verse:<sup>10</sup>

„Quem di odere” – hangzott a panasz  
Évszázadok hosszú során keresztül  
„Quem di odere” s az évszázados átok  
Mindegyre zúg, nem szűnt meg a panasz  
Kedv, ifjúság, erő szellem-vagyon  
Ma is gyakorta mindhiába vesz  
Homályos a cél, tömkeleg az út,  
S kit e pályára Isten átka sodrott,  
Szívverit ontsa bár mint pellikán,  
Hálátalanságot növel magának.

Te, ritka férfi! áldjad Istened.  
Ki oly önérzettel dúsgazdagon  
Állhatsz meg pihenni pályád végén.  
Körödbe gyűlnék a felnőtt fiak  
(Egy emberöltő) s érett férfi ésszel  
Köszönve amit ifjakért tevé  
Legszebb jutalmad így tőlük nyered.  
S mi felkiáltunk, mily nagy érdem az  
Minő erény, mely e hálátalan  
Pályán a késő hála újra sarjadt,  
Nem hervatag babérait szedi.

<sup>10</sup> Arany János: Tanári Jubileumra in *Arany János összes költeményei.* Szépirodalmi Kiadó, Budapest, 1973, I. kötet, 32. old.

Szerezzen  
személyes élményeket  
a nukleáris energia  
békés célú alkalmazásáról!



# Jövönk energiája



## paksi atomerőmű

Tájékoztató és Látogatóközpont  
7031 Paks, Pf. 71  
Telefon: (75) 508 833  
[www.atomeromu.hu](http://www.atomeromu.hu)



Várjuk vendégségbe Magyarországot!