

# fizikai szemle



2008/3

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

Főszerkesztő (mb.):

**Szatmáry Zoltán**

Szerkesztőbizottság:

**Bencze Gyula, 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-mailcíme:

**szerkesztok@fizikaiszemle.hu**

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

**http://www.fizikaiszemle.hu**

A címlapon:

**A Paksi Atomerőmű 1. blokkja készen  
áll az üzemidő-hosszabításra.  
(fotó: Vincze Bálint)**

## TARTALOM

<i>Fényes Tibor:</i> Az Univerzum uralkodó anyagfajtája, a „sötét anyag”	81
<i>Varjú Katalin:</i> Attoszekundumos impulzusok	87
<i>Bakonyi Imre, Simon Eszter, Péter László:</i> Mágneses ellenállás ferromágneses fémekben és mágneses nanoszerkezetekben	93
<i>Elekes Zoltán:</i> Mágikus számok, nemes atommagok	98
<i>Trampus Péter:</i> Atomerőművek üzemidő-hosszabítása	103
<i>Nagy Zoltán, Buday Gábor:</i> Radioaktív hulladékok föld alatti elhelyezésének „vizes” kérdéseiről	108
<i>Zawadowski Alfréd, Bakonyi Imre:</i> Hargitai Csaba (1939–2007)	111

### A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Radnóti Katalin:</i> A magfizikai kutatások hőskora, női szemmel – I.	113
--	-----

### HÍREK – ESEMÉNYEK

119

<i>T. Fényes:</i> Dominant kind of matter in our Universe – “Dark matter”	
<i>K. Varjú:</i> Attosecond pulses	
<i>I. Bakonyi, E. Simon, L. Péter:</i> Magnetic resistance in ferromagnetic metals and magnetic nanostructures	
<i>Z. Elekes:</i> Magic numbers – noble atomic nuclei	
<i>P. Trampus:</i> The operational life extension of nuclear power plants	
<i>Z. Nagy, G. Buday:</i> “Hydrotechnical” problems of burying radioactive waste	
<i>A. Zawadowski, I. Bakonyi:</i> Csaba Hargitai (1939–2007)	

### TEACHING PHYSICS

<i>K. Radnóti:</i> Women in the heroic years of nuclear research – I.	
---	--

### EVENTS

<i>T. Fényes:</i> Die dominante Stoffart im Weltall: „Dunkle Materie“	
<i>K. Varjú:</i> Attosekunden-Impulse	
<i>I. Bakonyi, E. Simon, L. Péter:</i> Der magnetische Widerstand in ferromagnetischen Metallen und magnetischen Nanostrukturen	
<i>Z. Elekes:</i> Magische Zahlen – edle Atomkerne	
<i>P. Trampus:</i> Die Verlängerung der Betriebsdauer von Kernkraftwerken	
<i>Z. Nagy, G. Buday:</i> Hydrotechnische Probleme der Versorgung radioaktiver Abfallstoffe im Boden	
<i>A. Zawadowski, I. Bakonyi:</i> Csaba Hargitai (1939–2007)	

### PHYSIKUNTERRICHT

<i>K. Radnóti:</i> Frauen in den ersten Jahren der Kernforschung – I.	
---	--

### EREIGNISSE

<i>T. Фенеш:</i> Преобладающий вид вещества в нашей вселенной – «темная материя»	
<i>K. Варью:</i> Аттосекундные импульсы	
<i>И. Бакони, Э. Шимон, Л. Петер:</i> Магнитное сопротивление в ферромагнитных металлах и магнитных наноструктурах	
<i>З. Элекес:</i> Магические числа – благородные атомные ядра	
<i>П. Трампус:</i> Удлинение срока службы АЭС	
<i>З. Надь, Г. Будаи:</i> «Водяные» проблемы хранения радиоактивных отходов в грунте	
<i>A. Завадовский, И. Бакони:</i> Чаба Харгитай (1939–2007)	

### ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

<i>K. Радноти:</i> Женщины в первом этапе исследований по ядерной физике	
--	--

### ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

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

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

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

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

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

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

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

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

# Fizikai Szemle

## MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

LVIII. évfolyam

3. szám

2008. március

## AZ UNIVERZUM URALKODÓ ANYAGFAJTÁJA, A »SÖTÉT ANYAG«

Fényes Tibor  
MTA ATOMKI, Debrecen

Manapság már meggyőző érvek szólnak amellett, hogy az Univerzumban jelen van, sőt túlsúlyban van egy sötét (azaz nem sugárzó és nem abszorbeáló) anyag, amelynek a mibenlétét egyelőre nem ismerjük. A következőkben röviden áttekintjük az ezzel kapcsolatos eredményeket.

### A sötét anyag létre utaló megfigyelések

#### Rotációs görbék

A legkorábbi – és a mai napig legmeggyőzőbb – érvek abból a megfigyelésből származnak, hogy a különböző látható (azaz valamilyen elektromágneses sugárzást kibocsátó) objektumok (csillagok, gázfelhők, galaxisok, galaxishalmazok) gyorsabban mozognak, mint amit a látható más objektumok gravitációs hatása alapján várni lehet. Az első ilyen észlelést *F. Zwicky* végezte 1933-ban.

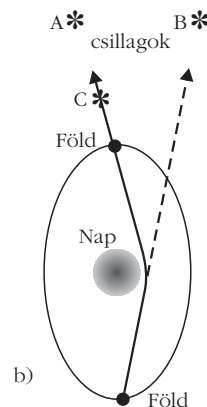
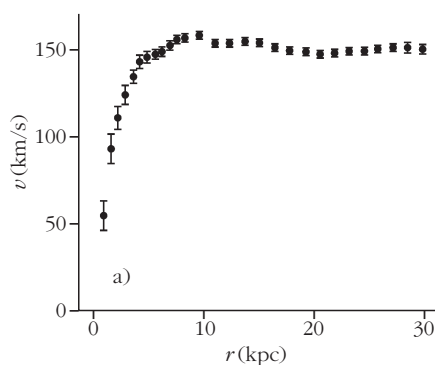
Tekintsünk például egy spirálgalaxist, amelynél a fényt kibocsátó anyag zömmel a központi részben van koncentrálnva, de van egy vékony korongban rajta túlnyúló rész is. Vizsgáljunk egy olyan  $m$  tömegű csillagot, amelyik a galaxis középpontjától  $r$  távolságra van és  $v$  sebességgel mozog a sugárra merőlegesen. Ekkor a centrifugális és gravitációs erők egyensúlya miatt

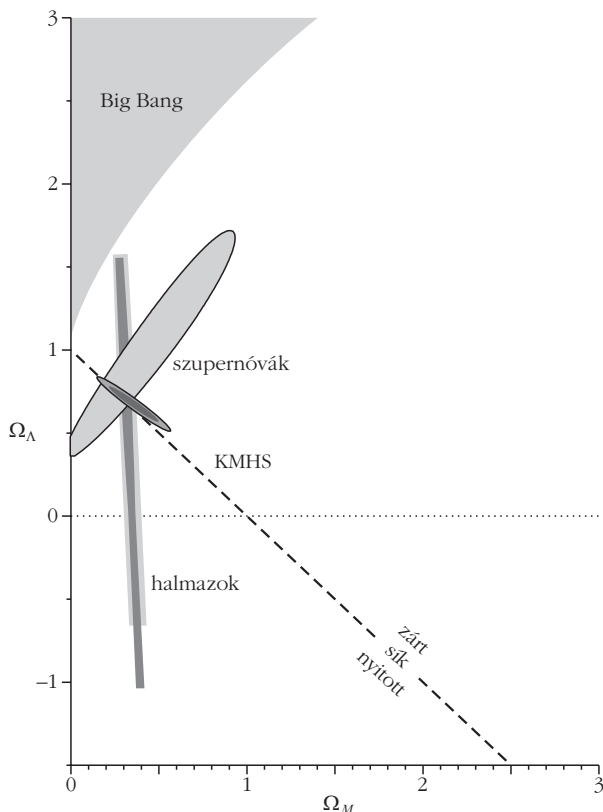
$$\frac{m v^2}{r} = G_N \frac{m M(r)}{r^2},$$

ahol  $M(r)$  az  $r$  sugáron belüli tömeg,  $G_N$  a gravitációs állandó. Egy olyan csillagnál, amelyik a központi nagy tömegű részben van,  $M(r) \propto r^3$ , és így  $v \propto r$ . Ugyanakkor a központi részen kívül  $M(r) \approx$  állandó, így  $v \propto 1/r^{1/2}$ . A sebesség az  $r$ -rel növekszik kis távolságoknál, nagyobbaknál viszont várhatóan csökken. Ezzel szemben például az NGC 3198 galaxis úgyneve-

zett „rotációs görbéje” az *1.a ábra* szerint alakul. Látható, hogy a maximális sebesség elérése után a távolság növekedésével a sebesség lényegében állandó értéket vesz fel (a várható csökkenés helyett).

*1. ábra.* A sötét anyag létre utaló megfigyelések. a) Az NGC 3198 jelű spirálgalaxisban észlelt rotációs görbe. Sebesség ( $v$ ) a távolság ( $r$ ) függvényében. (1 pc = 3,262 fényév =  $3,086 \cdot 10^{16}$  m.) *Begeman* (1989) alapján [1]-ből. b) Gravitációs fényelhajlás. A C jelű csillag más csillagok társaságában látszik, ha a Föld a Nap fölött van, mint ha – fél évvel később – alatta.





2. ábra. A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (KMHS), a szupernóvák és a Világegyetem nagy halmazainak (galaxisok, galaxis-halmazok) vizsgálatából következően megengedett  $\Omega_m$  és  $\Omega_\Lambda$  értékpárok. A vizsgálatok együttesen  $\Omega_m \approx 0,24$ ,  $\Omega_\Lambda \approx 0,76$  sűrűségeket valószínűsítettek. [2] alapján.

Azt is észlelték, hogy bizonyos galaxishalmazokban a galaxis mozgási sebessége jóval nagyobb, mint amit a halmaz világító komponenseiből számítható gravitációs potenciál megengedne. Másként fogalmazva: nincs elég látható anyag, hogy az összetartsa a galaxishalmazt az észlelt sebességeknél.

Mindkét jelenség megmagyarázható úgy, hogy a galaxist, illetve galaxishalmazt körülveszi egy hatalmas sötét anyagot tartalmazó halo (udvar), amelynek sugara sokkal nagyobb, mint a látható objektumé.

A sötét anyag létére ma már nagyszámú mérés utal. A részletes elemzés alapján saját galaxisunkban a sötét anyag mennyisége a teljes galaxistömeg akár 90%-át is elérheti. Galaxishalmazokban és szupernagy galaxishalmazokban egyaránt megnyilvánul a sötét anyag jelenléte, sőt minél nagyobb a távolságlépték, annál nagyobb a sötét anyag aránya.

### Gravitációs lencsehatás

Az általános relativitás elméletéből következően nagy tömegek (benne a sötét anyag is) az Univerzumban elhajlíthatják a fényt. Nagyszámú mérés mutatja, hogy a jelenség valóban létezik. Például a szerint, hogy a Föld – Naphoz viszonyított – pályájának melyik részén áll, egy adott csillag más látható égi objektumok közelében található (lásd 1.b ábrát). A galaxishalmazokra vonatkozó nagyszámú mérés eredményeként az adódik, hogy a sugárzó/sötét anyag aránya: 1/5–1/6.

### Újabb direkt bizonyítékok a sötét anyag létére

Újabbban távoli galaxisok ütközésének analizéséből, továbbá a C10024+17 galaxishalmaz Hubble-űrszondával végzett vizsgálatából direkt bizonyítékokat is nyertek a sötét anyag létére. Bizonyos feltételek mellett kialakulhatott sötét anyag galaxis is. (CERN Courier 2006. október, 2007. július, 2005. április)

### Galaxisok kialakulása

A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás irányfüggést, anizotrópiát mutat, de ez csak  $10^{-5}$  rendben jelentkezik. Ezek az anizotrópiák nagyon kicsik ahhoz, hogy galaxisok kialakulásához vezessenek. A probléma megoldása lehet, hogy a sötét anyagban nagyobb inhomogenitások alakultak ki a mikrohullámú háttérsugárzás anyagról való lecsatolódása előtt. Ezek az inhomogenitások azután a barionos anyagot gravitációsan összehúzták.



A fentiekben vázlatosan ismertetett nagyszámú megfigyelés alapján ma már jól megalapozottan állítható, hogy az Univerzumban létezik egy sötét (azaz nem fénylő és nem elnyelő) anyag.

### A sötét anyag sűrűsége az Univerzumban

A sötét anyag sűrűsége ( $\Omega_{SA}$ ) az Univerzumban két sűrűségadat különbségéből adódik:  $\Omega_{SA} = \Omega_m - \Omega_b$ , ahol  $\Omega_m$  az Univerzum anyagsűrűségét,  $\Omega_b$  pedig a barionos anyagsűrűségét jelöli. Itt az  $\Omega$  mennyiségek alatt relatív sűrűségek értendők:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_{krit}}$$

ahol

$$\rho_{krit} = \frac{3 H_0^2}{8 \pi G_N} = 1,05 \cdot 10^{-5} h^2 \frac{\text{GeV}}{c^2} \frac{1}{\text{cm}^3}.$$

$H_0$  a Hubble-állandó jelenkori értéke,  $G_N$  a gravitációs állandó,  $h = 0,73$ . A kritikus sűrűség ( $\rho_{krit}$ ) választja el a táguló Világegyetemet a zsugorodó Világegyetemtől, ennek jelenlegi értéke ismert.

Megjegyezzük, hogy a teljes sűrűség a részsűrűségek összegeként adódik:  $\Omega_{teljes} = \Omega_m + \dots + \Omega_\Lambda$ , ahol  $\Omega_\Lambda$  a „sötét energia” miatt fellépő sűrűség. A mikrohullámú háttérsugárzás vizsgálatából tudjuk, hogy  $\Omega_{teljes} = 1,003 \pm 0,017$ , ami azt jelenti, hogy az Univerzum egésze sík térmetrikájú, azaz euklideszi.

A sötét anyag sűrűségének meghatározásához tehát ismerni kell az anyag Világegyetemben való sűrűségét és a barionos anyagsűrűségét. Barion névvel a részecskefizikában olyan nehéz részecskéket jelölnek, amelyek feles saját perdülettel (spinnel) rendelkeznek. Ezek legismertebb képviselői az atommagokban található protonok és neutronok. A továbbiakban „barionos” anyag alatt általában olyan anyagot értünk, amely általunk ismert részecskékből épül fel. A precíz

kozmológiai mérések ma már lehetővé teszik mind az  $\Omega_m$ , mind az  $\Omega_b$  meghatározását.

Az  $\Omega_m$  meghatározható a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (KMHS), a szupernóvák és az Univerzum nagyléptékű szerkezetének vizsgálatából. Ezek mindegyike csak bizonyos  $\Omega_m$  és  $\Omega_\Lambda$  értékpárokat enged meg, de a három méréstípus együttesen lehetőséget ad az anyagsűrűség egyértelmű meghatározására, lásd a 2. ábrát. Az eredmény:  $\Omega_m = 0,24 \pm 0,04$ .

A barionos anyagsűrűsége ( $\Omega_b$ ) a legkönnyebb elemek (D, He, Li) Univerzumban megfigyelt előfordulási gyakoriságából kaphatunk információt.

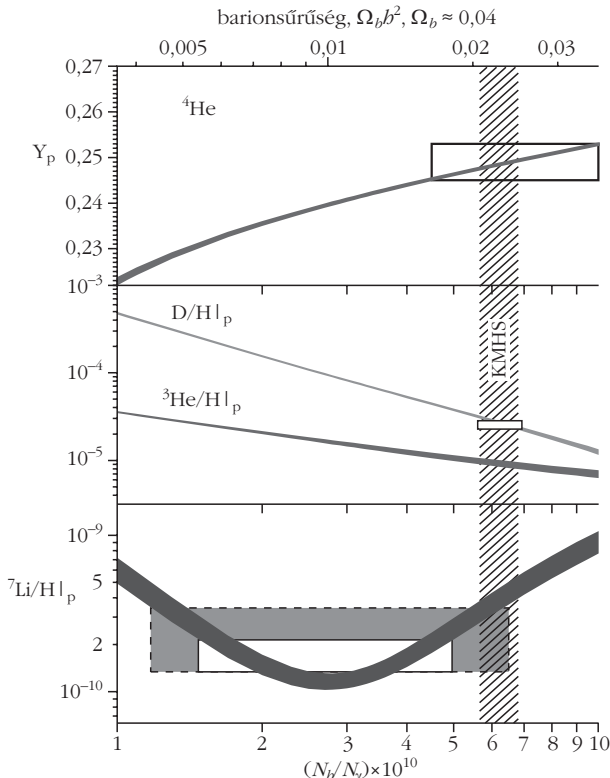
A jelenleg megfigyelhető Univerzum 70–80%-ban hidrogénből és 20–30%-ban héliumból áll. Az összes többi elem gyakorisága ezeknél nagyságrendekkel kisebb. A héliumnál nehezebb elemek a csillagokban lejátszódó nukleáris fúzióban jönnek létre. Ugyanakkor a hélium gyakorisága nem magyarázható meg ilyen módon. Ennek két oka is van:

– A csillagokban lévő hélium mennyisége, ahogy az optikai mérések mutatják, független a csillag korától. Ha a hélium hosszú idő alatt alakulna ki nukleáris fúzióban, mennyisége más lenne a fiatalabb csillagokban, mint az idősebbekben.

3. ábra. A megfigyelt  $^4\text{He}$ , D,  $^3\text{He}$  és  $^7\text{Li}$  gyakoriságok (téglalapok, amelyek  $2\sigma$  statisztikus hibát jeleznek) összevetve az Ősrobbanás standard modelljének előrejelzéseivel (görbék). (A  $^7\text{Li}/\text{H}|_p$  esetében a szaggatott vonallal feltüntetett téglalap  $\pm 2\sigma$  statisztikus és szisztematikus hibát jelöl.)

$Y_p$ : primordiális  $^4\text{He}$  tömegarány.  $\text{D}/\text{H}|_p$ ,  $^3\text{He}/\text{H}|_p$ ,  $^7\text{Li}/\text{H}|_p$ : szám gyakorisági arányok hidrogénre vonatkoztatva.  $N_b/N_\gamma$ : barion/foton arány.  $\Omega_b$ ,  $b^2$ : barionsűrűség, ahol  $b = 0,73 \pm 0,04$ .

A felfelé futó vonalkázott sáv a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás vizsgálatából levont barionsűrűséget mutatja. [2, 220. o.] alapján.



– A hélium kialakulása hidrogénből nagy energia felszabadulásával jár. Ahhoz, hogy 20–30% legyen a hélium aránya az Univerzumban, a csillagoknak sokkal fényesebben kellene világítaniuk.

Valami olyan mechanizmus lehet felelős a legkönnyebb elemek kialakulásáért, amely már a legöregebb csillagok létrejötte előtt is működött. Az Ősrobbanási modell erre magyarázatul szolgál, ez a primordiális (ősi) nukleoszintézis.

A 3. ábrán feltüntettük, hogy az Ősrobbanási modell a Big Bang után ~4 perccel milyen  $^4\text{He}$ , D,  $^3\text{He}$  és  $^7\text{Li}$  elemgyakoriságokat jósol (görbék) és ugyanitt láthatók a mért kísérleti adatok is (téglalapok hibahatárokkal). E mérésekből következik, hogy a barionos anyagsűrűség az Univerzumban  $\Omega_b = 0,042 \pm 0,005$ . A kapott eredményt megerősítik a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás vizsgálatából leszűrt adatok is.

Az előbb ismertetett mérésekből következően tehát  $\Omega_{SA} = \Omega_m - \Omega_b \approx 0,24 - 0,04 = 0,20$ . Ez azt jelenti, hogy az Univerzum anyagának túlnyomó többsége sötét anyag, amelynek természete jelenleg nem ismert.

## Sötét barionos anyag

Csillagászati mérések szerint a fénylő anyag sűrűsége az Univerzumban  $\Omega_{fénylő} \approx 0,006$ . Mivel  $\Omega_b = \Omega_{fénylő} + \Omega_{sötét\ barionos}$  és  $\Omega_b \approx 0,04$ , világos, hogy az Univerzumban nagy mennyiségű sötét barionos anyagnak is kell lenni. Ezek lehetnek fehér és barna törpék, neutroncsillagok és fekete lyukak, közös néven MACHO-k (Massive Astrophysical Compact Halo Objects). A fehér törpék öreg csillagok kiegészített parazsai. A barna törpék csillagszerű objektumok, de nem elég nagyok ahhoz, hogy beinduljon bennük a termonukleáris fúzió. A neutroncsillagok és a fekete lyukak szupernóva-robbanások maradványai. Fekete lyuk akkor áll elő, ha a felrobbant csillag tömege igen nagy volt.

A MACHO-k megfigyelhető mikrolencsehatások révén. Ez abban áll, hogy amikor a MACHO áthalad egy háttérben lévő csillag előtt, gravitációs hatása a csillag fényét fókuszálja, mint egy lencse. Következésképpen a megfigyelő fényesebbnek látja a csillagot.

A 90-es évektől kezdve hosszú időn át megfigyelték a Nagy és Kis Magellán Felhőben (közeli minigalaxisokban) lévő csillagok millióinak fényerősségét. Amikor a galaxisunkban lévő nem fénylő objektumok áthaladnak a háttérben lévő csillagok előtt, ezek fényét bizonyos ideig felerősítik. Az „EROS” nevű program következtetése az, hogy a MACHO-k a Tejútrendszerünk halójának tömegéhez legfeljebb 20%-ban járulnak hozzá. E vizsgálatok – több más hasonlóval együtt – megerősítették, hogy ámbár bizonyára vannak nem fénylő barionos anyagok galaxisunkban, ezek mennyisége kevés. Még az sem biztos, hogy a hiányzó sötét barionos anyag teljes mennyiségére a MACHO-k magyarázatot adhatnak.

## Miből áll a nem barionos sötét anyag?

A nem barionos sötétanyag-jelöltnek több követelménynek is meg kell felelni.

a) A Világegyetem életkorához (~14 milliárd év) képest stabilnak kell lenni, mivel egyébként mostanáig lebomlott volna.

b) Az elektromágneses sugárzással legfeljebb csak nagyon gyengén hathat kölcsön. Ezért sötét anyag.

c) Ki kell adja a helyes  $\Omega_{\text{SA}}$  sűrűséget.

### Neutrínók

Korábban azt gondolták, hogy a könnyű, relativisztikus sebességgel mozgó neutrínók lényeges hozzájárulást adhatnak a sötét anyaghoz. Ma már tudjuk, hogy a neutrínók sűrűsége ( $\Omega_\nu$ ) az Univerzumban kisebb, mint 0,014, azaz a sötét anyag sűrűségéhez ( $\Omega_{\text{SA}} = 0,20$ ) csak nagyon kis hozzájárulást adnak. Az Univerzum struktúráinak (galaxisainak) kialakulására vonatkozó elemzés is arra vezet, hogy a sötét anyag zömének hidegnek kellett lenni a kialakulás kezdetén. A könnyű neutrínók a korai Univerzumban közel fénysebességgel mozogtak (innen a „forró sötét anyag” név), így az észlelt kozmikus struktúrák nem alakulhattak ki belőlük.

### Axionok

Az axionok hipotetikus részecskék. Létezésüket a kvantum-színdinamikai „erős CP-probléma” megoldására javasolták az 1970-es évek végén, de a szuperhőrelméletekben is természetszerűen megjelennek. Tömegük  $\mu\text{eV}/c^2$  nagyságrendben lehet,<sup>1</sup> semleges pszeudoskálár ( $0^+$  spin-paritású) részecskék és a korai Univerzumban nagy mennyiségben keletkeztek. Ha a tömegük az 1–100  $\mu\text{eV}/c^2$  tartományba esik, a kritikus sűrűség nagyságrendjében járhatnak hozzá a sötét anyag sűrűségéhez.

Detektálásuk elvileg lehetséges erős mágneses térbe helyezett mikrohullámú rezonátorokban, ahol átalakíthatók mikrohullámú fotonokká. Több programban is kerestek axionokat. A nagyobbik LLNL (California) program mérései alapján kizárható az axionok léte az 1,9–3,3  $\mu\text{eV}/c^2$  tömegtartományban.

<sup>1</sup> Az elektronvolt (eV) a magfizikában használatos energiaegység:  $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ . Einstein híres képlete alapján az energia ( $E$ ) és tömeg ( $m$ ) közötti összefüggés:  $E = mc^2$ , ahol  $c$  a fény sebessége vákuumban.

mányban. A mérések folytatódnak, egyelőre zömmel negatív eredménnyel. Részletesebben a [3–4]-ben látható. Axionok létére utaló jeleket találtak atommagátmenetek vizsgálata során [5].

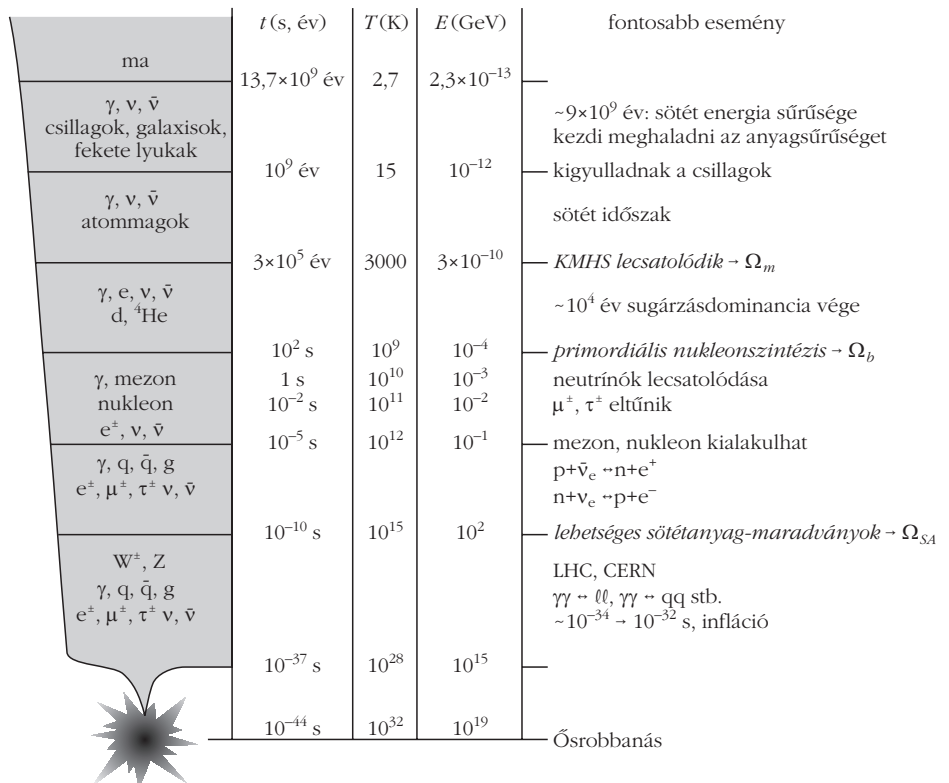
### Gyengén kölcsönható nagy tömegű részecskék, WIMP-ek

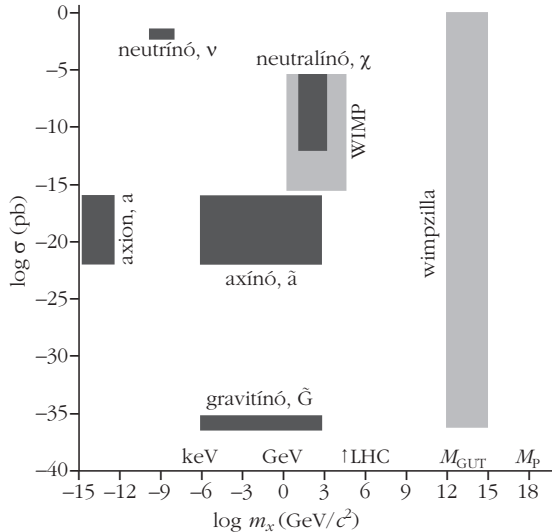
Az angol elnevezés alapján WIMP: Weakly Interacting Massive Particles. Jelenleg ezek a leginkább elfogadott jelöltek a sötét anyagra. Természetükre többféle elképzelés van, legesélyesebbek a stabil, legkönnyebb szuperszimmetrikus (SUSY) részecskék, a neutralínók ( $\tilde{\chi}_{1-4}^0$ ), amelyek a semleges gauginók ( $\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0$ ) és semleges higgsínók keveredéséből állnak elő, részletesebben lásd [6, IX.6.1. pont]. A neutralínók mellett a következő érvek szólnak.

a) Nem csak az asztrofizika, hanem a részecskefizika számos problémája (például a tömeghierarchia-probléma) is megoldható lenne, ha a szuperszimmetrikus részecskék léteznének. A szuperszimmetria matematikai realitás, mivel a fő különbség a normál és szuperszimmetrikus részecskék között abban van, hogy más a saját perdületük (spinjük).

b) A neutralínók eleget tehetnek mindazon követelményeknek, amelyeket a sötét anyaggal kapcsolatban elvárhatunk. A legkönnyebb SUSY-részecskék – az elmélet szerint – várhatóan stabilak, mivel nincs más SUSY-részecske, amibe bomolhatnak. A neutralínók, mint a nevük is mutatja, semlegesek. A SUSY-elmélet szerint a neutralínók várható tömege nagy (10 GeV – néhány TeV), több nagyságrenddel nagyobb, mint a

4. ábra. A Világegyetem története az ősrobbanási modell alapján. Itt  $t$  az ősrobbanás utáni időt,  $T$  a hőmérsékletet,  $E$  a részecske legvalószínűbb energiáját jelenti.





5. ábra. Néhány WIMP-típusú részecske anyaggal való kölcsönhatási hatáskeresztmetszetének logaritmusa ( $\log \sigma$ ) a jelölt tömegének logaritmusa ( $\log m_x$ ) függvényében. Itt a hatáskeresztmetszet pikobarnokban ( $1 \text{ pb} = 10^{-36} \text{ cm}^2$ ) egységekben, a tömeg  $\text{GeV}/c^2$  egységekben van megadva,  $c$  = fénysebesség vákuumban. A hatáskeresztmetszetek csak nagyságrendi becsléseket jelölnek. A WIMP-pel jelölt tartomány néhány szuperhúrelmélethez követhető jelölést is tartalmaz. [7] alapján.

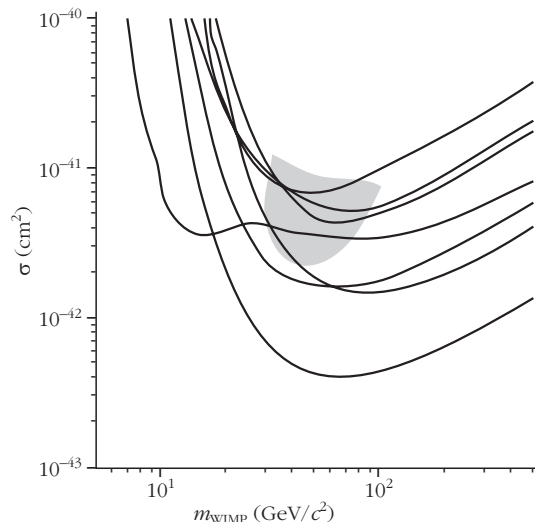
proton tömege. Ebből következően viszonylag lomha mozgásúak. Az ősrobbanási modell szerint a neutralinók nagy mennyiségben keletkeztek a kezdeti forró plazmában, termikus és kémiai egyensúlyban. Nagy tömegük miatt az Univerzum hűlése során hamar kifagyhattak „hideg” anyagként (az infláció, azaz a hirtelen nagyarányú kiterjedés után  $\leq 10^{-10}$  s időben, lásd a 4. ábrát). Miután kifagytak, a WIMP-sűrűség lényegében állandó marad. A részecskék – átélvén  $\sim 14$  milliárd év viszontagságait – a mai napig megmaradtak. Egyik legfontosabb érv a neutralinók mellett, hogy figyelembe véve a várható tömegüket és lomha mozgásukat, a részletes számítások szerint majdnem pontosan kiadják a Világegyetem sötét anyagának sűrűségét ( $\Omega_{\text{SA}} \sim 0,20$ ). Végül a neutralinók mellett szól, hogy rendkívül kicsi a kölcsönhatásuk<sup>2</sup> más anyaggal (várhatóan csak a gravitációs és gyenge kölcsönhatásban vesznek részt, lásd az 5. ábrát), így kicsi a tömörülési hajlamuk, a csillagok közötti térben gázszerűen viselkedhetnek. A 4. ábrán a sötét anyag sűrűségének meghatározása szempontjából fontos eseményeket dőlten jelöltük. Feltüntettük azt is, hogy a CERN-beli nagy hadron ütköztető beindulása után körülbelül milyen energia fog rendelkezésre állni részecske keltésére.

A szuperszimmetria-modelleknek nagyon sok változata van, de majdnem mindben található olyan szuperszimmetrikus részecskék, amelyekből az Univerzum sötét anyaga összeállhat.

<sup>2</sup> Az atommagfizikában használt kölcsönhatási hatáskeresztmetszet definíció szerint  $\sigma \equiv \Delta N N_0^{-1} n_s^{-1}$ , ahol  $\Delta N$  a létrejött magreakciók száma, ha a céltárgyra  $N_0$  bombázó részecske esik,  $n_s$  a céltárgy felületességére eső atommagok száma.  $\sigma$  dimenziója (hossz)<sup>2</sup>, egy-egye a barn (rövidítve: b),  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

A neutralinók létének kimutatására számos próbálkozás történt. A Földünk mozog, így a sötét anyagot alkotó részecskékkel (gyenge kölcsönhatással) ütközéseknek kell létrejönni. Különböző elméleti becslések szerint a detektor anyagában kg-onként és naponként 0,1–0,0001 ütközési esemény várható, azaz kedvezőtlen esetben tízezer naponként egy. Az ütközésben a sötét anyag részecskéje meglöki a detektor valamelyik atomját, ami észlelhető például szcintillációs vagy kriogén típusú detektorral. A fő nehézséget a zavaró háttérsugárzás jelenti. A detektor anyaga tartalmazhat radioaktív szennyezést és a kozmikus sugárzás is ad zavaró jeleket. Ezért a méréseket rendkívüli tisztaságú detektorokkal, mélyen a föld alatt kell elvégezni, továbbá jelalak és/vagy irány szerinti diszkriminálást is alkalmazni kell a hasznos jelek elkülönítésére. Egy harmadik diszkriminálási módszer lehet például az, hogy a méréseket télen és nyáron is elvégzik. A Naprendszerünk a galaxisunk magja körül kering körülbelül 220 km/s, míg a Földünk a Nap körül 30 km/s sebességgel. Így az eredő sebesség más lesz télen, mint nyáron. E különbség elkülöníti a hasznos jeleket a háttértől, ami feltehetőleg nem változik az évszakkal. A szcintillációs detektor lehet NaI, folyékony vagy gázalakú xenon. A xenonnak nincs hosszú életidejű radioaktív izotópjá és intenzív fényjelet ad. Folyékony állapotban nagy a sűrűsége és így az érzékenysége is. Gáz állapotban a meglökés nyoma hosszabb és így lehetőség nyílik irány szerinti diszkriminálásra. A radioaktív bomlásból származó elektronok által létrehozott jelek jelalak-diszkriminálással elkülöníthetők az atommagmeglökődésből eredő jelektől, mivel az elektronjelek hosszabb lefutási idejűek.

6. ábra. Spintől független WIMP-nukleon kölcsönhatási hatáskeresztmetszet ( $\sigma$ ) a WIMP-tömeg ( $m_{\text{WIMP}}$ ) függvényében. ( $\sigma$  egy nukleonra van normálva.) A görbék a kizárási határra nyert kísérleti adatok (90%-os konfidencia mellett), amelyeket különböző programokban nyertek. Jobb oldalon felülről lefelé: IGEX (spanyol, orosz); DAMA, CRESST (olasz, Gran Sasso); CDMS(SUF) (USA, Soudan); ZEPLIN (UK, Boulby); Edelweiss (francia, Frejus); CDMS II. (USA, Soudan). A legalsó kísérleti görbe  $\sim 1$  esemény/(kg·hét) kölcsönhatási aránynak felel meg. A sötétített rész elméleti előrejelzést mutat. Minden görbénél standard sötét anyag – halo paramétereket tételeztek fel. [4] alapján.



A kriogén detektor lehet Ge, Si, alumíniumoxid vagy más anyagból álló. Működési hőmérsékletük  $\sim 25$  mK körül van. Az ütközéskor fellépő hőkvantumok (rezgési fononok) detektálására termisztorokat használnak. A kriogén detektorok jóval érzékenyebbek a szcintillációsoknál, mivel a fonongerjesztés a teljes energiával arányos, míg az ionizációs, illetve fényhozam csak egy kis része a meglökődő atommag teljes energiájának. Ha egyidejűleg mérik az ionizációt és a fononokat Ge- vagy Si-kristályokban, igen jó diszkriminációt lehet elérni.

A 6. ábrán feltüntetettük a spintől független WIMP-nukleon kölcsönhatási hatáskeresztmetszeteket a WIMP-tömeg függvényében. A görbék a kizárási határra nyert kísérleti eredményeket mutatják. A sötét anyag kimutatására egyelőre csak a DAMA (Gran Sasso, Olaszország) program jelzett pozitív eredményt, de ez megerősítésre vár.

A WIMP-ek normál anyaggal nem, vagy csak nagyon gyengén hatnak kölcsön. Ugyanakkor lehet egy érdekes sajátosságuk, nevezetesen hogy ezek saját maguk antirészecskéi. (Ha a neutrínó Majorana-részecske, ez is ilyen.) Így ha két ilyen részecske találkozik, megsemmisülés léphet fel, *amelyben nagy energiájú részecskék, köztük  $\gamma$ -sugarak keletkeznek*. Mivel a WIMP-ek tömege feltehetően néhány száz  $\text{GeV}/c^2$ , a  $\gamma$ -kvantumok energiája is ilyen nagyságrendben várható. Ennek vizsgálatára az USA-ban 2008-ban terveznek fellőni egy űrhajót, benne a GLAST ( $\gamma$ -ray Large Area Space Telescope) berendezést. Ez 20 MeV – 300 GeV kvantumenergia-tartományban regisztrálja a  $\gamma$ -sugárzást. A  $\gamma$ -kvantum által

7. ábra. Az épülő LHC kriogén rendszere elektronikájának ellenőrzése. (foto: CERN, 2007.)



kváltott elektron–pozitron pár nyomát egy Si-detektorokból álló rendszer, a teljes energiát pedig egy elektromágneses kaloriméter méri [8]. Az ilyen irányú indirekt kutatási módszerek kiegészíthetik a korábban ismertetett direkt módszereket.

A különböző sötét anyag detektálására szolgáló programokról és módszerekről, továbbá az eddig elért eredményekről jó összefoglalás található a [2] és [4, 233. o.] munkákban.

A neutralínók kozmológiai kimutatása rendkívüli nehézséggel jár. A normál anyaggal való kölcsönhatási hatáskeresztmetszetek a neutralínóknál több nagyságrenddel kisebbeknek várhatók, mint a neutrínóknál. Ugyanakkor remény van arra, hogy a CERN-ben (European Organization for Nuclear Research, Genf) 2008-ban beinduló nagy hadron ütköztetőben (Large Hadron Collider, LHC) sikerül szuperszimmetrikus részecskéket előállítani, sajátágaikat meghatározni és eldönteni, állhat-e az Univerzum nem barionos sötét anyaga a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecskékből. A kérdés megoldása a 21. század egyik legfontosabb tudományos eredménye lehet.

## Összegzés

Nagyszámú megfigyelés meggyőzően mutatja, hogy az Univerzumban jelen van egy sötét (azaz nem sugárzó és nem abszorbeáló) anyag, amelynek mibenlétét egyelőre nem ismerjük. Egzakt kozmológiai mérések mutatják, hogy az Univerzum anyagának döntő többsége e sötét anyagból áll. Egyik legvalószínűbb jelölt a sötét anyagra a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecske, a neutralínó, de sok más elképzelés is van (például a szuperhúr-elméletekből következően). A sötét anyag részecskéi felfedhetik létüket úgy, hogy meglökik egy detektor atomjait, mivel Földünk a sötét anyagban mozog. Nagyon intenzív nemzetközi kutatások folynak a sötét anyag direkt és indirekt kimutatására a kozmoszban. Másrésztől a 2008-ban a CERN-ben beinduló nagy hadron ütköztetőben (7. ábra) remény van szuperszimmetrikus részecskék előállítására, ezek között lehet olyan, amelyből a sötét anyag áll.

## Irodalom

1. Allday J.: *Quarks, leptons and the Big Bang*. 2nd ed. Inst. of Phys. Publ., Bristol, 2002.
2. Particle Data Group: Review of particle physics. *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 33 (2006) 1.
3. Asztalos S.J., Rosenberg L.J., van Bibber K., Sikivie P., Zioutas K.: Searches for astrophysical and cosmological axions. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56 (2006) 293.
4. Gaitskell R.J.: Direct detection of dark matter. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 54 (2004) 315.
5. Krasznahorkay A., de Boer F.W.N., Csatlós M., Csige L., Gácsi Z., Gulyás J., Hunyadi M., Ketel T.J., van Klinken J., Krasznahorkay A. Jr., Vitéz A.: Lepton pairs from a forbidden M0 transition: signaling an elusive light neutral boson? *Acta Phys. Polonica B*, 37 (2006) 239.
6. Fényes T.: *Részecskék és kölcsönhatásaik*. Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen, 2007.
7. Roszkowski L. *Pramana* 62:1 (2004) hep-ph/0404052
8. Atwood W.A., Michelson P.F., Ritz S.: Window on the extreme Universe. *Sci. Am.* 297/6 (2007) 28.



„Generating high-order harmonics is experimentally simple.”  
*Anne L’Huillier*<sup>1</sup>

Mivel a *Fizikai Szemlében* az attoszekundumos ( $10^{-18}$  s) impulzusok megvalósítási elvének eredetéről és tényleges megvalósításuk alakulásáról elsőkézből – az elvi lehetőséget felvető *Farkas Győző* [1], illetve az izolált impulzusok megvalósításában és a fizikai folyamatok vizsgálatára való alkalmazásukban élen járó *Krausz Ferenc* [2] tollából – átfogó írásokat olvashattunk, így jelen cikkben az attoszekundumos impulzusok elméleti leírásáról, az impulzusok karakterizálásáról, és igen friss elektron-interferenciás kísérletekről számolok be.

A lézer megjelenésével lehetővé vált olyan nagy intenzitású elektromágneses tér előállítása, amelynek hatására az elektron már nemlineáris folyamatokban vesz részt. A lézer megvalósítása után egy évvel már megfigyeltek kétfotonos gerjesztést és másodharmonikus keltést. Az azóta eltelt időben a lézertechnológia rohamosan fejlődött, a Q-kapcsolás, a módusszinkronizálás és a fázismodulált impulzuserősítés révén az elérhető csúcsintenzitás nagyságrendekkel nőtt. Az impulzus üzemi lézerek technológiájának folyamatos fejlődése az egyre növekvő impulzusenergia és ismétlési frekvencia, illetve az egyre rövidülő impulzusidők mára a kutatók számára igen nagy intenzitású terek előállítását teszik lehetővé, amelyek új tudományterületek születéséhez vezetnek és vezetnek. Atomok nagy intenzitású elektromágneses térbeli viselkedésének vizsgálata a lézertechnológiával együtt fejlődik, hiszen a kísérleti vizsgálatokhoz a lézerimpulzusok biztosítják a nagy intenzitás elérését. Atomok és nagy intenzitású impulzusok kölcsönhatásakor új folyamatok játszódnak le, ezek közül az egyik a magasrendű harmonikusok keltése. Először 1987-ben figyelték meg a közel állandó amplitúdójú, a lézer páratlan számú felharmonikusaiból álló spektrumot.

## Magasrendű harmonikusok (HHG) keltése

Nagy intenzitású lézerimpulzust vákuumkamrában, egy kis méretű (1–20 mm), néhány mbar nyomású gáztartogatra fókuszálva, a lézer terjedési irányában a lézer  $\omega_0$  körfrekvenciájának páratlan számú többszörösei ( $3\omega_0$ ,  $5\omega_0$ ,  $7\omega_0$ ...) keltődnek. A harmonikus spektrum megfelelő feltételek esetén a több századik rendig is tarthat. A lézerimpulzus energiája tipikusan 1–10 mJ tartományba, az impulzushossz a femtoszekundum – pikoszekundum ( $10^{-15}$ – $10^{-12}$  s) tartományba esik. A keltő lézerimpulzus tulajdonságai, mint például az elliptikusság, a fókuszálás, a térbeli és időbeli impulzusalak mind befolyásolják a harmonikusok keltés hatását, és a keltett harmonikusok optikai tulajdonságait.

<sup>1</sup> „Magasrendű harmonikusok keltése kísérletileg egyszerű.” – *Anne L’Huillier*, Lundi Egyetem, Svédország

Magasrendű harmonikusok (high-order harmonic generation, HHG) kelthetők szilárd anyag felszínén keletkező plazmában is. Ebben az esetben a plazma elektronjai a lézer terében oszcillálnak, amely mozgás a nagy térerősség miatt torzul, anharmonikussá válik és felharmonikusok kibocsátásához vezet. A szilárd felületen történő felharmonikus-keltés mechanizmusa a gázokban való keltéstől gyökeresen eltér. Jelen cikkben csak a szabad atomok esetét vizsgáljuk.

## Atomok nagyintenzitású terekben

A lézerimpulzusban az elektromos térerősség az időnek szinuszos függvénye, amely egy atom gyengén kötött elektronjára harmonikus kényszererőként hat. Amennyiben a lézer intenzitása alacsony, az elektromos erő kicsi, és az elektron képes a lézer térerősségének szinuszos változását követni. Ebben az esetben a dipólmomentum egyetlen (a lézer frekvenciájának megfelelő) komponenset tartalmaz. Ha növeljük a lézertér amplitúdóját, akkor az elektron mozgása anharmonikussá válik, és a kisugárzott spektrumban magasabb frekvenciakomponensek, felharmonikusok jelennek meg.

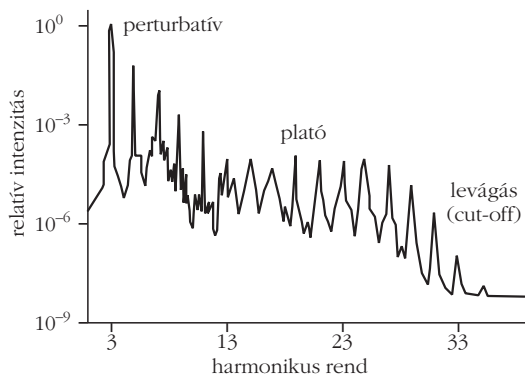
Az atomok külső elektronjai az iontörzs Coulomb-potenciálterében mozognak. Tipikus atomi távolságok esetén ez nagyságrendileg  $10^{11}$  V/m térerősséget jelent. Amennyiben az atom olyan elektromágneses térbe kerül, amelyben az elektromos térerősség ezzel összemérhető (kb.  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitásnál), akkor annak hatása már nem kezelhető az atomi potenciál gyenge perturbációjaként. Jelen cikkben az ilyen teret nevezzük nagyintenzitású térnek.

Az elektromágneses térbe helyezett szabad elektron a polarizáció síkjában kényszerített rezgőmozgást végez, átlagos mozgási energiája, az  $U_p$  ponderomotoros energia az

$$U_p = \frac{e^2 I}{2 m_e \epsilon_0 c \omega^2}$$

képlettel adható meg, ahol  $I$  a lézerimpulzus csúcsintenzitása,  $m_e$  az elektron tömege,  $\epsilon_0$  a dielektromos állandó,  $c$  a fénysebesség,  $\omega$  a lézer körfrekvenciája. Ez a mennyiség a lézer elektromágneses terének erősségére jellemző, nagysága szerint a lézer–atom kölcsönhatás kategorizálható. Példaként egy 3 mJ energiájú, 30 fs hosszúságú, 800 nm-es impulzust 500  $\mu$ m átmérőjű foltta fókuszálva  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitás érhető el, ami 6 eV ponderomotoros energiának felel meg.

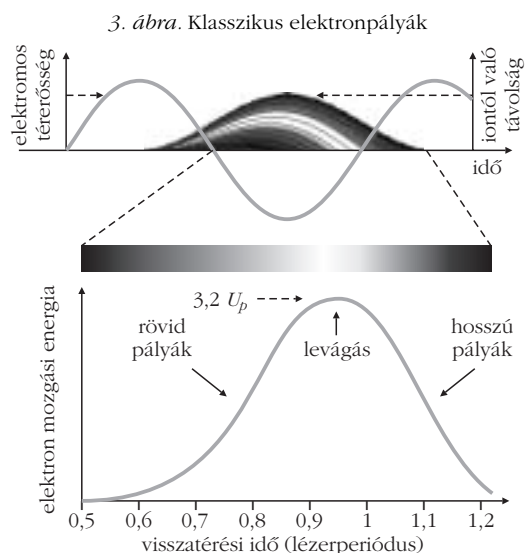
Az előbb említett nagyintenzitású lézerterek annak ellenére képesek az atomokat ionizálni, hogy egy foton energiája (800 nm-es fény esetén 1,55 eV) lényegesen alacsonyabb, mint a vizsgált atomok ionizá-



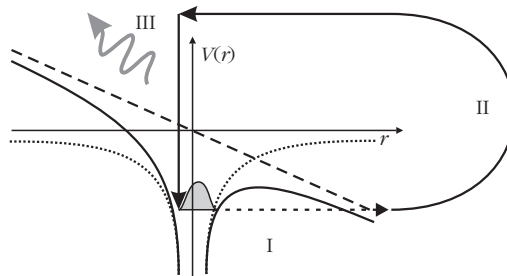
1. ábra. Argonatomok által kibocsátott magasharmonikus spektrum  $1,4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  keltő intenzitás esetén.

ciós potenciálja ( $I_p$ , argon: 15,76 eV, neon 21,6 eV). Az ionizáció több foton együttes elnyelésével, többfotonos folyamat révén jön létre.

Az ionizációt követően az elektronok az ion közelében, a lézer terében maradhatnak. Ezek az elektronok a lézer elektromágneses terétől energiát nyerve, az atommal újabb kölcsönhatásba léphetnek. Ha ez a kölcsönhatás az elektron befogásával jár, akkor a lézer terétől nyert energia egy nagyenergiájú foton kislugáztatására fordítódik – ez nem más, mint a magas harmonikusok keltésének folyamata. Előfordulhat az is, hogy az elektron az atomon szóródik, vagy másik elektront lök ki. Ekkor küszöb feletti ionizációról (above threshold ionisation, ATI), vagy nem-szekvenciális kettős ionizációról (non-sequential double ionisation, NSDI) beszélünk. Mindezen folyamatok esetén azt tapasztaljuk, hogy a (foton vagy elektron) fésűszerű spektrum első néhány csúcsának intenzitása exponenciális csökkenést mutat, ez a perturbatív tartomány. Ez után egy állandó intenzitású tartomány következik, a plató, ami egy levágással (cut-off) ér véget (lásd 1. ábra). Az állandó amplitúdójú platótartomány igen érdekes: a következőkben bemutatom kialakulásának fizikai magyarázatát. Attoszekundumos impulzussorozat létrehozására is a spektrum ezen tartományát használjuk.



3. ábra. Klasszikus elektronpályák



2. ábra. A HHG háromlépcsős modellje: I. ionizáció alagút effektussal, II. szabad elektron a lézer terében, III. elektronbefogás, fotonkibocsátás.

## A HHG-folyamat félklasszikus leírása

Perturbációszámítás szerint a magasrendű harmonikusok intenzitásának a rend inverze szerint kellene csökkennie, ezzel szemben a plató harmonikusai közel állandó konverziós hatásfokot mutatnak. Ezt a jellegzetes struktúrát és a levágás helyét jól magyarázza a 2. ábrán illusztrált háromlépcsős modell. Itt az atomot a kvantummechanika eszközeivel írjuk le, de a nagy fotonűrűség miatt a lézertér hatását klasszikusan kezeljük.

A lézerpulzus maximuma közelében a lézer elektromos potenciáljának (szaggatott vonal) és az iontörzs Coulomb-potenciáljának (pontozott vonal) összege egy gátat eredményez, amelyen keresztül az elektron alagúteffektus útján kiszakadhat. Ez az elektron a lézer terében gyorsul, majd amikor a térerősség előjelet vált, lassulni kezd, és vissza is fordulhat az iontörzs felé. Ha az elektron visszajut az iontörzs közelébe, akkor bizonyos valószínűséggel befogódik, és a lézertéről nyert energiáját (az ionizációs potenciállal növelve) egy nagyenergiájú foton kibocsátásával veszíti el. Lévéen, hogy az alagút csak a lézertér maximuma közelében létezik, a létrejövő elektroncsomag időbeli mérete a lézertér periódusának töredéke, vagyis a pár száz attoszekundumos tartományba esik.

Ha az iontörzs hatását nem vesszük figyelembe, csupán feltételezzük, hogy az elektrosztatikus tér maximuma közelében egy elektron születhet az iontörzs környékén, akkor egy igen egyszerű, klasszikus számítás eredményeiből is igen sokat tanulhatunk a magasrendű harmonikus sugárzás tulajdonságairól.

A 3. ábra felső részében a szürke vonallal jelölt térerősség különböző fázisainál ionizált elektronok atommagtól való távolságát ábrázoljuk a folytonos, fekete vonalakkal. Az elektronpályák kiszámításához a klasszikus  $F = qE = m\ddot{x}$  összefüggést alkalmaztuk,  $x(t_i) = \dot{x}(t_i) = 0$  kezdeti feltétellel. Az ábra alsó felén az elektron visszatérési idejének függvényében (ami jó közelítéssel megegyezik a foton kibocsátásának idejével, hullámtani kifejezéssel élve a fáziskésleltetéssel) vizsgáljuk annak mozgási energiáját (ez az energia-megmaradás miatt a kibocsátott foton energiáját is meghatározza).

Az első megállapításunk az lehet, hogy csak azok az elektronok térnek vissza az atommag közelébe, amelyek a térerősség maximuma utáni negyed periódusban lökődtek ki. A visszatérő elektronok mozgási energiáját

a színskála jelzi (fekete a legalacsonyabb, fehér a legmagasabb energiát). Az elektron az  $\omega t = 0,594\pi$  kibocsátási fázis esetén nyeri a legmagasabb energiát, amelynek értéke  $3,2 U_p$ . Látható, hogy a visszatérő elektronok spektruma egy jól definiált maximummal rendelkezik. Ennek megfelelően az elektronok befogásakor kibocsátott fotonok spektrumában is várható egy éles maximum, amelynek helye igen jól egyezik a kísérletileg tapasztalt  $I_p + 3,2 U_p$  értékkel. Mivel az elektronok közel azonos valószínűséggel ionizálódnak az adott negyedperiódusban, egy állandó intenzitású plató megjelenését várhatjuk.

A következő tanulság, hogy minden energiához két elektronpálya tartozik, azaz egy adott energiájú foton két pálya eredményeként is előállhat. Ez a két pálya igen különböző időparaméterekkel rendelkezik, aminek eredményeként egy adott energiánál egy optikai féelperióduson belül is két fotonkibocsátással számolhatunk. Ezt a két elektronpályát a lézertérben töltött idő alapján két osztályba: a rövid és hosszú pályák csoportjába szokás sorolni. A különböző visszatérési idők (vagyis az adott energiához tartozó fáziskésleltetések) miatt e két elektronpálya-család együttes jelenléte teljesen tönkreteszi az attoszekundumos időalak létrehozásának lehetőségét. Szerencsére a külön családhoz tartozó XUV-sugárzás (extreme-ultraviolet radiation, nagyon magas frekvenciájú ultraibolya-sugárzás) fázistulajdonságai oly mértékben különböznek, hogy a családokat divergencia alapján – egy egyszerű térszűrővel – könnyen szétválaszthatjuk.

Klasszikus modellünkből az is következik, hogy még egy adott családon belül is, a különböző energia-komponensekhez különböző visszatérési idő, azaz különböző késleltetés tartozik, ami csörpölt XUV-impulzusokat eredményez. Ez a csörp<sup>2</sup> a rövid pályák esetén pozitív, a hosszú pályák esetén negatív.

Már ebből is látszik, hogy a transzformáció-limitált attoszekundumos impulzusok léte a harmonikus sugárzásnak nem természetéből eredő következménye, azonban a sugárzás manipulációjával előállítható.

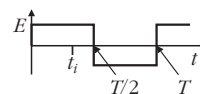
Az ionizációs-rekombinációs folyamat minden lézerperiódusban kétszer ismétlődik, a térerősség pozitív és negatív maximumánál. Ez egy fésűszerű spektrumot eredményez, amelyben a csúcsok távolsága a lézer frekvenciájának kétszerese.

A klasszikus modell segítségével betekintést nyerhettünk az atom nagyintenzitású elektromágneses térbeli viselkedésébe, azonban a teljes leíráshoz a kvantummechanikát kell segítségül hívnunk. Ebben a képben a kötött elektroncsomag egy része alagúteffektussal a klasszikus értelemben tiltott potenciálgáton kívülre kerül, ott a kontinuumban terjed, majd egy idő után interferál az alapállapotban maradt részével. A folyamatban a klasszikus fizikában ismeretlen hatások is szerepet kapnak, mint az alagutazás során nyert fázis, a Coulomb-potenciál hatása és az elektroncsomag térbeli kiterjedése a kontinuumban.

<sup>2</sup> pozitív chirp (= a kisebb frekvenciakomponensek előre sietnek; a magyar szóhasználatban „csörp”) [1]

A magasrendű harmonikusok keltésének itt bemutatott modellje egy középiskolás versenyfeladatot is inspirált, amelyet a 2006. évi *Budó Ágoston Fizikai Feladatmegoldó Versenyen* tűztünk ki:

Ha egy atomot nagy intenzitású lézerimpulzus terébe helyezünk, akkor a lineárisan poláros fény elektromos tere ionizálni tudja azt.



A leszakított elektron a változó elektromos térben, bizonyos esetekben visszatérhet az iontörzshöz. Közelítsük a szinuszosan változó térerősséget négyszög-jellel. Az ábrán látható és  $t_i$ -vel jelölt időpillanatban következik be az ionizáció, ekkor jelenik meg az iontörzs mellett, nulla sebességgel a szabad elektron. Milyen  $t_i$ -érték esetén tud az elektron visszatérni az iontörzshöz? Mekkora lehet a visszatérő elektron mozgási energiájának legnagyobb értéke? Az iontörzs Coulomb-vonzását elhanyagoljuk. (A térerősség amplitúdója  $3 \cdot 10^{10}$  V/m, a periódusidő 2,6 fs.)

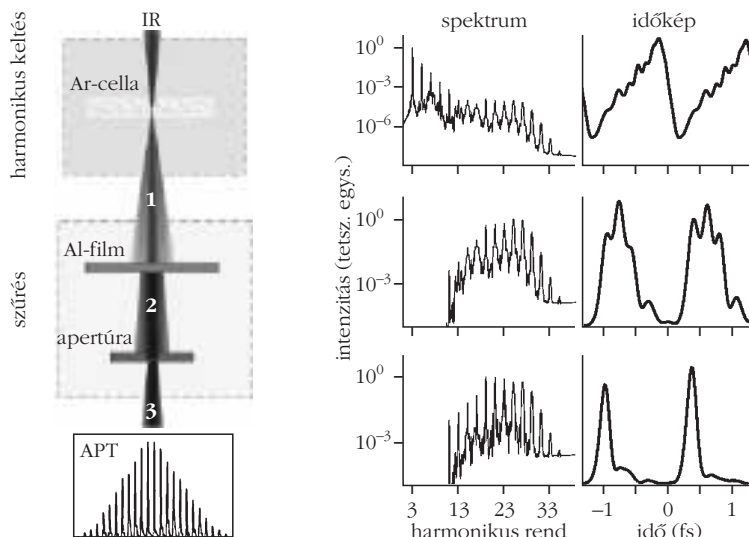
#### Attoszekundumos impulzussorozat (APT) előállítása magasrendű harmonikus sugárzásból

A lézeroszcillátorok esetén megismert módusszinkronizálással analóg módon feltételezhető, hogy a magasrendű harmonikusok fésűszerű spektruma – megfelelő fázisviszonyok esetén – szintén egy impulzussorozatot (attosecond pulse train: APT) eredményez, amelynek impulzusai a nagy sáv szélesség miatt az attoszekundumos tartományba esnek.  $N$  harmonikus összegzésekor az impulzus hosszúsága – konstans késleltetés esetén –  $\approx (2N\omega_0)^{-1}$ , vagyis egy titán-zafír alapú, 800 nm hullámhosszúságú keltő impulzus 5 felharmonikusa esetében akár 266 as is lehet, de előbbi modellünk szerint nem számíthatunk Fourier-limitált impulzusokra.

A 4. ábra azt szemlélteti, hogy a magasharmonikus sugárzás 1. sorban látható – tipikusan 1 fs hosszúságú – impulzusaiból miként lehet optikai szűrővel 170 as-os impulzusokat előállítani. A keltett sugárzást (1. sor) az alacsony harmonikusok dominálják, amit mind a spektrális, mind az időképen megfigyelhetünk. Ezeket a komponenseket egy pár száz nm vastagságú alumínium szűrő segítségével eltávolítjuk. Az alumínium abszorpciója az egyik oldalról, illetve a harmonikus spektrum levágása a másik oldalról sávszűrőként viselkedik, és csak a plató harmonikusait engedi át. Az alumínium csoportkésleltetés-diszperziója ebben a spektrális tartományban negatív, így alkalmasan megválasztva a szűrő vastagságát a harmonikus generálási folyamat természetes pozitív csörpjét kompenzálni tudjuk. Második lépésben egy apertúra segítségével kiválasztjuk a rövid elektrontrajektóriákhoz tartozó, alacsonyabb divergenciával rendelkező komponenseket. Mint azt a 4. ábra mutatja, ezek a lépések elengedhetetlenek valós attoszekundumos impulzusok előállításához.

Egy attoszekundumos impulzussorozat alkalmazhatósága az alacsony követési idő miatt eléggé behatárolt, ezért a sorozatból egyetlen impulzus izolálásához

ra két módszert is kifejlesztettek. Az egyik eljárás a magasrendű harmonikusok keltésének erős intenzitásfüggését használja, ennek alkalmazásához olyan gyorsan változó = rövid (10 fs-nál rövidebb) lézerpulzust kell alkalmaznunk, amely esetén a harmonikus spektrum legmagasabb energiájú része csak az impulzus csúcsán, egyetlen félpériódus alatt keltődik. A másik eljárás azon alapul, hogy a harmonikuseltetés valószínűsége a keltő impulzus ellipticitásának növelésével igen gyorsan csökken, hiszen a szabad elektron abban az esetben nem tud visszatérni az iontörzshöz. Két  $\lambda/4$  lemez alkalmazásával előállítható olyan ultrarövid impulzus, amelynek csúcsán az elektromos tér lineárisan, de előtte és utána elliptikusan poláros. (Ezekről az optikai kapuzási módszerekről részletesebben [1]-ben olvashatunk.)



4. ábra. Valóságos attoszekundumos impulzussorozat létrehozása térbeli, spektrális és diszperzív szűréssel.

## Kiterjedt közeg makroszkopikus válasza

A gázban keltett magasrendű harmonikusok konverziós hatásfoka alacsony, nem éri el a  $10^{-4}$ -t. Ezért nagyon fontos, hogy a keltés hatásosságát növeljük, amelyhez két feltételnek kell teljesülnie. Először minden egyes atomnak keltenie kell nagyfrekvenciájú sugárzást (mikroszkopikus feltétel). Másrészt a megfigyelt harmonikus sugárzás az egyes atomok által kibocsátott sugárzás koherens összege, vagyis a magas harmonikus konverzió akkor lesz jó hatásfokú, ha a keltett sugárzás és a nemlineáris polarizáció fázisban marad, azaz a nemlineáris folyamatokhoz hasonlóan teljesül a fázisillesztés feltétele (makroszkopikus feltétel). Egyetlen atom és a lézertér kölcsönhatását kvantummechanikai modell segítségével adhatjuk meg, a kiterjedt közeg válaszához meghatározásához a Maxwell-egyenletek megoldására van szükség.

## Karakterizálási módszerek

A magasrendű harmonikus sugárzást felfedezésük után sokáig kizárólagosan XUV foton spektrométerek segítségével vizsgálták, karakterizálásukat a spektrum tulajdonságaira korlátozva. A látható és infravörös tartományban széles körben használt korrelációs optikai karakterizálási módszerek (autokorreláció, FROG, SPIDER) a magas harmonikusok esetében közvetlenül nem alkalmazhatók. A keltett XUV-fény intenzitása kizárólag az alacsony rendek esetén elegendő nemlineáris folyamat létrehozására (He kettős ionizációja).

A magas harmonikusok jellemzése terén az elmúlt pár évben komoly fejlődés történt, új technikákat fejlesztettek ki, amelyek az XUV-harmonikusok és a keltő lézerpulzus egy töredékének késleltetett impulzusa közötti keresztkorreláción alapulnak. A keresztkorrelációs jel az XUV-intenzitással már csak lineárisan

változik, így a viszonylag kis intenzitású XUV-impulzusokra is alkalmazható. Külön kell választani a diszkrét spektrumú impulzussorozat és a folytonos spektrumú izolált impulzus karakterizálását, ezért az alábbiakban két technikát mutatunk be.

Mindkét kísérletben fotoelektron-spektrumokat vizsgálunk, amelyek úgy keletkeznek, hogy atomokat ionizálunk a magas harmonikus XUV-térrel, az infravörös (IR) lézertér jelenlétében. Az infravörös lézerpulzus jelenlétében lezajló fotoionizáció folyamata két szempontból is jelentős. Egyrészt így nyerjük az impulzus karakterizálásához szükséges keresztkorrelációs jelet, másrészt ez lehetővé teszi a kibocsátott elektron-hullámcsomag bizonyos fokú formálását.

Ha a lézernyaláb intenzitása alacsony, akkor az ionizációra gyakorolt hatása abban mutatkozik meg, hogy az XUV-fotonenergiáknak megfelelő fésűszerű fotoelektron-spektrumban a

$$E_{kin} = \hbar\omega_{XUV} - I_p$$

helyzetű vonalak között, egy IR-fotonnak megfelelő távolságban mellésávok jelennek meg. Ezek a mellésávok szolgáltatják a két nyaláb keresztkorrelációs jelét, amelyet az alább leírt módszerrel az XUV-impulzusok karakterizálására használhatunk.

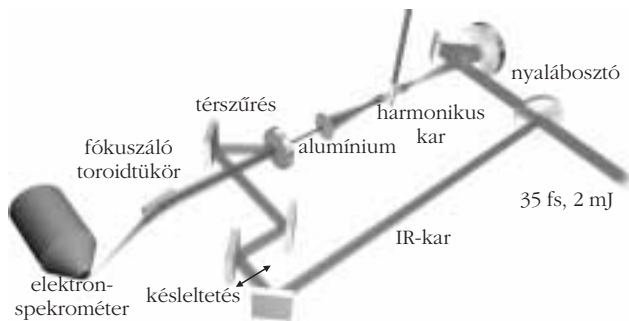
Ha a lézernyaláb intenzitása magasabb, akkor a két tér hatására keletkező fotoelektronokat úgy tekintjük, hogy az egyfotonos ionizáció révén létrejött elektron-csomagok a lézertérben az  $A$  vektorpotenciál pillanatnyi értékének megfelelő

$$p_f = p_i - eA$$

momentumeltolást szenvednek.

## Diszkrét spektrumú APT karakterizálása (RABITT)

A magas harmonikus sugárzás plató tartományának attoszekundumos időskálán történő karakterizálására a RABITT (resolution of attosecond beating by interference of two-photon transitions) technika terjedt el.



5. ábra. Kísérleti elrendezés a RABITT-méréshez

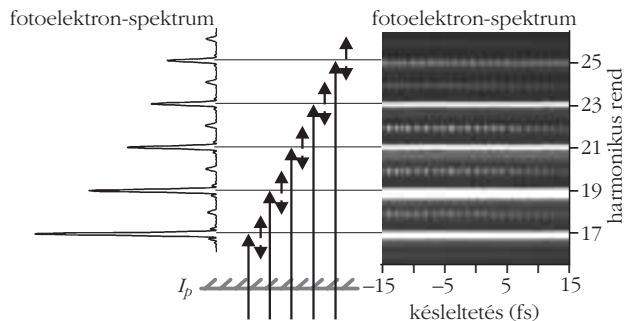
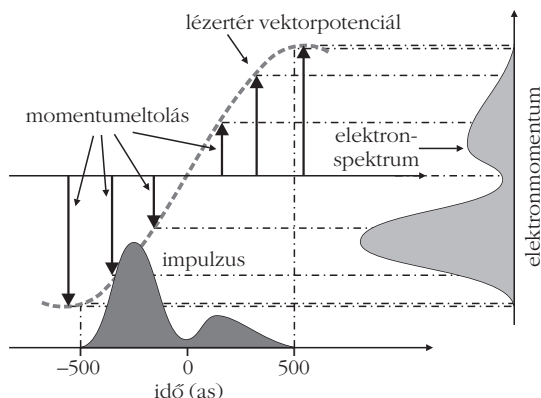
A módszer a fent említett XUV-lézer keresztkorreláción, a már tárgyalt melléksávok vizsgálatán alapul.

Egy lehetséges kísérleti elrendezés az 5. ábrán látható: a femtoszekundumos lézernyalábot két részre osztjuk. A nyaláb nagyobb intenzitású része az egyik karban magasrendű harmonikusokat kelt, a késleltethető másik kar szolgáltatja a kísérletekben a szinkronizált infravörös impulzusokat. Az attoszekundumos időstruktúra kialakításához a magasrendű harmonikusok először egy alumíniumszűrőn, majd egy apertúrán haladnak át. Az apertúra tulajdonképpen egy átfűrt tükör, amelynek első oldaláról verődik vissza a próbanyaláb, így történik az interferométer két ágának összeillesztése. A két nyalábot egy spektrométer aktív térfogatába fókuszáljuk, ahol kis nyomású ( $10^{-4}$  mbar) gáz van, itt jön létre a fotoionizáció.

A spektrum szerkezetét a 6. ábra mutatja. Az ionizációs potenciálnál nagyobb energiájú fotonok egyfotonos ionizációval, egymástól a lézerefoton energiájának kétszeresével szeparált csúcsokat hoznak létre. A harmonikus csúcsok között félúton úgynevezett melléksávokat (sideband) figyelhetünk meg.

A harmonikusok és az infravörös fotonok együttes jelenléte esetén egy IR-foton együttes elnyelése a  $q$ -ik harmonikussal, illetve egy IR-foton kibocsátása a  $(q+2)$ -ik harmonikus elnyelésekor ugyanahhoz a  $(q+1)$ -ik rendű melléksáv keltéséhez vezet. A két kvantumpálya között fellépő interferencia lehetővé teszi, hogy a két harmonikus közötti fáziskülönbséget meghatározzuk. Egymást követő melléksávok egyidejű vizsgálatával a harmonikusok fázisviszonyaira következtethetünk, és az impulzussorozat átlagos impulzusának időalakja meghatározható.

7. ábra. Attoszekundumos „sávkamera” működési elve



6. ábra. Impulzuskarakterizálási módszerek: RABITT-spektrum szerkezete

Polytonos spektrumú, izolált impulzus karakterizálása (attoszekundumos sávkamera)

Izolált impulzusok karakterizálására az előbb bemutatott módszer nem alkalmazható, hiszen a folytonos spektrumban a melléksávok számára „nincs hely”. Ezen impulzusok karakterizálására a sávkamera analógiáján alapuló eljárást fejlesztettek ki (7. ábra). Ebben a kísérletben is létrehozunk fotoionizáció révén az XUV-impulzus elektronmásolatát, amely a lézertérben születik. Az elektronimpulzus különböző szeletei a szinkronizált lézerezimpulzus különböző értékeit érzékelik, különböző mértékű momentumeltolást szenvednek. Így a szubfemtoszekundumos időstruktúra az egyszerűen mérhető energiaszerkezetévé képződik le.

## Magasrendű harmonikusok alkalmazásai

### Femtoszekundumos és attoszekundumos XUV-impulzusok

A magasrendű harmonikus sugárzásból egyetlen spektrális komponens kiválasztásával egy femtoszekundumos tartományba eső XUV- vagy röntgenimpulzust nyerünk. A teljes spektrum alkalmazásával pedig attoszekundumos impulzusokat állítunk elő. Az időbeli felbontás lehetővé teszi atomok mozgásának (molekulában vagy kristályrácsban 10–100 femtoszekundumos), vagy kötött elektronok mozgásának (gerjesztett atomban a 10–1000 attoszekundumos) vizsgálatát. A rövid hullámhosszak miatt a nagy időbeli feloldóképesség nagy térbeli felbontással is párosul.

A magasrendű harmonikusok – a keltő lézerezimpulzustól örökölt – igen kedvező optikai tulajdonságai (ultrarövid impulzushossz, magas fotonenergia, irányítottág, nagy fényesség, magas térbeli és időbeli koherencia) miatt egyedülálló XUV-forrásként szolgálnak. Alkalmazásuk széles körű, az atom- és molekulaszpektroszkópiától (XUV-IR pumpapróba-vizsgálatok) az XUV-interferometriás méréseken át nemlineáris vizsgálatokig terjed. A nagymértékű fókuszálhatóság lehetővé teszi akár  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> teljesítménysűrűség elérését, amivel már anyagmegmunkálás végezhető. A pumpapróba-vizsgálatokhoz igen előnyös a keltő lézerezimpulzus szinkronizált tere.

## Molekula-tomográfia

A kvantummechanikai képet követve azt mondhatjuk, hogy a magasrendű harmonikusok keltésekor a részlegesen kiszabadult elektron az alapállapotban maradt részével interferál, vagyis ezzel a kvázi-szabad elektronnal „letapogathatjuk” a kötött állapotot. Ez atomok esetén kevésbé érdekes, de ha a harmonikusokat például molekulákban keltjük, akkor feltérképezhetjük a molekulapályákat. Femtoszekundumos lézerimpulzusok segítségével elérhető molekulák irányba állítása, és ha a harmonikusokat irányított molekulákkal keltjük, akkor az irányítás szögét változtatva a molekuláról – a tomográfia elvének megfelelő módon – különböző irányú vetületeket képezünk le, ami lehetővé teszi a molekulapálya 2D rekonstrukcióját. A HHG felhasználásával *Paul Corkum* csoportja „felvételt készített” az  $N_2$ -molekula elektronpályájáról.

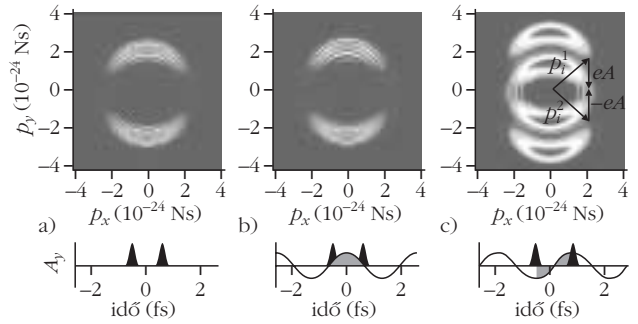
## Elektroncsomag-interferencia

Egy VMI (Velocity Map Imaging) spektrométer segítségével lehetőség kínálkozik elektronok térbeli momentumeloszlásának vizsgálatára. Egy  $y$  irányú polarizációjú XUV-foton által kiváltott ionizáció esetén  $y$  körüli szimmetriát mutató eloszlást várhatunk, mint például a 8.a ábrán látható eloszlás burkolója.

A 8. ábrán az erőstér-közelítés alkalmazásával számolt elektronmomentum-eloszlásokat látunk, amelyeket két 160 as időtartamú, 37 eV központi energiájú XUV-impulzus hoz létre a szinkronizált lézertér jelenléte nélkül, illetve annak jelenlétében két késleltetésnél. A lézertér és az elektronok relatív késleltetését az alsó betétek illusztrálják. A két impulzus jelenléte miatt a két elektroncsomag interferenciáját figyelhetjük meg. Az (a) ábrán a két elektroncsomag azonos, csak időben késleltetett, ezért a középpontra szimmetrikus, energiában egyenközű gyűrűk alakulnak ki.

Ha az elektroncsomagok a lézer terében születnek, akkor a lézertérben momentumot és fázist akumulálnak. Mint azt korábban említettük, a magasrendű harmonikus sugárzás időbeli ismétlődésének periódusa a lézertér periódusának fele. Ez azt jelenti, hogy az egymást követő fotoelektronok a lézer elektromos terének különböző értékeinél születnek, így különböző momentumot és fázist nyernek a tértől: a (c) ábrán például az egymást követő impulzusok közül az egyik pozitív, míg a másik negatív irányú eltolást szenved. Az egymást követő elektroncsomagok lézertől nyert fázistolásának különbsége a vektorpotenciál – két impulzus közötti – integráljával arányos, ez pedig a (b) esetben lesz maximális.

Ha az ionizáció nem csupán két XUV-impulzus hatására megy végbe, hanem ez a folyamat a lézer periódusának megfelelően ismétlődik (mint egy valós impulzussorozat esetében), akkor ez egy újabb interferencia-struktúrát eredményez, ami az előző képekre „ráíródik”. Ez a struktúra mindig a  $(p_x = 0, p_y = 0)$  pontra vonatkozó koncentrikus gyűrűk sorozata, amelyek energiában egy fotonenergiánként követik



8. ábra. Elektron-interferenciás kísérlet három speciális esete: amikor az elektron impulzusok a) lézertér nélkül vannak jelen, illetve a vektorpotenciál b) zérushelyeivel, c) extrémumaival esnek egybe.

egymást. A 8. ábrán ezt a struktúrát – a könnyebb áttekinthetőség érdekében – nem tüntetem fel.

Az elektroneloszlást két speciális késleltetés esetén mutatom be: először azt az esetet, amikor az elektroncsomagok a lézertér vektorpotenciáljának zérushelyeivel esnek egybe. Ebben az esetben nyilvánvalóan az elektronok nem szenvednek momentumeltolódást, vagyis a momentumeloszlások teljesen átfednek. Mivel azonban a két impulzus között a vektorpotenciál integrálja nem zérus, az elektronok különböző mértékű fázist akumulálnak, amelynek mértékére interferenciájukból következtethetünk. Az ábrán látható, hogy az interferenciakép egy gyűrűrendszert eredményez, amelynek középpontja a  $(p_x = 0, p_y = \pm 2eA_0/\pi)$  pontba esik, vagyis a vektorpotenciál maximális értékére vonatkozó információt hordoz.

A másik speciális eset, amikor az XUV-impulzusok a lézertér vektorpotenciáljának extrémumaival esnek egybe, vagyis bizonyos impulzusok annak maximumával, a szomszédos impulzusok pedig a minimummal. Ebben az esetben fáziskülönbséggel nem kell számolnunk, de az ellentétes irányú eltolódás miatt különböző állapotok kerülnek fedésbe. Az ábrán a  $p_x$  tengely mentén kezdeti momentumban szimmetrikus állapotok interferenciája figyelhető meg, a maximumok helyzete attól függ, hogy az interferáló pontok fázisa azonos vagy ellentétes. Ez a kísérlet lehetővé teszi az elektron alapállapot szimmetriájának meghatározását.



Az attoszekundumos impulzusok keltése, alkalmazásai jelenleg igen gyorsan fejlődő tématerület. Az elmúlt pár évben számos nagy impaktú közlemény jelent meg, mindezek idézése helyett az irodalomjegyzékben két összefoglaló munkát [3, 4] jelöltem meg.

## Köszönetnyilvánítás

A 7. ábráért *Krausz Ferenc*nek, a többi ábra elkészítésében nyújtott segítségért *Per Jonbsson*nak, a kézirat átolvasásáért *Hilbert Margit*nak tartozom köszönettel. Ezúton is szeretném megköszönni a Magyar Zoltán Posztdoktori Alapítvány támogatását.

## Irodalom

1. Farkas, *Fizikai Szemle* 56 (2006) 408.
2. Krausz, *Fizikai Szemle* 52 (2002) 12.
3. Corkum, Krausz, *Nature Physics* 3 (2007) 381.
4. Agostini, DiMauro, *Rep. Prog. Phys.* 67 (2004) 813.

# MÁGNESES ELLENÁLLÁS FERROMÁGNESES FÉMEKBEN ÉS MÁGNESES NANOSZERKEZETEKBE

Bakonyi Imre, Simon Eszter, Péter László  
MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet

Ferromágneses (FM) fémek elektromos ellenállásának mágneses térben történő megváltozása már 150 éve ismert, és évtizedek óta alkalmaznak ezen alapuló eszközöket. Fémes mágneses nanoszerkezetekben mintegy húsz évvel ezelőtt egy új mechanizmust találtak, amelynek révén ilyen anyagokban az ellenállás megváltozása sokkal nagyobb lehet az addig ismertnél. A 2007. évi fizikai Nobel-díjat [1] ezen jelenség, nevezetesen az *óriás mágneses ellenállás* (angolul: giant magnetoresistance = GMR) felfedezéséért ítéltek oda Peter Grünberg német és Albert Fert francia kutatóknak. Erről részletesen beszámoltunk egy korábbi dolgozatban [2], kitérve a felfedezésnek a gyakorlati életben egyre fontosabbá váló *spintronikai iparág* kialakulásában játszott szerepére is.

A Nobel-díj odaítélése kapcsán hasznos lehet a hazai tudományos közvélemény számára összefoglalni a mágneses ellenállásra vonatkozó ismereteket (a téma iránt mélyebben érdeklődők számára a részletes szakirodalmi hivatkozások megtalálhatók a két dolgozat egybeszerkesztett változatában: <http://www.szfki.hu/~bakonyi/GMR-Nobel-dij.pdf>). Az alábbiakban először definiáljuk a mágneses ellenállást, majd ismertetjük a homogén FM-fémek és -ötvözetek mágneses ellenállását és a mágneses nanoszerkezetekben megfigyelhető GMR-t, összehasonlítva a kétféle jelenséget. Végül röviden bemutatjuk az e területen Magyarországon végzett tevékenységet.

## A mágneses ellenállás definíciója és mérése

Először a mágneses ellenállás fogalmával kell megismerkednünk, amire az angol „magnetoresistance” kifejezés alapján az MR jelölést fogjuk használni. A *mágneses ellenállás* a vizsgált anyag elektromos ellenállásának külső  $H$  mágneses tér hatására bekövetkező megváltozása, amit az alábbi képlettel definiálhatunk:

$$MR(H) = \frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R_H - R_0}{R_0}, \quad (1a)$$

ahol  $R_H$  a  $H$  térben mért,  $R_0$  pedig a külső tér nélkül mért elektromos ellenállás. Az (1a) kifejezésből látszik, hogy az MR-mennyiség egy arányszám (és általában százalékban szokták kifejezni), de a mágneses ellenállás arány helyett a rövidség kedvéért többnyire a mágneses ellenállás elnevezést használjuk. Az (1a) kifejezés a mágneses ellenállásra egy *konzervatív*

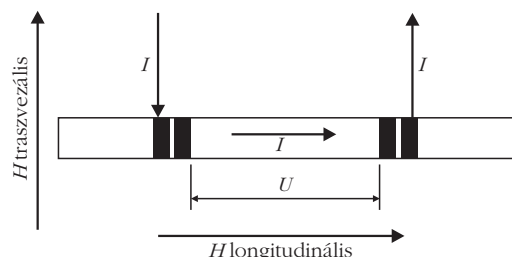
*definíciót* jelent, hiszen – mivel rendszerint  $R_H < R_0$  – az MR-mennyiség abszolút értékben csak 0 és 100% közötti értékeket vehet fel. Gyakran használnak egy *inflatorikus definíciót* is:

$$MR(H) = \frac{R_H - R_0}{R_H}, \quad (1b)$$

ami szerint az MR nyilvánvalóan 100%-nál is nagyobb lehet, sőt ha  $R_H \ll R_0$ , akkor több ezer százalékos mágneses ellenállások is előfordulhatnak. Ez utóbbi definíciót előszeretettel használják az egyes perovszkit típusú ötvözetekben a külső mágneses tér által indukált fázisátalakulás következtében fellépő nagy mértékű elektromos ellenállás-csökkenés esetében, amire a „*kolosszális mágneses ellenállás*” (angolul: colossal magnetoresistance = CMR) kifejezés terjedt el, minthogy a már korábban felfedezett „óriás”-nál is jóval nagyobb mágneses ellenállást ad ez a fizikai mechanizmus az inflatorikus definíció miatt. A CMR-jelenséggel a továbbiakban nem foglalkozunk és csak a konzervatív MR-definíciót fogjuk használni.

Külső mágneses térben minden fémes vezetést mutató anyag ellenállása megváltozik valamilyen mértékben. Jelen cikkünkben azonban nem tárgyaljuk a nem mágneses (NM) fémek többnyire nagyon kicsi „közönséges” mágneses ellenállását (angolul: ordinary magnetoresistance = OMR), hanem csak a homogén FM-fémekben és ötvözeteikben, valamint a fémes komponensekből álló mágneses nanoszerkezetekben megfigyelhető mágneses ellenállást. Az ebben az írásban tárgyalandó mágneses nanoszerkezetek közé tartoznak a nanométernyi vastagságú FM és NM fémes rétegekből felépülő *multirétegek* (pl. Fe/Cr vagy

1. ábra. A mágneses ellenállás mérésének sematikus bemutatása szalag alakú mintán a szokásos négyponos mérési elrendezés esetén. A mintán fekete színnel jelölt területek az elektromos érintkezők helyét jelölik. A két külső pont az áram ( $I$ ) be- és kivezetésére szolgál, a belső kettő pedig az ellenállásmérés alapjául szolgáló potenciálmérés ( $U$ ) meghatározását biztosítja. Az alkalmazott külső  $H$  mágneses tér a minta síkjában van. Amennyiben  $H$  iránya az áram folyásával (a minta hossztengeleyével) párhuzamos, a mágneses ellenállás longitudinális komponensét (LMR) kapjuk, ha pedig  $H$  az áram irányára merőleges, akkor a transzverzális komponenset (TMR).



Jelen munkát az OTKA támogatta a K 60821 pályázat keretében.

Co/Cu) és a *granuláris ötvözetek*, amelyek esetében egy NM-fém (pl. Ag vagy Cu) mátrixába nanoméretű FM (pl. Fe vagy Co) részecskék vannak beágyazva véletlenszerűen úgy, hogy a köztük lévő távolságok is nanoskálájúak.

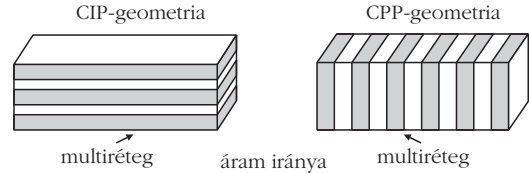
Magát az ellenállásmérést a szokásos négyponos módszerrel lehet elvégezni, például az 1. ábra szerinti elrendezésben, megadva itt egyúttal a homogén FM-fémek esetében fontos longitudinális (LMR) és transzverzális (TMR) mágneses ellenállás komponensek mérésének definícióját is. A 2. ábra szemlélteti, hogy multirétegeken milyen konfigurációkban mérhetünk mágneses ellenállást. A jelen dolgozatban csak a CIP-geometriával foglalkozunk, amikor a mérőáram a rétegek síkjában van. A számunkra érdekes multirétegekben a mágnesezettség mindig a rétegek síkjában fekszik, ezért a mágneses teret is mindig csak a rétegek síkjában alkalmazzuk, miközben lehet  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$  (LMR) és  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$  (TMR) konfiguráció is.

## Anizotróp mágneses ellenállás (AMR) homogén ferromágnesekben

Thomson (Lord Kelvin) ismerte fel 1857-ben, hogy homogén ferromágneses fémekben (Ni és Fe) az elektromos ellenállás külső mágneses térben 1–2%-kal megváltozik. Azt is megállapította, hogy ha a külső mágneses tér párhuzamos a mérőáram ( $\mathbf{I}$ ) irányával (azaz  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ ), akkor az ellenállás nő (LMR > 0), míg a merőleges elrendezés ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ ) esetén az ellenállás csökken (TMR < 0). Későbbi vizsgálatok kiderítették, hogy ez a helyzet a Co fém és a legtöbb FM-fémötvözet esetén is, és csak egyes speciális ötvözetekben fordított az LMR- és TMR-komponensek előjele.

A mágneses ellenállás két komponensének mágneses tértől való függését mutatják vázlatosan homogén FM-fémekre a 3. ábra (folytonos és szaggatott) vastag vonallal rajzolt görbéi. A kis mágneses tereknél megfigyelt meredek ellenállás-változás és a két MR-komponensre eltérő előjelű mágneses ellenállás a következőképpen magyarázható meg. Külső mágneses tér nélkül a minta mindig valamilyen mértékben lemágnesezett állapotban található (az egyes mágneses domének mágnesezettségei nagyjából véletlenszerű irányeloszlással rendelkeznek), míg a technikai telítés fölött ( $H > H_s$ ) egyszemélyes állapot következik be (a mintában az  $\mathbf{M}$  mágnesezettség mindenhol a külső tér irányába mutat, a longitudinális esetben  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{I}$ , míg a transzverzális esetben  $\mathbf{M} \perp \mathbf{I}$ ). Az utóbbi jelöléssel azt kívánjuk hangsúlyozni, hogy igazából csak az  $\mathbf{M}$  és  $\mathbf{I}$  relatív iránya fontos, a  $\mathbf{H}$  tér szerepe csupán arra korlátozódik, hogy azzal állítjuk be az  $\mathbf{M}$  irányát és  $\mathbf{I}$  irányához képest.

A homogén FM-fémekre megfigyelhető mágnesesellenállás-viselkedést most már úgy is megfogalmazhatjuk, hogy a  $\rho$  fajlagos ellenállás nagyobb a longitudinális konfigurációnál, mint a transzverzális esetben, azaz  $\rho_L > \rho_T$ . Ennek oka a spin-pálya kölcsönhatásban rejlik, ugyanis a mágnességet hordozó d-elektronok töltésfel-



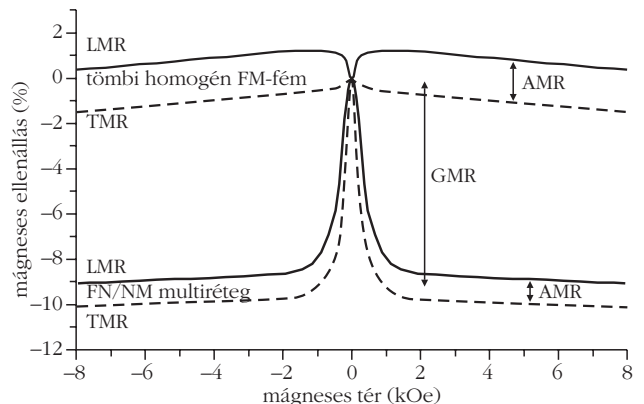
2. ábra. Multirétegek esetén az ellenállást mérhetjük CIP-geometriában (CIP = current in plane, azaz a mérőáram a rétegek síkjával párhuzamosan folyik), vagy CPP-geometriában (CPP = current perpendicular to plane, azaz a mérőáram a rétegek síkjára merőlegesen folyik). A sötét és világos csíkok az FM- és NM-rétegek váltakozását jelzik. A CIP-geometria esetén  $\mathbf{H}$  általában a réteg síkjában fekszik, míg CPP-geometria esetén  $\mathbf{H}$  iránya vagy a rétegek síkjában van vagy arra merőleges.

hője ezen kölcsönhatás miatt el fog térni a szférikus eloszlástól, méghozzá a spin (és így a mágneses momentum) iránya mentén összenyomott szferoid alakú lesz. Ennek következtében a vezetési elektronok számára ennek a nemszférikus töltéeloszlásnak a szórás hatáskeresztmetszete eltérő lesz az  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{I}$  és az  $\mathbf{M} \perp \mathbf{I}$  esetben, ami ellenállás-különbséget okoz az L- és T-konfiguráció között (ld. 3. ábra). A technikai telítés feletti tartományban ( $H > H_s$ ) mérhető LMR- és TMR-komponensek különbségét *anizotróp mágneses ellenállásnak* (AMR) nevezzük:  $\text{AMR} \equiv \text{LMR} - \text{TMR}$ . Az AMR-mennyiség tipikusan néhány százalékos nagyságú és a legtöbb fémes ferromágnesre pozitív. A kis tereknél megfigyelhető meredek ellenállás-változás a kezdetben nagyjából véletlen irányeloszlású doménmágnesezettségeknek a  $\mathbf{H}$  irányához való közeledését tükrözi vissza, amint  $H \rightarrow H_s$ . A mágneses telítés tartományában a kismértékű ellenállás-csökkenés oka a növekvő tér hatására fokozódó mágneses rendeződés miatt csökkenő mágneses eredetű szórás.

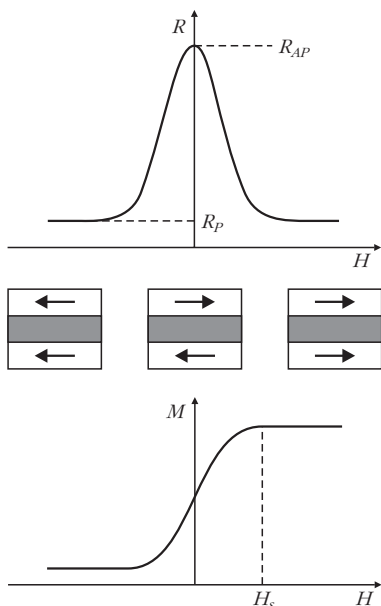
## GMR-effektus fémes FM/NM multirétegekben

A 3. ábra vékony vonallal rajzolt görbéi a fémes FM/NM multirétegekben megfigyelhető GMR-jelenséget szemléltetik szematikusan, bemutatva a CIP-geometriában mérhető mágneses ellenállást a mágneses

3. ábra. Tipikus mágnesesellenállás-adatok (sematikusan) homogén FM-fémre (vastag folytonos és szaggatott vonalak) és FM/NM multirétegre (vékony folytonos és szaggatott vonalak). Megjelöltük mindkét anyag típusra a longitudinális (LMR) és transzverzális (TMR) konfigurációban mérhető mágneses ellenállás komponensét. A kétvégű nyilak jelzik az AMR- (= LMR - TMR) és GMR-mennyiségek értékét.







4. ábra. Legfelül: egy GMR-jelenséget mutató FM/NM rétegszerkezet  $R$  elektromos ellenállásának változása a  $H$  külső mágneses tér függvényében. Középen: a két mágneses réteg mágneszettségének iránya külső tér nélkül és telítés feletti tereknél. Parallel beállítás (P) esetén a rétegszerkezet ellenállása ( $R_p$ ) kisebb, mint antiparallel beállítás (AP) esetén ( $R_{AP}$ ). Legalul: a rétegszerkezet eredő mágneszettségének változása a külső mágneses térrel ( $H_s$  a telítő tér).

tér függvényében mind az LMR-, mind a TMR-komponensre. Egy ilyen multiréteget úgy is elképzelhetünk, hogy egy homogén FM-fémrétegbe (pl. Fe vagy Co) egyenletesen vékony NM-fémrétegeket (pl. Cr vagy Cu) illesztünk be, aminek a hatására drasztikusan megváltozik a mágneses ellenállás viselkedés. A multirétegben mérhető mágneses ellenállás mindkét komponensének (LMR és TMR) telítési értéke általában jóval nagyobb lesz a homogén FM-ötvetetben mérhetőnél. Fert és munkatársai fedezték fel, hogy Fe/Cr multirétegben a mágneses ellenállás közel 50%-ot is elérhet 4,2 K-en, illetve később kiderült, hogy például Co/Cu multirétegekben már szobahőmérsékleten is 50% körüli GMR érhető el, ami azután megnyitotta az utat a szenzoralkalmazások felé. Fontos különbség az AMR és GMR között, hogy a multirétegeknél LMR és TMR azonos előjelű (általában mindkettő negatív, de vannak úgynevezett inverz GMR-effektust mutató multirétegek is, ahol mindkettő pozitív), szemben a homogén FM fémre kapott LMR  $> 0$  és TMR  $< 0$  esettel (ld. 3. ábra). Hasonlóan a homogén FM-anyaghoz, az LMR- és TMR-komponensek különbsége a multiréteg esetén is az AMR-járadékot adja, de a multiréteg nagyobb  $R_0$  értéke (azaz nagyobb fajlagos ellenállása) miatt az utóbbi esetben az AMR valamivel kisebb lesz.

A homogén ferromágnesek és az FM/NM multirétegek markánsan eltérő MR-viselkedésének megértéséhez tekintsük először a 4. ábrát. Ha valahogyan el tudjuk érni (ennek módjáról később lesz szó), hogy  $H = 0$  esetén a szomszédos mágneses rétegek mágneszettségének beállása egymáshoz képest antiparallel (AP) legyen (vagy legalábbis a szomszédos rétegek

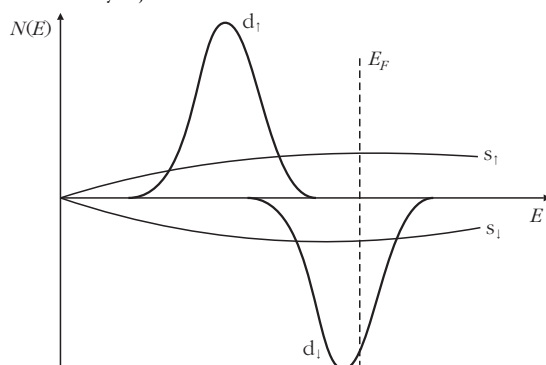
mágneszettségeinek nem elhanyagolható mértékű antiparallel komponensei legyenek), akkor ez az AP-állapot nagyobb ellenállással ( $R_{AP}$ ) fog rendelkezni a parallel (P) beállású állapot  $R_p$  ellenállásához képest, amely utóbbi állapotot úgy érzük el, hogy elegendően nagy külső mágneses térrel valamennyi réteg mágneszettségét azonos irányba állítjuk be (ld. 4. ábra alsó része). A GMR-effektus ezen két mágneszettségi állapot közötti ellenállás-különbség. Az FM/NM multirétegek P- és AP-állapota közötti ellenállás-különbség megértéséhez az FM-fémek elektromos transzporttulajdonságait leíró modellekhez kell segítségért folyamodnunk.

Átmeneti-fémekben az elektromos vezetés hordozói főleg a nagyon mozgékony, delokalizált, s-jellegű vegyértékelektronok (ezért vezetési elektronoknak is hívjuk őket), míg a d-elektronokat úgy tekinthetjük, hogy gyakorlatilag nem járulnak hozzá a vezetéshez (erősen lokalizáltak). Mott már 1936-ban felvetette, hogy a vezetési s-elektronok szóródási valószínűsége nemcsak a szórópotenciáltól függ, hanem a Fermi-nívón rendelkezésre álló végállapotok számától is, ahova a vezetési elektronok a szórási folyamat után kerülhetnek, ezen végállapotok számát pedig az elektronállapot-sűrűség Fermi-nívónál vett  $N(E_F)$  értéke adja meg. Mivel az ellenállás a teljes szórási valószínűséggel arányos, így Mott javaslata alapján az s vezetési elektronok által hordozott áramra vonatkozó ellenállás ( $\rho_s$ ) arányos az  $N(E_F)$  mennyiséggel:  $\rho_s \sim N(E_F) = N_s(E_F) + N_d(E_F)$ . Mivel átmenetifémekben általában teljesül, hogy  $N_d(E_F) \gg N_s(E_F)$ , vagyis a d-állapotok sűrűsége a Fermi-nívón jóval felülmúlja az s-állapotok sűrűségét, így azt kapjuk, hogy

$$\rho_s \sim N_d(E_F). \quad (2)$$

Ez a Mott-féle s-d szórási modell átmenetifémekre. Olyan fémekre, ahol a d-sáv teljesen betöltött (pl. Cu),  $\rho_s \sim N_s(E_F)$  lesz. Mott ezzel a modellel sikeresen tudta megmagyarázni, hogy a betöltetlen d-sávval rendelkező átmenetifémek miért rosszabb vezetők (nagyobb ellenállásúak), mint a Fermi-szintnél d-elektronokkal nem rendelkező fémek.

5. ábra. Stoner-féle „erős itineráns” FM átmeneti fém (pl. Co és Ni) sematikus elektronállapot-sűrűsége, külön-külön feltüntetve a két-féle spinállapot ( $\uparrow$  és  $\downarrow$ ) szerinti alsávokat. A függőleges vonal az  $E_F$  Fermi-szint helyét jelöli.



Ferromágneses átmenetifémek esetén még tovább kell finomítani a fenti képet, mert a ferromágnesség Stoner modellje értelmében a  $d_{\uparrow}$  és  $d_{\downarrow}$  elektronokhoz tartozó alsávok a FM-állapot fellépéséért felelős kicserélődési kölcsönhatás miatt egymáshoz képest energiában eltolódnak (a  $d$ -sáv felhasad). Ezt szemlélteti az 5. ábra a Stoner-féle úgynevezett erős itineráns ferromágnesség esetére (pl. Ni és Co fémeknél), amikor a  $d_{\uparrow}$  (többségi spinű) alsáv teljesen be van töltve és a Fermi-szinten csak  $d_{\downarrow}$  állapotok vannak, azaz  $N_{d\uparrow}(E_F) = 0$  és  $N_{d\downarrow}(E_F) > 0$ .

Ilyen esetben az elektromos transzporttulajdonságok vizsgálata szempontjából célszerű a fel nem hasadt  $s$ -sávot is két (azonos) alsávra ( $s_{\uparrow}$  és  $s_{\downarrow}$ ) bontani. Ekkor ugyanis felírhatjuk, hogy

$$\rho_{s\uparrow} \sim N_{s\uparrow}(E_F) + N_{d\uparrow}(E_F) = N_{s\uparrow}(E_F) \quad (3a)$$

és

$$\rho_{s\downarrow} \sim N_{s\downarrow}(E_F) + N_{d\downarrow}(E_F) \sim N_{d\downarrow}(E_F). \quad (3b)$$

Ehhez már kihasználtuk azt, hogy  $N_{d\downarrow}(E_F) \gg N_{s\downarrow}(E_F)$  és mivel  $N_{d\downarrow}(E_F) \gg N_{s\uparrow}(E_F)$  is teljesül, így végül a FM-fémek és -ötvezetek ellenállására azt kapjuk, hogy

$$\rho_{s\uparrow} \ll \rho_{s\downarrow}. \quad (4)$$

Itt feltételeztük, hogy a spinátfordulással járó szórás folyamatok (spinkeveredés) szerepe nem jelentős, és ez sok esetben teljesül is (alacsony hőmérsékleten, ahol a fonon- és magnonszórások elhanyagolhatók). A fentiekben vázolt kép alapján FM-fémekben és -ötvezetekben az elektromos vezetést úgy képzelhetjük el, hogy az két párhuzamos,  $s_{\uparrow}$  és  $s_{\downarrow}$  spinű csatornában folyik, amelyek általában nagyon eltérő  $\rho_{\uparrow}$  és  $\rho_{\downarrow}$  ellenállással rendelkeznek. A  $\uparrow$  és  $\downarrow$  vezetési csatornák nagyon eltérő ellenállása miatt szokás FM-fémekben *spinfüggő elektronaszórás folyamatokról* beszélni. Ennek a fenti úgynevezett „két-áram” modellnek a megalkotásában Fertnek és Campbellnek volt úttörő szerepe az 1960-as évek végén, és ez a kép tette lehetővé a GMR-jelenség gyakorlatilag azonnali értelmezését az effektus felfedezése után.

A Mott-modell és a két-áram modell alapján az FM/NM multirétegekben megfigyelhető GMR legszemléletesebb és legegyszerűbb fizikai leírását egy helyettesítőellenállás-kép segítségével adhatjuk meg. Az ellenállásmodell szemléltetéséhez vegyünk a 6. ábrának megfelelően egy három rétegből álló szerkezetet, amelyben két réteg ferromágneses, egy közbül-ső réteg pedig nemmágneses. Az FM-rétegben levő többségi ( $\uparrow$ ) és kisebbségi ( $\downarrow$ ) spinű vezetési csatornák ellenállásaira a két-áram modellnek megfelelően a  $\rho_{\uparrow}$ , illetve  $\rho_{\downarrow}$  jelöléseket használjuk. Ez utóbbi mennyiségeket egy  $\rho$  átlagos ellenállástól való eltéréssel definiáljuk a  $\rho_{\uparrow} = \rho(1-\beta)$  és  $\rho_{\downarrow} = \rho(1+\beta)$  összefüggések szerint, ahol  $\beta \neq 0$  egy tetszőleges szám és  $\rho = (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})/2$ . Az egyszerűség kedvéért az elválasztó felületek egyenletlenségéből adódó ellen-

állás-járlékokot ebben a modellben elhanyagoljuk. Az egész struktúrát négy darab összekötött ellenállás reprezentálja, amint azt a 6. ábra alsó része jelzi.

A parallel konfigurációban, tehát amikor a két FM-réteg mágnesszettségei parallel állnak, a fajlagos ellenállás ( $\rho_P$ ) a helyettesítő kapcsolás alapján

$$\rho_P = \frac{2\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} = \rho(1-\beta^2) \quad (5)$$

lesz, az antiparallel konfigurációhoz tartozó  $\rho_{AP}$  ellenállás pedig

$$\rho_{AP} = \frac{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}{2} = \rho. \quad (6)$$

Látható, hogy a  $\rho_P < \rho_{AP}$  reláció mindig teljesül, akár-hogyan is választottuk meg  $\rho$ -t és  $\beta$ -t. A (konzervatív definíció szerinti) mágneses ellenállás a fentiek alapján a

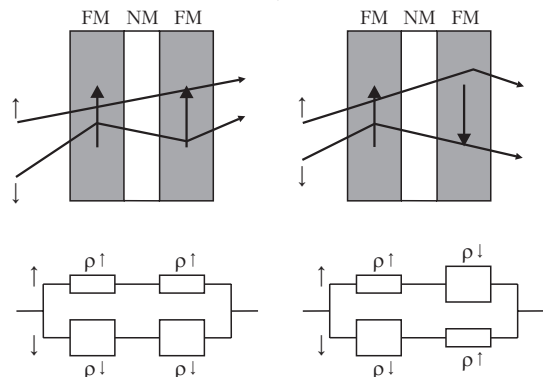
$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_P - \rho_{AP}}{\rho_{AP}} = -\frac{(\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow})^2}{(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})^2} \quad (7)$$

alakban is felírható, amelyet továbbírva azt kapjuk, hogy

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{(1-\alpha)^2}{(1+\alpha)^2}, \quad (8)$$

ahol  $\alpha = \rho_{\uparrow}/\rho_{\downarrow}$  a két vezetési spincsatorna ellenállás-különbségének jellemzésére szokásosan bevezetett aszimmetria paraméter. A (8) egyenletből láthatóan a GMR nagysága az aszimmetria paramétertől függ. A GMR kialakulásának legfontosabb feltétele, hogy  $\alpha < 1$  vagy  $\alpha > 1$  legyen. Amennyiben  $\alpha = 1$ , akkor a mágneses ellenállás zérus lesz, vagyis ha a többségi és a

6. ábra. FM/NM multiréteg ellenállás-járlékainak szemléltetése (fent). A P mágnesszettség beállás ( $\uparrow\uparrow$  vagy  $\downarrow\downarrow$ ) esetén a többségi spiniránynak ( $d_{\uparrow}$ ) megfelelő vezetési elektronok ( $s_{\uparrow}$ ) kis ellenállással haladnak át mindkét rétegen, míg a kisebbségi spiniránynak ( $d_{\downarrow}$ ) megfelelő vezetési elektronok ( $s_{\downarrow}$ ) mindkét rétegen nagy ellenállást tapasztalnak. Az AP-beállás ( $\uparrow\downarrow$  vagy  $\downarrow\uparrow$ ) esetén mindkét spinű vezetési csatorna azonos ellenállást érzékel a két mágneses rétegen áthaladva. Az ábra alsó részén a rétegszerkezetet helyettesítő ellenállás-kapcsolás vázlatát tüntettük fel a kétféle mágnesszettség beállításra. A helyettesítő kapcsolásban a kis ellenállások a nem mágneses eredetű (nem spinfüggő) háttér ellenállás-járlékokat jelzik (rácshibák, szennyezők, fononok járuléklai).



kisebbségi spinű elektronokhoz tartozó állapotsűrűség szimmetrikus, akkor nem alakul ki a GMR-jelenség. Az is látható a (8) kifejezésből, hogy a GMR annál nagyobb lesz, minél jobban eltér  $\alpha$  az egytől. Az  $\alpha$  paraméter tulajdonképpen a *Fermi-nívónál vett állapotsűrűség spinpolarizációját* jellemzi. Ezt a spinpolarizációt a

$$P = \frac{N_{\downarrow}(E_F) - N_{\uparrow}(E_F)}{N_{\downarrow}(E_F) + N_{\uparrow}(E_F)} \quad (9)$$

kifejezéssel szokták definiálni.

Jelenleg kiterjedt kutatások folynak az egyre nagyobb spinpolarizációt mutató anyagok keresésére, például egyes oxidok vagy az úgynevezett Heusler-ötvözetek között. Amennyiben  $N_{d\uparrow}(E_F)$  és  $N_{s\uparrow}(E_F)$  egyaránt zérus, akkor a spinpolarizáció 100%-os. Az ilyen anyagokat *félfémes ferromágneseknek* (angolul: half-metallic ferromagnet) nevezik. A „half-metallic” elnevezés itt arra utal, hogy az egyik spinű ( $\uparrow$ ) állapotok teljesen hiányoznak a Fermi-nívónál; felhívjuk a figyelmet, hogy az erre vonatkozó magyar „félfémes” terminológia nem tévesztendő össze a *félfém* (angolul: semimetal) fogalmával.

A GMR-jelenségnek számos elméleti modelljét dolgozták ki mind a CIP-, mind a CPP-geometriára. A fémes FM/NM multirétegek spinpolarizált transzportjelenségeinek a tárgyalása nagyon összetett feladat. A kidolgozott elméleti megközelítések igen széles skálájúak: a Boltzmann-egyenletre épülő legegyszerűbb félklasszikus modellektől a kvantummechanikai jelenségeket is tárgyaló leírásokon át a többsávós, vagyis az elektronszerkezetet is figyelembe vevő, a sűrűség-funkcionál-elméleten alapuló modellekig terjednek. Ezek bővebb ismertetése részletes szakirodalmi hivatkozásokkal megtalálható *Becsei Tamás* [3] és *Simon Eszter* [4] diplomamunkájában, valamint *Szunyogh László* erre vonatkozó elméleti munkáiban [5].

Meg kell említeni, hogy a kezdeti kutatások mindig olyan esetekben találtak nagy GMR-effektust, amikor a szomszédos FM-rétegek mágnesezettségei között erős antiferrómágneses csatolás alakult ki, amit az elválasztó NM-fémréteg vezetési elektronjai közvetítettek. Ezért nem volt teljesen világos az AF-csatolás szerepe a GMR kialakulásában. 1992-ben *Berkowitz* és *Chien* csoportja egyidejűleg jelentetett meg közleményt arról, hogy a multirétegekéhez hasonló GMR-t figyeltek meg Cu(Co) granuláris ötvözeteken. A granuláris ötvözetekben a ferromágneses kiválások általában olyan kicsik, hogy szuperparamágneses (SPM) viselkedést mutatnak. Ha elegendően távol vannak egymástól, akkor mágnesezes momentumaik (tipikusan  $1000 \mu_B$ , ahol  $\mu_B$  a Bohr-magneton) nem hatnak kölcsön és a termikus gerjesztések miatt véletlen irányeloszlásúak, amit a megfigyelések szerint a Langevin-függvényt követő mágnesezes tér- és hőmérsékletfüggő mágnesezettségük igazol. A granuláris fémeken kapott eredmény jelentősége annak bizonyítása, hogy a GMR-jelenség felléptének nem előfeltétele az AF-csatolás és a szomszédos mágnesezes tartományok/rétegek mágnesezettségének teljesen AP-beállá-

sa, hanem csupán az, hogy legyenek ezen mágnesezettségeknek AP-komponenseik. Ez ugyanis már elegendő ahhoz, hogy a multirétegeknél fentebb tárgyalt spinfüggő elektronszórás valamilyen valószínűséggel megtörténjen. Mivel az ilyen szórás valószínűsége annál nagyobb, minél közelebb vannak a szomszédos rétegek mágnesezettségei az AP-beálláshoz, erős AF-rétegcsatolás esetén az AP-beállítás is jobban teljesül (pl. a jelenlevő mágnesezes anizotrópiák legyőzésével). Mivel az SPM-tartományok mágnesezesen általában csak több 10 kOe nagyságú terekben telíthetők, így a granuláris anyagok kis térérzékenységgel rendelkeznek, ami nem előnyös a gyakorlati felhasználások szempontjából.

## Hazai kutatások

A gyakorlatban használt GMR-multirétegeket katódporlasztással állítják elő. *Schwarzacher* és munkatársai 1993-ban demonstrálták, hogy elektrokémiai úton is elő lehet állítani 10–20% nagyságú GMR-t mutató multirétegeket. Az MTA SZFKI-ban az elektrokémiai fémréteg-leválasztás több mint két évtizedes tapasztalataira alapozva 1994-ben Schwarzacher bristolai csoportjával együttműködést kezdtünk a GMR-effektust mutató elektrolitikus multirétegek előállítására és tanulmányozására. Ezek a kutatások azóta is folytatódnak mind szélesebb körű nemzetközi együttműködésben és eddig négy OTKA-pályázat támogatásával. Mintegy 30 közleményt jelentettünk meg ebben a témában [6], jórészt a szakterület vezető folyóirataiban és egy összefoglaló könyvfejezetben.

Ezeknek a kutatásoknak az aktualitását és fontosságát az adja, hogy az elektrokémiai multiréteg-előállítási módszer jóval egyszerűbb és olcsóbb a fizikai eljárásoknál. Az elektrokémiailag előállított multirétegek GMR-jellemzői azonban még alulmúlják a fizikai módszerekkel készített multirétegek megfelelő paramétereit (kisebbségi GMR és általában nagy telítési tér, a GMR-oszcilláció hiánya). Az elmúlt évtizedben erőfeszítéseink sikerrel jártak ezen eltérések okainak feltárására. A leválasztási eljárás technikájának finomításával, különösen a leválasztás során végbemenő elektrokémiai folyamatok jobb megértésével, illetve a kézben tarthatóságukra kidolgozott elektrokémiai módszerek révén mind makroszkopikusan, mind mikroszkopikusan homogénebb multirétegeket tudunk most már készíteni. A GMR-járolékok fizikai mechanizmusának tisztázásához egy granuláris fémekre kidolgozott modellel alkalmaztunk multirétegekre a mágnesezes rétegekben előforduló szuperparamágneses tartományok hatásának figyelembe vételével. Ennek alapján meg tudtuk magyarázni a mágnesezes ellenállásnál nemcsak elektrolitikus, de más módszerekkel készült multirétegekben is megfigyelt nagy telítő tereket, és ezt a modellelünk már mások is sikeresen alkalmazták.

Ahhoz, hogy az elektrokémiai módszer előnyeit (egyszerűség és olcsóság) kihasználhassuk alkalmazások céljára felhasználható GMR-multirétegek előállítására, a továbbiakban az elektrokémiai leválási folyamatok

(nukleáció és rétegnövekedés) finomabb részleteinek a tanulmányozására lesz szükség. Ehhez kiterjedtebb felületi és szerkezeti vizsgálatokat tervezünk.

Az elektrokémiai módszer előnyeiről szólva meg kell említeni, hogy *multiréteges nanohuzalokat* csak ezzel az eljárással lehet készíteni. Ezeket 50–100 nm átmérőjű, közel hengeres üregeket tartalmazó porózus membránokba (üreges polikarbonát vagy alumínium-oxid fóliákba) választják le, amelyekben a multiréteges filmkénél nagyobb GMR-effektus figyelhető meg, ezért ezek az anyagok is intenzív kutatások tárgyát képezik.

A hazai kísérleti GMR-kutatásokkal kapcsolatban megemlítjük *Balogh Judit* és munkatársai (MTA SZFKI) tevékenységét, akik – a BME Fizikai Intézetével együttműködve – az elmúlt években párologtatással készült Fe- és Ag- vagy Cr-rétegekből álló multirétegeken és szendvicsszerkezeteken végzett mágnesesellenállásmérések eredményeiről jelentettek meg közleményeket [7]. A GMR-jelenséggel foglalkozó hazai elméleti tevékenység Szunyogh László (BME Fizikai Intézet) nevéhez köthető [5], aki kiterjedt nemzetközi együttműködésben mintegy tíz éve aktív és nemzetközileg elismert szereplője a multirétegek transzporttulajdonságainak elméleti számolására irányuló kutatásoknak.

Az FM/NM multirétegek mágneses tulajdonságainak kutatásában, különösen az AF-csatolással kapcsolatos jelenségek tisztázásában és az ennek vizsgálatára szolgáló magfizikai módszerek fejlesztésében az 1990-es évek közepétől aktív tevékenységet [8] fejt ki *Nagy Dénes Lajos* és *Bottyán László* csoportja (MTA Rézecske és Magfizikai Kutatóintézet), akik az elmúlt években üzembe helyezték az egyetlen hazai MBE-berendezést multirétegek előállítására. A vékony mágneses rétegek és multirétegek mágneses anizotropiájának és a rétegek közötti csatolásoknak az elméleti vizsgálatán dolgozik igen aktívan több mint tíz éve *Ujfalussy Balázs* (MTA SZFKI) [9].

Végezetül megemlítjük még, hogy *Menyhárd Miklós* és munkatársai (MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet) nemzetközi együttműködés keretében néhány évvel korábban GMR spinszelepek Auger-módszerrel, főleg mélységiösszetétel-profil analízissel végzett vizsgálatával kapcsolatos munkáikról számoltak be [10].

A spintronika területén Magyarországon a fentebb említett GMR- és multiréteg-kutatásokon kívül Szunyogh Lászlónak az alagutazó mágneses ellenállásra és az áram indukálta átmágnesezésre vonatkozó elméleti munkái [5], illetve *Mibály György* csoportjának (BME Fizikai Intézet) a mágneses félvezetőkkel kapcsolatos kísérleti tevékenysége említendő [11].

Végigtekintve a spintronikai kutatások viszonylag szerény hazai palettáján, nehéz elkerülni a párhuzam felismerését abban a tekintetben, hogy amiként évtizedekkel ezelőtt Magyarország erőteljesen elmaradt a mai elektronika alapját képező félvezető-kutatások terén, a hagyományos elektronikát felváltó spintronikai ipar háttérül szolgáló alapkutatásokba sem fektetünk be jelenleg kielégítő mértékben.

#### Irodalom

1. [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2007/index.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/index.html)
2. Bakonyi I., Simon E., Péter L., *Fizikai Szemle* 58 (2008) 41.
3. Becsei T.: *Diplomamunka*. ELTE TTK, Budapest, 1996., lásd: <http://www.szfk.hu/~bakonyi/BecseiT-Diplmunka96.pdf>
4. Simon E.: *Diplomamunka*. ELTE TTK, Budapest, 2007., lásd: <http://www.szfk.hu/~bakonyi/SimonE-Diplmunka07.pdf>
5. <http://newton.phy.bme.hu/~szunyogh/gmrpubs.html>
6. <http://www.szfk.hu/~bakonyi/Bakonyi-MLandGMRpapers.pdf>
7. <http://www.szfk.hu/~baloghj/publist.html>
8. Publikációk: <http://nucssp.rmki.kfki.hu/> MBE: Tanczikó F., Major M., Nagy D.L., *Fizikai Szemle* 57 (2007) 78–83.
9. <http://www.szfk.hu/~bu/publications.html>
10. <http://www.mfa.kfki.hu/~menyhadr/>
11. [http://dept.phy.bme.hu/staff/mihaly/mihaly\\_publications.html](http://dept.phy.bme.hu/staff/mihaly/mihaly_publications.html)

## MÁGIKUS SZÁMOK, NEMES ATOMMAGOK

Elekes Zoltán  
MTA ATOMKI, Debrecen

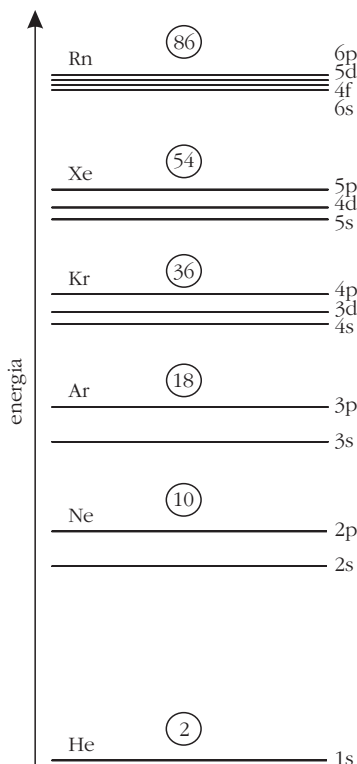
Az atomok szerkezetének megértésében és viselkedésük magyarázatában alapvető jelentőségű volt az atomok héjmodelljének a megalkotása az 1910-es, 1920-as években. Ma már tudjuk, hogy az atomot egy kicsiny, pozitív töltésű atommag és a körülötte lévő elektronok alkotják. Az atommag és az elektronok közötti egyszerű, vonzó kölcsönhatás tartja egyben az atomot és ennek a kölcsönhatásnak a felhasználásával, kvantumelméleti számolások alapján azt is megtanultuk, hogy az elektronok energetikailag jól

meghatározott, héjakba rendeződő pályákon helyezkedhetnek el adott valószínűséggel, amint ez az *1. ábrán* is látható. Az elektronhéjak közötti nagy energiakülönbségek miatt különlegesen stabil, 2, 10, 18, 36, 54 vagy 86 elektronszámmal, azaz zárt héjjal rendelkező atomok jönnek létre, melyeket nemesgázoknak nevezünk. Ezek az atomok nagyon kis valószínűséggel lépnek reakcióba más anyagokkal, nehezen alakítanak ki kötést atomokkal és gerjeszteni sem könnyű őket.

Az atommagok tekintetében hasonló jelenségeket figyelhetünk meg. Az 1940-es években *Maria Goepfert-Mayer* (*2. ábra*), aki 1963-ban – második nőként a világon – fizikai Nobel-díjat kapott, *Teller Edével* (*2. ábra*) dolgozott együtt Chicagóban. Teller ösztönzé-

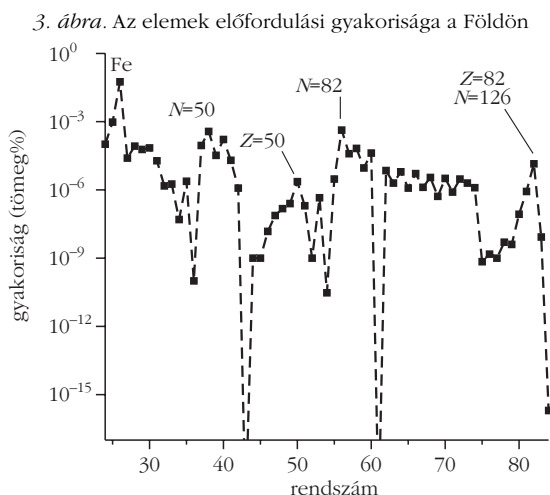
Elhangzott a 2007. évi Fizikus Vándorgyűlésen.

Kutatásainkat támogatja az OTKA (F60348, T68801) és a RIKEN-ATOMKI közötti hivatalos együttműködés. A szerzőt tevékenysége során a Bolyai-ösztöndíj is segíti.



1. ábra. Az atomok sematikus energiaszintjei

sére a kémiai elemek keletkezésének mechanizmusával kezdett foglalkozni, amihez az elemek előfordulási gyakoriságát és azok relatív izotópeloszlását vizsgálta behatóan. Az adatokból már korábban kiderült, hogy a könnyű és nehéz elemek keletkezésének folyamata egymástól jelentősen eltér; Goepfert-Mayer a nehéz elemekre ( $Z \geq 34$ ) koncentrált és forradalmi eredményekre jutott. Meglehető szabályszerűségeket fedezett fel és arra jött rá, hogy bizonyos neutron-, illetve protonszámmal rendelkező elemek különleges jelentőségűek. Ahogyan ez például a 3. ábrán is látszik az  $N = 50, 82, 126$  neutront és/vagy  $Z = 50, 82$  protont tartalmazó elemek gyakoribbak, mint a környezetükben lévő más elemek. További kísérleti adatok (például neutronbefogási hatáskeresztmetszetek) is arra utaltak, hogy az említett neutron- és protonszá-



3. ábra. Az elemek előfordulási gyakorisága a Földön



2. ábra. Maria Goepfert-Mayer és Teller Ede

mok valamiért kitüntetettek. Amikor Goepfert-Mayer a kollégáival megosztotta megfigyeléseit, Wigner Jenő (4. ábra), aki akkoriban már elismert tudós volt, kicsit szkeptikusan mágikusnak nevezte a jelenségeket, amiket a kor népszerű atommagmodelljével, a folyadékcseppmodellel nem lehetett értelmezni. Így Wigner lett a névadója a fenti különleges számoknak, amiket ma már csak mágikus számokként emlegetünk. Goepfert-Mayer, és tőle teljesen függetlenül Hans Jensen, hamar megadták ezen számok értelmezését is, amivel rendkívül sikeres útjára bocsátották az atommagok héjmodelljét [1–2].

## Az atommagok héjmodellje

Az atommagok és az atomok héjmodellje ugyan sok hasonlóságot mutat egymással, azonban alapvető különbségeket is megfigyelhetünk. Az atommagban a nukleonok, a közöttük fellépő erők hatására, egy effektív potenciálgödört alakítanak ki, amelyben azután bizonyos pályákon, egymástól függetlenül mozognak, tehát nincs egy vonzó objektum a központban, mint az atomok héjmodellje esetén. A másik fontos eltérés a két modell között, hogy az atommagban a protonok és a neutronok nagyon közel helyezkednek el egymáshoz képest, ezért nehezen tudjuk elképzelni, hogy hogyan keringhetnek ütközés nélkül. A választ a kvantummechanika és a Pauli-elv adja, ami szerint két fermion nem lehet azonos kvantumállapotban.

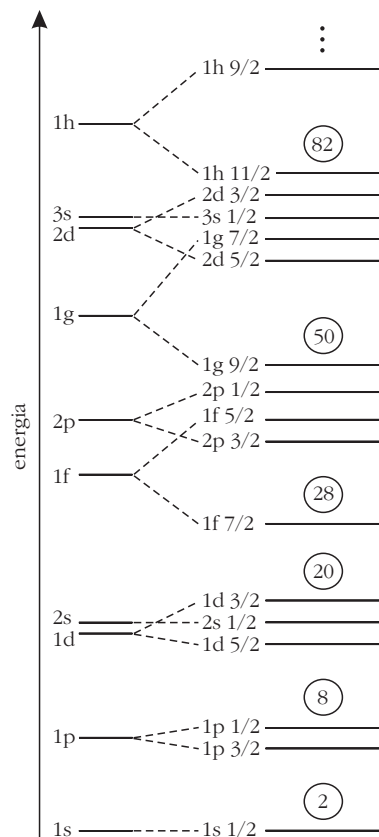
4. ábra. Wigner Jenő és John Schiffer



Az atommagban a pályák (más néven egyrészecske-állapotok) energetikai elhelyezkedését nagyrészt az effektív potenciálgödör határozza meg, ezért annak helyes megválasztása rendkívül lényeges. Ha a harmonikusoszillátor-potenciált vesszük alapul, még messze járunk a megoldástól, de ezt kombinálva azzal a megfontolással, hogy azok a nukleonok, amelyek körülvesznek mások, nem állnak nettó erőhatás alatt, már óriási lépést tehetünk a valóság felé. Technikailag ezt például úgy tudjuk megtenni, ha a potenciálban egy, a pálya-impulzummomentummal négyzetesen arányos tagot is figyelembe veszünk. Az így kialakuló pályák pozícióját a 5. ábra bal oldalán láthatjuk. A pályák héjakba rendeződnek, a mágikus számok pedig megmutatkoznak. Az első három mágikus szám helyesen adódik 2-nél, 8-nál és 20-nál, azonban a többi (28, 50, 82, 126) Goeppert-Mayer és Jensen tudta elsőként megmagyarázni a spin-pálya kölcsönhatás bevezetésével, amihez tartozó egyrészecskespektrum a 5. ábra jobb oldalán figyelhető meg. Fontos megemlíteni, hogy az átlagpotenciál alakján kívül a pályák energiáját és sorrendjét a magban lévő nukleonok száma kismértékben módosítja, és a zárt héjakon túl lévő valencianukleonok között ható úgynevezett maradék-kölcsönhatás drasztikus változásokat okozhat.

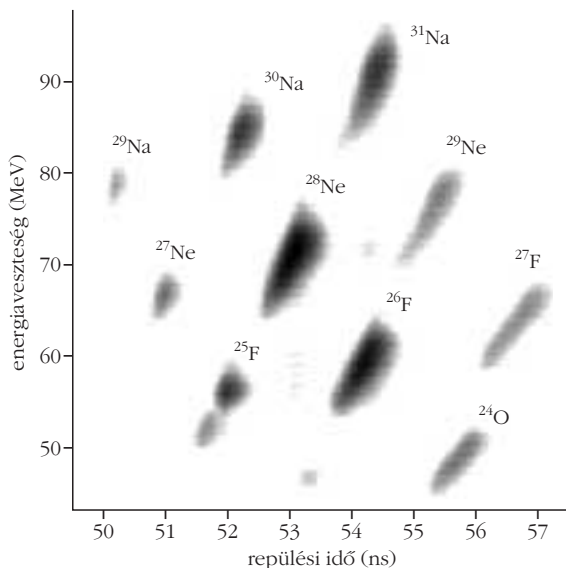
## Atomfizika radioaktív ionnyalábokkal

Az évek során számos kísérlet bizonyította a héjmodell helyességét és kiváló alkalmazhatóságát, azonban sokáig csak olyan atommagokat tudtak bevinni a vizsgálatokba, amelyek a  $\beta$ -stabilitási sávhoz közel helyezkednek el az izotóptérképen. Azonban az utóbbi 10–15 évben, a radioaktív ionnyalábok megjelenésével, új korszak nyílt a magszerkezet-kutatások területén. Segítségükkel azt a, már a héjmodell születésekor felmerült kérdést is tanulmányozhatjuk, hogy mi történik az egyrészecske-állapotokkal és következésképpen a mágikus számokkal az extrém neutron-proton aránnyal rendelkező instabil atommagokban. Éppen egy magyar származású kutató, *John Schiffer* (4. ábra) és kollégái tettek jelentős előrelépést ebben a témában. Arról számoltak be, hogy az ónizotópok tömegének (neutronszámának) növekedésével a spin-pálya kölcsönhatás gyengül, ami a mágikus számok megváltozásához vezet. Azonban a helyzet nem ilyen egyértelmű, amit a  $^{42}\text{Si}$  atommag esete is mutat. A kísérleteket végző két csoport közül az egyik arra a közvetett eredményre jutott, hogy az  $N=28$ -as neutronszám mágikus marad a stabilitási sávtól távol, melyet a másik csoport hamar megcáfolt. Az ATOMKI munkatársai az utóbbi években a Japánban található Fizikai és Kémiai Kutatóintézetben (RIKEN) végeztek hasonló jellegű kísérleteket a könnyű atommagok tartományában, amiről már olvashattak az érdeklődők a *Fizikai Szemlében* [3], ezért elsősorban a kísérleti aspektusok bemutatására kerül sor a továbbiakban.



5. ábra. Az atommagok nukleonjainak egyrészecske-energia állapottai a baloldalon csak a pálya-impulzummomentumot, a jobboldalon pedig a spin-pálya kölcsönhatást is tartalmazó potenciálgödörben.

A japán gyorsítókomplexumban a radioaktív ionnyalábok előállításának első lépéseként a vizsgálni kívánt izotóphoz közeli, de annál nehezebb tömegű, stabil atommagok nyalábját hozzuk létre viszonylag nagy energián (~100 MeV/nukleon) ciklotronok vagy lineáris gyorsítók és ciklotronok egymás után kapcsolásával. Ezt a nyalábot megfelelően megválasztott, úgynevezett elsődleges céltárggyal (általában berillium vagy tantál) ütköztetjük, ahol az ionnyalábban található atommagok szétötredeznek, változatos tömegű és neutron-proton arányú fragmentumokat létrehozva. A vizsgálandó izotóp általában alacsony gyakorisággal keletkezik, ezért az ionnyaláb tisztítására van szükség. Ezt egy mágneses szeparátorral tesszük meg, ám még az így rendelkezésünkre álló radioaktív ionnyaláb sem lesz tökéletesen egynemű, így a benne lévő atommagfajtákat azonosítani kell. Ezt az energia-vesztés-repülési idő technikával hajtjuk végre. Mivel az ionnyalábunk nagy energiával rendelkezik, áthaladva valamilyen ~mm vastagságú anyagon, csak kevés energiát veszít és kicsit szóródik, ami a mérést nem zavarja, azonban feldolgozható minőségű jel keletkezik. Így a repülési időt egymástól néhány méter távolságban elhelyezett jó időfelbontással rendelkező, gyors plasztiksztillátorokkal, az energia-vesztésedet pedig kitűnő energiafeloldású szilícium-detektorokkal remekül meg lehet határozni. Mivel a nyalábot alkotó ionok repülési ideje és energiavesztése más-más összefüggésben van a tömegükkel,



6. ábra. Ionnyalábfajta-azonosítás energiavesztés és repülési idő mérésének segítségével

töltésükkel és sebességükkel, ha egymás függvényében ábrázoljuk őket, akkor az egyes ionnyalábfajták élesen elkülönülnek egymástól, ahogyan ez az egyik kísérletünk ionnyaláb-azonosítási ábráján is látszik (6. ábra). Ezt a radioaktív ionnyalábot fókuszáló mágnesek felhasználásával a másodlagos céltárgyra vezetjük, amelyet úgy választunk meg, hogy a számunkra érdekes radioaktív izotóp vizsgálandó tulajdonságának megfelelő legyen. A céltárgyat változatos reakciótermékek (elektromágneses sugárzás, a beeső nyaláb ionjainak tömegéhez közel álló és könnyű ionok, neutron) hagyják el, mivel számos különböző folyamat játszódik le benne. Ezeket a céltárgy köré és után épített, jól szegmentált, nagy határfokú detektorrendszerekkel figyeljük meg és azonosítjuk.

### Az $N = 20$ -as neutronsám mágikusságának vizsgálata

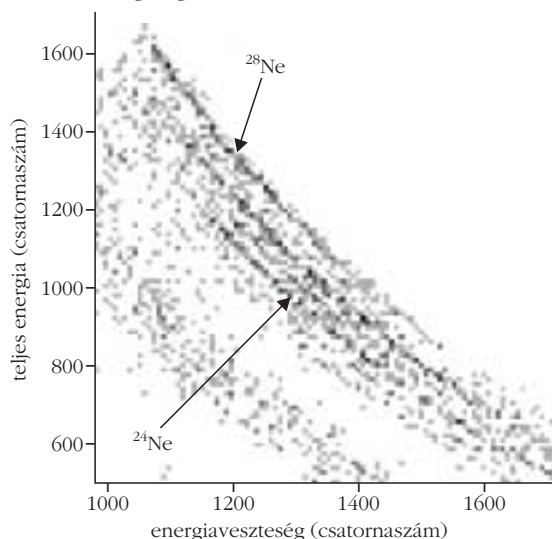
A RIKEN kutatóintézetben az ATOMKI kutatóinak javaslatára számos kísérlet valósult meg a japán kollégák segítőkész együttműködésének köszönhetően. Ezek közül kettőnek kifejezetten a 20-as neutronsám mágikusságának a tanulmányozása volt a célja. Egy atommagban az egyrészeske-állapotok határozzák meg a kialakuló gerjesztett állapotok tulajdonságait (energia, spin, paritás). Ezeket mérve, közvetlenül, vagy megfelelő elméleti számítások segítségével következtetéseket tehetünk a héjközök nagyságára és következésképpen a mágikus számokra is. A  $^{27}\text{Ne}$  és az  $^{23}\text{O}$  atommagok alapállapotú és alacsony gerjesztett állapotú tulajdonságainak kialakulásában az  $N = 20$ -as héjközhez közeli egyrészeske-állapotok játszanak szerepet. Ezért feltérképeztük (1) a  $^{27}\text{Ne}$  atommag alacsony gerjesztett állapotait neutron-kilökési reakcióban és meghatároztuk (2) az  $^{23}\text{O}$  atommag neutron egyrészeske-állapotait részecske-átadási reakció segítségével.

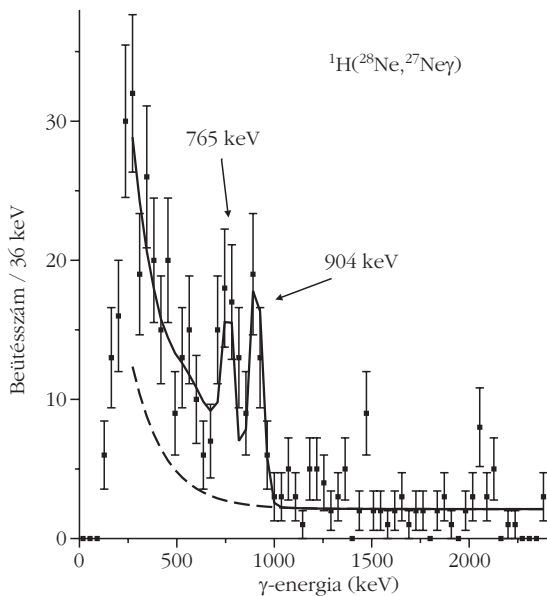
### A $^{27}\text{Ne}$ atommag esete

A héjmodell alapjai egyszerűen megérthetőek, azonban ha konkrét előrejelzésre kerül a sor, mint például a fenti gerjesztett állapotok pozíciójának meghatározása, már rendkívül bonyolulttá válik a helyzet. Egyszerűsítésekre, a számítások során különböző technikák felhasználására van szükség, ezért sokfajta héjmodell-jóslattal találkozhatunk. A  $^{27}\text{Ne}$  atommagnál nagyon szerencsés a helyzet, ugyanis az  $N = 20$ -as neutronsám mágikusságának kérdése egyszerűen arra redukálódik, hogy hány kötött, gerjesztett állapota van a magnak. Ebben a nuklidtartományban, az elérhető elméleti számítások közül az egyik (megőrizve a 20-as mágikusságot) egy, a másik pedig (a 20-as mágikusság feláldozása árán) három ilyen állapotot jósol. Ezért megvizsgáltuk a  $^{27}\text{Ne}$  atommag szerkezetét ilyen szempontból.

Ehhez radioaktív  $^{28}\text{Ne}$  ionnyalábot állítottunk elő úgy, hogy stabil  $^{40}\text{Ar}$  ionokat lőttünk 94 MeV/nukleon energiával 0,5 cm vastag  $^{181}\text{Ta}$  céltárgyra. Miután megtisztítottuk az ionnyalábot a nem kívánt részekről, a 6. ábrán látható izotópok maradtak a radioaktív ionnyalábban. Ezt a nyalábot a másodlagos, folyékonyhidrogén-céltárgyra vezettük. Itt többek között neutronkilökési reakciók is lezajlottak, amelynek során  $^{27}\text{Ne}$  atommagok keletkeztek gerjesztett állapotban is. Az alapállapotba történő átmenetek során  $\gamma$ -fotonokat bocsátottak ki, amit egy, a céltárgy köré helyezett, 146 darab NaI(Tl) szcintillátorból álló rendszerrel detektáltunk. Mivel a folyékonyhidrogén-céltárgyban számos más izotóp is keletkezett különböző reakciók termékeként, a kirepülő részecskéket is azonosítani kellett, amit energiavesztés ( $\Delta E$ ) és teljes energia ( $E$ ) méréssel, a céltárgy után elhelyezett szilíciumdetektorok felhasználásával végeztünk el. Az azonosítás alapja itt is az volt, hogy az említett mennyiségek máshogyan függnek az izotópok tömegétől, töltésétől és sebességétől. A 7. ábrán szépen elkülönülnek az átlós, enyhén ívelt vonalak, amelyek az egyes neon izotópoknak felelnek meg.

7. ábra. Reakciótermék-azonosítás energiavesztés és teljes energia mérésének segítségével





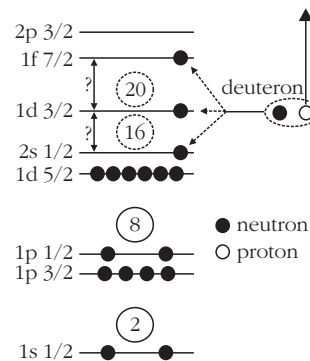
8. ábra. Az  ${}^1\text{H}({}^{28}\text{Ne}, {}^{27}\text{Ne})\gamma$  reakcióból származó Doppler-korrigált  $\gamma$ -spektrum

A reakció bemenő és kimenő csatornáját így rögzítve, meghatároztuk a  ${}^{27}\text{Ne}$  atommaghoz tartozó  $\gamma$ -spektrumot, amit a 8. ábrán láthatunk. Mivel a gerjesztett ionok a fénysebességnek körülbelül a 30%-ával haladtak, a Doppler-hatás miatt a spektrum torzult és korrekciót kellett végezni a detektorok pozíciójának ismeretében. Ezek után már tisztán látszott két csúcs 765 keV és 904 keV energiánál, amelyek a  ${}^{27}\text{Ne}$  atommag két gerjesztett állapotának felelnek meg. Ezt az elméleti előrejelzésekkel összevetve, azt a következtetést vontuk le, hogy az  $N = 20$ -as neutronszám mágiussága eltűnik a stabilitási sávától távol.

### A ${}^{23}\text{O}$ atommag esete

A fenti kísérlet értelmezése során nagy mértékben támaszkodtunk az elméleti számításokra, és ennek alapján állapítottuk meg a mágiusság megváltozását. Azonban nem zárható ki olyan elméleti leírás megalkotása, amely magyarázatot ad a  ${}^{27}\text{Ne}$  atommagnál tapasztalt kísérleti eredményekre az  $N = 20$ -as mágiusság megőrzésével. Ezért közvetlen bizonyítékra van szükségünk az  $N = 20$ -as héjköz lecsökkenésére, amit az egyrészecske-állapotok pozíciójának mérésével szolgáltatathatunk. Emiatt megvizsgáltuk a  ${}^{23}\text{O}$  atommagot.

Ehhez  ${}^{22}\text{O}$  radioaktív ionnyalábot hoztunk létre hasonlóan az előbbi esethez. Ugyanolyan stabil nyalábbal dolgoztunk, mint a  ${}^{27}\text{Ne}$ -nél, de itt 0,3 cm vastag  ${}^9\text{Be}$  elsődleges céltárgyat használtunk a maximális nyalábtintenzitás elérése érdekében. Ezt egy 30 mg/cm<sup>2</sup> vastag deuterizált polietilén másodlagos céltárgynak ütköztettük, ahol lezajlott a számunkra érdekes reakció az  ${}^{22}\text{O}$  és  ${}^2\text{H}$  atommagok között. Az  ${}^{22}\text{O}$  izotóp neutron-egyrészecskeállapotai az  $1d_{5/2}$ -ig teljesen betöltöttek (9. ábra). A lazán kötött deuteronban lévő neutron a reakcióban az  $1d_{5/2}$  állapot fölött elhelyezkedő valamelyik pályára épült be, létrehozva az  ${}^{23}\text{O}$  atommag alapállapotát vagy gerjesztett állapotait, egy pro-

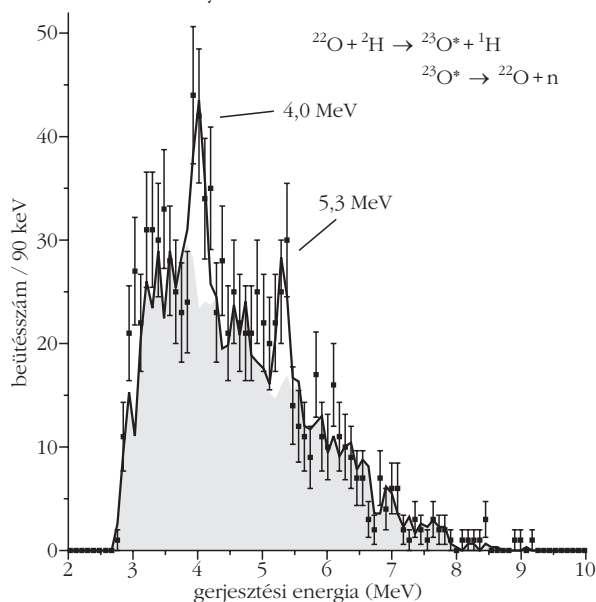


9. ábra. A céltárgyat alkotó deuteronok reakcióba lépnek a bombázó  ${}^{22}\text{O}$  izotópokkal. A deuteron szétesik, neutronja beépül valamelyik neutronpályára, a proton pedig reakciótermékként távozik. Így létrejön az  ${}^{23}\text{O}$  alapállapota vagy valamelyik gerjesztett állapota. A gerjesztett állapotok energiáját mérve, különbségük megadja az egyrészecske-állapotok közötti energiáriséket, amiből a 16-os és 20-as neutronszám mágiusságára következtethetünk.

ton pedig eltávozott. Így közvetlenül letapogatható volt a neutron-egyrészecskespektrum és meghatározható az  $N = 20$ -as és  $N = 16$ -os héjköz is. Korábbi mérésekből ismert, hogy az  ${}^{23}\text{O}$  atommagnak kizárólag az alapállapota kötött, ezért a létrejövő gerjesztett állapotok azonnal elbomlottak, így reakciótermékként egy proton, egy neutron és egy  ${}^{22}\text{O}$ -t kaptunk. Emellett persze más zavaró reakciók is lejátszódtak a céltárgyban, ezért hasonlóan az előző esethez, a reakciócsatornát megfelelően definiálni kellett. A nyalábszerű ionokat megint  $\Delta E$ - $E$  módszerrel azonosítottuk, egyúttal megmérve energiájukat és becsapódási helyüket. A neutronok energiáját és kirepülési irányát egy szegmentált, plasztikszcintillátor-rudakból álló, míg a protonokat egy ATOMKI-RIKEN közös fejlesztésű, CsI(Tl) kristályokból épített rendszerrel detektáltuk.

Az  ${}^{23}\text{O}$  atommag gerjesztésienergia-spektrumát, mely a 10. ábrán látható, a  ${}^{23}\text{O}$  bomlásakor kirepülő neutron és  ${}^{22}\text{O}$  izotóp impulzusvektorából rekonstru-

10. ábra. Az  ${}^{23}\text{O}$  atommag gerjesztésienergia-spektruma, amelyet a háttérspektrum (szürkén árnyékolt) és Gauss-függvények összegével illesztettünk. Ezt folytonos vonallal ábrázoltuk.





áltuk. Két csúcst figyelünk meg 4 MeV-nél és 5,3 MeV-nél. Az  $^{23}\text{O}$  alapállapotát a neutron  $s_{1/2}$  pályával azonosították korábban, ezért a kísérleti, alacsonyabb energiás csúcst nagy biztonsággal a neutron  $d_{3/2}$  pályához köthetjük. Az 5,3 MeV-es csúcs természetéről ugyan nem tudunk egyértelműen nyilatkozni, de biztosan az  $N = 20$ -as héjközön túl található, valamelyik neutronpályához ( $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ) rendelhető. Ez azt jelenti, hogy kialakult egy nagy, körülbelül 4 MeV-es  $N = 16$ -os héjköz, míg az  $N = 20$ -as 1,3 MeV-esre csökkent, azaz a 20-as szám helyett a stabilitási sávtól távol a 16-ost találtuk mágikusnak. A kísérleti eredmények nem függenek az elméleti számolásoktól, azonban ha összehasonlítást végzünk velük, arra jutunk, hogy létezik olyan héjmodell, melynek jóslatai összevágának a megfigyeléseinkkel. A modell részletes leírása nélkül annyit érdemes megjegyezni róla, hogy olyan mechanizmust nyújt a mágikus számok megváltozására, amely képes mind az extrém neutrontöbbletes, mind pedig a stabilitási sávban elhelyezkedő atommagok tulajdonságainak megmagyarázására, és az izotóptérkép nehezebb tartományára is ad jóslatokat.

## Összefoglalás és kitekintés

Az ismertetett kutatások önmagukban, a magszerkezet tanulmányozása szempontjából is érdekesek, hisz segítségükkel jobban megismerhetjük az atommagok felépítését. Azonban szorosan kapcsolódnak Goepert-Mayer kezdeti, az elemek keletkezését boncolga-

tó vizsgálataihoz is, ugyanis az úgynevezett asztrofizikai r-folyamatban (rapid = gyors), amelynek segítségével a nehéz elemek jönnek létre (az s-folyamat és p-folyamat mellett), sok neutrongazdag atommag vesz részt. A mágikus atommagok, mint stabilitási szigetek a környezetükben lévő más izotópokhoz képest, szabályozzák ezt a folyamatot, ezért elhelyezkedésük az izotóptérképen alapvető. Ugyan az r-folyamatban a lényeges szerepet az 50-es és a fölötti mágikusság lehetséges megváltozása játssza, az alacsonyabb tartományban kapott eredmények, ahogy azt láthattuk, olyan elméleti paradigmát nyújthatnak, ami igaz nehezebb atommagoknál is, így a kísérletezők fontos előrejelzéseket kaphatnak.

A RIKEN kutatóintézetben 2007 tavaszán először szolgáltatott ionnyalábot a Radioaktív Ionnyalábgépgyár (RIBF), amely új korszakot nyit az atommagfizika és alkalmazásai területén. Segítségével a nehéz atommagok tartományában is elérhetjük, vagy megközelíthetjük a neutronelhullatási-vonalat, amelyen túl már az atommagok alapállapota sem kötött, és ha nem is sétálhatunk végig, de legalább néhány lépést tehetünk az r-folyamat által, a neutrongazdag atommagok között vágott ösvényen.

## Irodalom

1. Fényes T. in *Atommagfizika* (ed. Fényes T.) Kossuth Egyetemi Kiadó (2005) 227.
2. Macintosh R., Al-Khalili J., Jonson B., Pena T. in *Az atommag. Utazás az anyag szívébe*. Akadémiai Kiadó (2003) 70.
3. Dombrádi Zs.: A héjszerkezet átrendeződése egzotikus atommagokban. *Fizikai Szemle* 57 (2007) 221.

# ATOMERŐMŰVEK ÜZEMIDŐ-HOSSZABBÍTÁSA

Trampus Péter  
Trampus Mérnökiroda

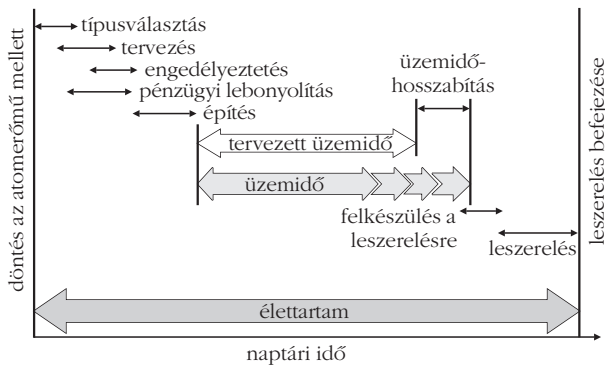
A polgári célú atomerőművek üzembe állításának csúcsidezőszaka a múlt század hetvenes és nyolcvanas éveinek a fordulóján volt, amikor 20–30 atomerőművet helyeztek üzembe évente. Ezt követően az atomerőmű-építkezések üteme jelentősen visszaesett és az elmúlt egymásfél évtizedben a hangsúly az új atomerőművek építéséről a jelenleg üzemelő atomerőművek minél hatékonyabb kihasználására került. Ez utóbbit élettartam-gazdálkodásnak nevezzük. Az élettartam-gazdálkodás elsősorban az üzemidő meghosszabbítását és a teljesítmény növelését jelenti. Gazdasági szempontból mindkét megoldás ígéretes, mivel rövid távon csökkenti az új erőművek építésének igényét.

Élettartam-gazdálkodás alatt – definíciószerűen – az atomerőmű tulajdonosának azokat a tudatos és összehangolt gazdasági és műszaki intézkedéseit értjük, amelyekkel az atomerőmű termelési célkitűzése – a nukleáris biztonság megkövetelt szintjének betartása mellett – teljesíthető; az atomerőmű rendszereinek és berendezéseinek üzemeltetése és karbantartása, illetve üzemideje optimalizálható. Mindezek eredmé-

nyeként az erőmű teljes üzemideje alatti nyereség maximálható [1]. Az atomerőművek élettartam-gazdálkodása a mérnöki tevékenység önálló, multi-diszciplináris területévé fejlődött, amit közgazdasági ismeretek alkalmazása tesz teljessé. A definícióból érzékelhető, hogy az élettartam-gazdálkodás fő hajtóereje a minél nagyobb nyereség elérése. Az eredményes élettartam-gazdálkodás megvalósításának alapvető feltétele az idejében elkezdett, célirányos műszaki-tudományos tevékenység.

## Élettartam és üzemidő

Egy atomerőmű élettartama magában foglalja mindazokat az időszakokat, amelyek során az atomerőművel kapcsolatosan pénzügyi kötelezettségek jelentkezték vagy jelentkezni fognak (*1. ábra*). A tervezett üzemidő az atomerőmű minimális üzemideje, aminek meghatározásakor a tervező szabvány szerinti anyagtulajdonságok, feltételezett anyagfolytonossági hiá-



1. ábra. Az élettartam és az üzemidő összefüggése

nyok és a normál üzemtől eltérő, illetve üzemzavari állapotok terhei alapján határozza meg az üzemeltetés feltételeit és korlátait. Az atomerőmű tervezett üzemidejét általában a nem cserélhető berendezések egyikeként élettartam-kimerülése (az előírt biztonsági tartalék elfogyása) jelöli ki. Nyomottvízes atomerőművek esetében (amely a legelterjedtebb atomerőmű-típus, a Pakson üzemelő blokkok is ilyenek) ez a berendezés rendszerint a reaktortartály. Az atomerőművek tervezett üzemideje általában 30 vagy 40 év. Az atomerőművek tényleges üzemelési élettartamát, az üzemidőt, nem határozza meg előre sem a tervező, sem az erőmű tulajdonosa, sem pedig a nukleáris biztonsági hatóság (kivételek alól az Amerikai Egyesült Államok hatósági engedélyezési gyakorlata). Az üzemidőt a tervezett üzemidőnek az üzemelés időszakában történő felülvizsgálata alapján lehet megbecsülni, figyelembe véve a valódi terhelési adatokat és a berendezések tényleges állapotát.

A tényleges üzemidő, megfelelő élettartam-gazdálkodás mellett legalább olyan hosszú vagy hosszabb, mint a tervezett üzemidő. Mivel a teljes élettartamra vetített pénzügyi kötelezettségek ellenértékét, valamint a hasznot az atomerőmű kizárólag az üzemeltetési időszak alatt képes megtermelni, ezért az üzemidő-hosszabbítás gazdasági motiváltságát szükségtelen indokolni. A tényleges üzemidőt a berendezések tényleges élettartam-kimerülésén kívül alapvetően befolyásolhatja az erőmű rendelkezésre állása és biztonsága. A jó rendelkezésre állás a fajlagosan alacsony üzemelési és karbantartási költségek révén jelent előnyt. A biztonság gazdasági hatása abban nyilvánul meg, hogy a reaktorvédelmi működések és egyéb, nem tervezett leállások a termelőkiesésen túl a hatóság magatartását és a közvélemény kockázattűrő hajlandóságát is befolyásolhatják, ami az atomerőmű társadalmi támogatottságának a megingásához vagy elvesztéséhez vezethet.

## Az üzemidő-hosszabbítás elterjedésének okai

Az atomerőművek üzemidő-hosszabbításának időszerepességét mutatja a világ atomerőműveinek a koreloszlása (2. ábra) [2]. Az ábra összesen 440 reaktor adatai alapján készült, és ezek közül 226 reaktor idősebb 20

évesnél, ami az összes reaktor 51%-a. Európában a 20 évnél idősebb reaktorok száma 156, az összes itt üzemelő reaktor 76%-a. A 156-ból 109 reaktor üzemel az Európai Unióban a 2004. májusi bővítését megelőzően is tagként szerepelt országokban, 47 reaktor az azóta csatlakozott országokban, illetve Ukrajnában. A koreloszlást elemezve nyilvánvaló az üzemidő-hosszabbítás igényének egyre hangsúlyosabb megjelenése.

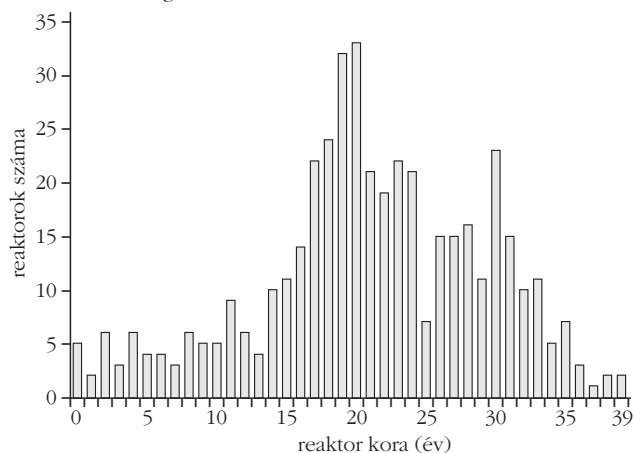
Az üzemelő atomerőművek tervezés során figyelembe vett élettartamon túli üzemeltetésének lehetősége elsősorban az atomerőművek tervezésének konzervativizmusából következik. A konzervativizmus lebontásához jelentősen hozzájárult a tudomány elmúlt évtizedekben bekövetkezett fejlődése. A következőkben az üzemidő-hosszabbítás elterjedésének okait foglaljuk össze.

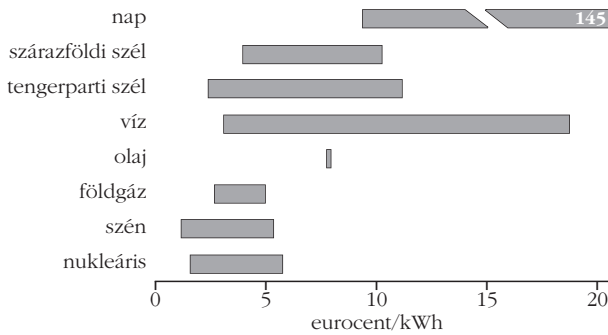
## Fenntartható energiaszolgáltatás

Az energia a gazdaság hajtóereje, valamint az emberi élet minőségének egyik meghatározója. A villamos energia iránti igény folyamatosan nő, aminek oka a Föld lakosságának és a fejlődő országok életszínvonalának a növekedése. Az energiaszolgáltatás világméretű rendszerének úgy kell kielégítenie a növekvő igényt, hogy közben egyre több a bizonyíték arra nézve, hogy a fosszilis tüzelőanyagok elégetése hozzájárul a Föld felszínének az üvegházhatású gázok kibocsátása következtében megindult fokozatos felmelegedéséhez. Az energiaszolgáltatás fenntarthatóságának biztosításához figyelembe kell venni a primer energiaforrások rendelkezésre állását is. A „hagyományos” (kimerülő) primer energiaforrások (szén, kőolaj, földgáz, urán) tartalékai nem korlátlanok, de becsült mennyiségük nem kritikus. A megújuló primer energiaforrások (szél, napfény, geotermikus energia) mennyisége korlátlanul is mondható, kihasználásuk azonban – alacsony teljesítménysűrűségük következtében – belátható időn belül kérdéses [3].

A fenntartható energiaszolgáltatás lehetőségei között tehát helyet kell kapnia az atomenergiának, mint annak a jelenleg is alkalmazott primer energiaforrásnak, amely-

2. ábra. A világ reaktorainak koreloszlása (2004. december) [2]





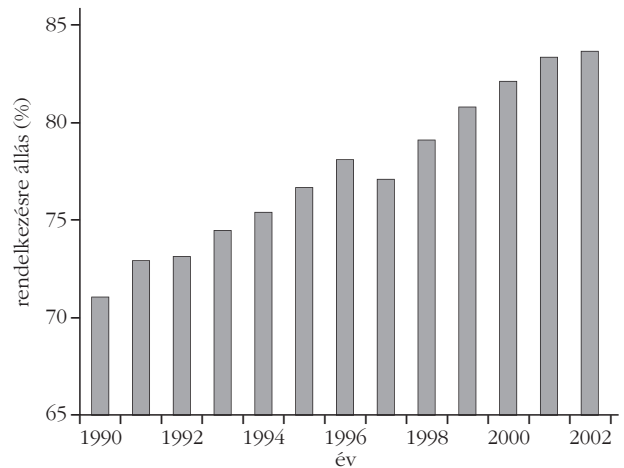
3. ábra. Különböző új erőművek fajlagos létesítési költségei [5]

nek felhasználása *nem jár üvegházhatású gázok kibocsátásával*. Ez jelentős motiváló szerepet játszik az üzemidő-hosszabbítás térnyerésében is. Meg kell jegyezni, hogy az atomerőműveknek a jövőben nemcsak a villamosenergia-termelésben lesz szerepük, hanem a hidrogén-előállítási folyamat egyik potenciális primer energiaforrásként is szóba jönnek [4].

### Az atomerőművek gazdaságossága

Az atomerőművek létesítési költsége magas a későbbi üzemeltetéshez viszonyítva, ezért a megfelelően üzemelő atomerőművek hosszú távú üzemeltetése folyamatos garanciát jelent a nyereségességre. Az új atomerőművek gazdaságossága azonban több tényezőtől függ, például a megújuló energiaforrások rendelkezésre állásától, az energiaigény növekedésének a sebességétől, a villamosenergia-piac szerkezetétől, a befektetési környezettől. A 3. ábra új erőművek fajlagos létesítési költségét mutatja be nyolc különböző tüzelőanyag-bázison [5]. Az ábra nem veszi figyelembe az externális költségeket (az emberi egészséggel, a környezet károsításával, a társadalom életkörülményeiben, szociális viszonyaiban bekövetkező károkkal kapcsolatos költségeket). Jó tudni azonban, hogy a teljes technológiai láncra vetítve, a szénbázisú villamosenergia-termelés becsült externális költsége 1,5–14,0 eurocent/kWh, az olaj bázisúé 0,4–7,0 eurocent/kWh, a földgázé 0,4–4,5 eurocent/kWh, míg az atomerőműben megtermelt villamos energia esetében az externális költség 0,007–1,0 eurocent/kWh értéket vesz fel [6]. Előrejelzések szerint néhány éven belül a széndioxidkibocsátás-kereskedelem is jelentős hatással lehet a villamos energia árára, ami a kibocsátásért felelős erőművek termelési árainak emelkedése miatt növelni fogja az atomerőművek versenyképességét [7].

A villamosenergia-piac elmúlt évtizedekben bekövetkezett liberalizálása, valamint az iparág privatizációja olyan környezetet hozott létre, amelyben versenyhelyzet alakult ki az egyes erőművek, illetve energia-átalakító technológiák között. Ez a verseny rákényszerítette az atomerőművek tulajdonosait és üzemeltetőit termelési és gazdasági mutatóik folyamatos javítására. A 4. ábra a világ atomerőművei rendelkezésre állásának alakulását mutatja az elmúlt másfél évtized folyamán [5]. Ugyanez a javuló tendencia el-



4. ábra. Az atomerőművek rendelkezésre állásának növekedése [5]

mondható az atomerőművek biztonsági mutatóiról is.

Az atomerőművek létesítésének és üzemeltetésének gazdaságossági szempontjait elemezve elmondható, hogy az üzemelő atomerőművek jelenlegi és közeljövőben várható gazdaságosságát több – esetenként egymással ellentétes hatású – tényező határozza meg. Általánosságban azonban megállapítható az *üzemelő atomerőművek jelenlegi és jövőbeni felértékelődése*.

### A jövő atomerőművei belépésének várható időpontja

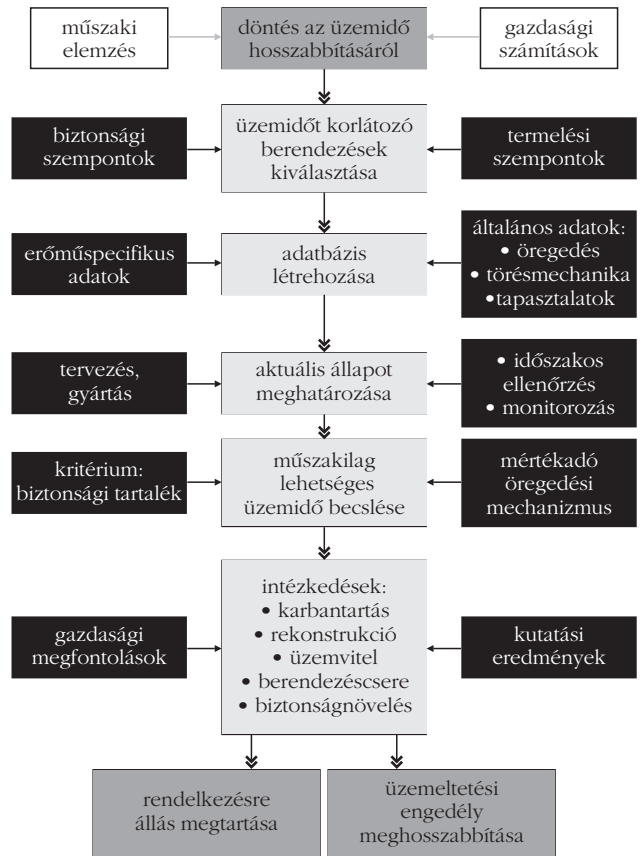
A ma üzemelő atomerőművek legfőbb technológiai sajátosságai már az 1960-as évekre kialakultak. A bekövetkezett fejlődés – a technológia alapelveinek gyakorlatilag változatlanul hagyása mellett – elsősorban a technikai újítások bevezetésében és az üzemelés során összegyűlt tapasztalatok felhasználásában merült ki. A nukleáris technológia forradalmi fejlődését azoktól az átfogó nemzetközi programoktól várhatjuk, amelyek célja a „jövő atomerőműveinek”, azaz az atomerőművek negyedik generációjának kifejlesztése [8]. A jövő atomerőművei létrehozását célzó átfogó programok végrehajtása során követelményként jelennek meg mindazok a szempontok, amelyek ma hozzájárulnak az atomerőművek ellentmondásos megítéléséhez. Ilyenek például a villamos energia árának versenyképessége, az alacsony pénzügyi kockázat, a biztonság igazolása a közvélemény előtt, a radioaktív hulladék mennyiségének csökkentése, valamint a fűtőelemciklus érzéketlensége katonai célú felhasználásra. Igazi áttörésre e projektek eredményeképpen azonban csak évtizedek múlva lehet számítani.

Az előzőek tükrében belátható, hogy az atomerőművek alkalmazása továbbra sem nélkülözhető a villamosenergia-termelésben. Figyelembe véve azt, hogy a negyedik generációs atomerőművekre még néhány évtizedet várni kell, az atomerőművek élettartam-gazdálkodása – és különösképpen üzemidő-hosszabbítása – a fejlődés törvényszerű fokozatának tekinthető. *Az atomerőművek üzemidő-hosszabbítása hidat képez a huszadik század és a huszonegyedik század nukleáris technológiája között.*

## Az üzemidő-hosszabbítás folyamata

Az élettartam-gazdálkodásnak a bevezetésben idézett definíciója lehetőséget nyújt egymástól eltérő gyakorlati megvalósításokra. Az egyes országok által járt utak milyenségét több tényező együttesen határozza meg, mint például a műszaki vagy biztonsági szempontok, az adott ország energiapolitikája, de nem kisebb súllyal esik latba a lakossági elfogadás szempontja. Egy adott országon belül eltérő viszonya lehet az üzemidő-hosszabbításhoz a folyamat szereplőinek, nevezetesen az atomerőmű tulajdonosának és üzemeltetőjének, az atomerőmű vagy főberendezési szállítójának, a hatóságnak, illetve a műszaki-tudományos háttér intézményeinek. Az eredményes üzemidő-hosszabbítás alapvető feltétele azonban bármely országban az atomerőmű(vek) kifogástalan üzemeltetése és karbantartása, a nemzetközi tapasztalatok figyelembe vétele, a biztonság és költséghatékonyság folyamatos növelése, valamint a felkészültség nagyleptékű rekonstrukciók végrehajtására és az öregedési mechanizmusok kutatási eredményeinek az alkalmazására [9]. Az atomerőművek üzemidő-hosszabbítása fő folyamatának egy lehetséges változatát mutatja be az 5. ábra.

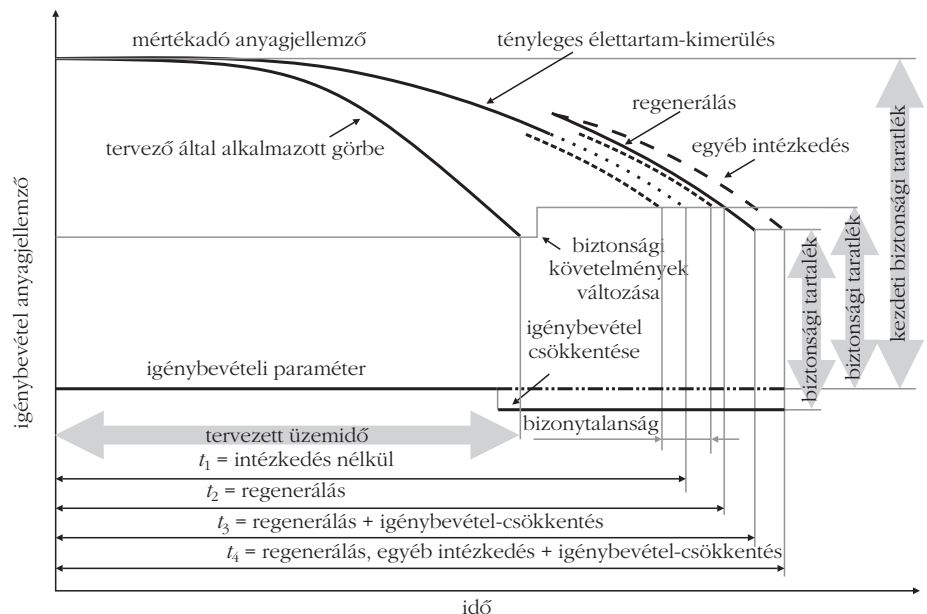
A folyamat az üzemidő-hosszabbításról hozott döntéssel kezdődik. A döntést előzetes műszaki elemzéseknek és részletes gazdasági számításoknak kell megalapozniuk. Ezek az elemzések jelölik ki az erőmű optimálisan megcélozható üzemidejét. A döntést követi az üzemidő szempontjából kritikus (az üzemidőt korlátozó) berendezések, rendszerek kiválasztása. A kiválasztás legfontosabb szempontja a biztonság. Tapasztalatok alapján e berendezések a fővízkör nyomáshatároló berendezései közül kerülnek ki (reaktortartály, gőzfejlesztő). Kiemelt figyelmet kell szentelni a reaktor leállításához és leállított állapotban tartásához, illetve az esetleges súlyos üzemzavar következményeinek megakadályozásához, a radioaktív kibocsátás elkerüléséhez vagy mérsékléséhez szükséges berendezések szerkezeti és funkcionális integritása biztosításának is (pl. a villamos kábeleknél, a motoros működtetésű szelepeknek, a konténment szerkezetének és egyéb berendezéseknek). A kiválasztott berendezések esetében részletes adatbázist hoznak létre és meghatározzák a berendezések tényleges állapotát. Mindezek alapján elvégezhető a berendezések műszakilag lehetséges üzemidejének becslése, majd a szükséges intézkedések megfogalmazása és bevezetése. Az 5. ábra azt is bemutatja, hogy az üzemidő-hosszabbítás egyes lépéseire milyen információk szükségesek.



5. ábra. Üzemidő-hosszabbítás általános folyamata

A teljes folyamatért az atomerőmű tulajdonosa, illetve üzemeltetője a felelős. A nukleáris biztonsági hatóság feladata a megfelelő szabályok megalkotása a tervezési élettartamon túli üzemeltetés engedélyezéséhez, a biztonság igazolásának értékelése és – ezek alapján – a döntéshozatal a használati engedély kiadásáról a tervezett üzemidőn túli üzemeltetés időszakára.

6. ábra. Az üzemidő-hosszabbítás összefüggései



## Az üzemidő-hosszabbítás eszközei

A 6. ábra a kritikus berendezés üzemidejének alakulásával kapcsolatos összefüggéseket mutatja be. A vízszintes koordinátán a naptári idő (élettartam, üzemidő), a függőleges koordinátán az adott berendezés állapotát leíró paraméterek (mértékadó anyagjellemző, igénybevétel) található. Látható, hogy a kezdeti biztonsági tartalék az üzemidő előrehaladásával folyamatosan csökken, aminek oka a berendezés szerkezeti anyagának öregedése (pl. reaktortartály esetében a sugárkárosodás okozta elridegedés és szívósságvesztés). A biztonsági tartalék csökkenésének oka lehet az igénybevételi paraméter növekedése is (pl. a reaktor teljesítményének növelése). Az aktuális biztonsági tartalék nagysága is változhat az üzemelés folyamán (általában a biztonsági követelmények szigorodása eredményeként).

Az igénybevétel, az élettartam-kimerülési folyamat kinetikája és a biztonsági tartalék ismeretében kaphatjuk meg a tervezett és a tényleges üzemidőt. Az ábra példaként négy üzemidő-változatot tüntet fel ( $t_1 - t_4$ ). Az ábrából kiolvashatók az üzemidő-hosszabbítás elvi és gyakorlati lehetőségei, amelyek alapvetően az 5. ábrán bemutatott folyamat „műszakilag lehetséges üzemidő becslése” és „intézkedések” lépéseinek tartalommal való kitöltését jelentik. Ezek a következők:

### A berendezések igénybevételének csökkentése

Ugyanaz a biztonsági tartalék hosszabb üzemidőt eredményez, ha a berendezés üzemi terhelésből adódó igénybevételét csökkentjük. A mechanikai igénybevétel (feszültség) csökkenthető a berendezés megfelelő részének átalakításával. Az ismétlődő igénybevétel csökkenthető megfelelő üzemmenet tartásával, ami elsősorban a terhelésváltoztatások, a leállások és újraindítások – általánosságban a kisciklusú fáradáshoz hozzájáruló igénybevételi ciklusok – számának csökkentésében nyilvánul meg. A korróziós igénybevétel mérsékelhető célszerűen megválasztott vízkémiai rendszer alkalmazásával. Az igénybevétel csökkentésére a reaktortartály sugárkárosodásnak kitett hengeres része esetében a legkritikusabb igénybevétel, a nyomás alatti hőszokk (*Pressurized Thermal Shock, PTS*) tranziens-paramétereinek enyhítése kínál lehetőséget. A tartályfal belső felületén kialakuló hőszokk értéke az üzemzavari hűtőközeg hőmérsékletének megnövelése útján akár 25%-kal is csökkenthető.

### A szerkezeti anyag öregedési folyamatainak lassítása

Az öregedési folyamatok lassításának lehetőségei közül legkézenfekvőbb a reaktor teljesítményének csökkentése (számottevő eredmény érdekében 10–20% csökkentéssel kell számolni), de ennek megvalósítására vonatkozó hivatkozást nem találtunk. Ide sorolandók azok a tervezési módosítások, amelyek célja az igénybevételnek jobban ellenálló anyagminőség vagy az igénybevétellel szembeni ellenállás szempontjából ked-

vezőbb gyártástechnológia alkalmazása. Az eróziós-korróziós anyagelhordásnak kitett, ötvözetlen acélból készült csőszakaszok, csőívek ellenállóbb acélra történő cseréje lassítja azok elhasználódását. A korróziós károsodási folyamat lassítása céljából cserélik a turbina-kondenzátorok hűtőadó csöveit ellenállóbb anyagminőségűre. A VVER-440 reaktor (Pakson ez a reaktortípus üzemel) belső berendezései közül a közbenső rúd-megfogó fej gyártása során megfelelő metallurgiai kezelés (átolvasztás) bevezetése, valamint a forgácsolással történő alakítás helyett a képlékeny alakítás bevezetése lassította a megfogó fej anyaga szívósságvesztésének folyamatát és csökkentette a fej törésének valószínűségét. A reaktortartályfal sugárterhelése kisebb gyorsneutron-fluxust biztosító speciális zónaelrendezéssel csökkenthető. A tartályfal védelme tovább fokozható árnyékoló fűtőelemkötegeknek az aktív zóna szélső pozícióiba történő helyezésével.

Az öregedési folyamatok felújításokkal vagy teljes berendezéscserékkel is mérsékelhetők. A berendezéscserére a legszemléletesebb példa a gőzfejlesztők cseréje, amit általában a hűtőadó csövek előrehaladott feszültségkorróziós károsodása miatt hajtanak végre. A reaktortartály cseréje nem reális lehetőség, de a sugárkárosodás hatása a jelenleg ismert egyetlen módszerrel, a tartály károsodott tartományának regeneráló hőkezelése útján mérsékelhető (az anyagtulajdonságok és a szívós-rideg állapotra jellemző átmeneti hőmérséklet az eredetihez közeli értékre visszaállítható).

### Műszakilag lehetséges üzemidő, a becslés megbízhatóságának növelése

A műszakilag lehetséges üzemidő becsléséhez ismerni kell a berendezések üzemeltetést megelőző és üzemeltetés közbeni állapotát. A berendezések állapotának ellenőrzése történhet folyamatos monitorozással, vagy üzemeltetés közbeni időszakos vizsgálattal. A folyamatos monitorozás során az élettartamot korlátozó berendezések kritikus helyeinek hőmérséklet-, illetve nyomásváltozásait mérik és használják fel az ismétlődő igénybevétel okozta halmozódó károsodás folyamatának követésére. Folyamatos állapotellenőrzésként nyúlásmérő bélyeges feszültség/alakváltozás-mérés, rezgésmérés, akusztikus emisszió mérése is szóba jöhet. Az időszakos ellenőrzés a berendezéseknek, illetve elsősorban azok hegesztési varratainak meghatározott időközönként elvégzett roncsolásmentes vizsgálata.

Az élettartambecslés megbízhatóságára hatással van az alkalmazott számítási modell megbízhatósága, valamint az alkalmazott mérési és számítási eljárások pontossága. Az első tényező a tudományos megismerés elmélyítését igényli, elsősorban a károsodási mechanizmusok terén, míg a második a mérések és számítások bizonytalanságának csökkentése útján járul hozzá az élettartambecslés megbízhatóságának a növeléséhez. Megbízhatóbb modellek kialakításához elengedhetetlen a kutatási eredmények folyamatos figyelemmel kísérése és felhasználása. A mérési és számítási módszerek tökéletesítése terén megemlíthetők a roncsolás-

mentes vizsgálatok megbízhatóságának növelését eredményező tevékenységek (vizsgálatminősítés), valamint a repedést tartalmazó berendezések további üzemeltethetőségének értékelésére szolgáló törésmechanikai számítási eljárások tökéletesítése.

### Biztonságnövelő intézkedések

A biztonságnövelő intézkedések elmaradása csökkenti az üzemidőt. Az atomerőmű üzemeltetése időszakában végrehajtott biztonságnövelő intézkedések célja – az üzemi tapasztalatok, az új szempontok alapján elvégzett biztonsági elemzések és a műszaki–tudományos ismeretek bővülése alapján – a biztonság adott korban megkövetelt szintjének biztosítása. Ennek illusztrálására a 6. ábrán a biztonsági tartalékot nem változtatlanként ábrázoltuk az erőmű üzemideje alatt. Az ábra szignifikáns változást mutat, de folyamatos növekedés vagy több diszkrét változás is lehetséges.

Ahhoz, hogy a reaktor üzemét ne kelljen korlátozni a szigorúbbá vált biztonsági követelmények miatt, biztonság-növelő intézkedéseket kell végrehajtani.

### Irodalom

1. *Glossary of Nuclear Power Plant Ageing*. OECD/NEA, Paris, 1999.
2. *Nuclear Power Reactors in the World*. Reference Data Series No. 2. International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005.
3. Vajda Gy.: *Energiapolitika*. Magyar Tudományos Akadémia, Budapest, 2001.
4. IAEA-TECDOC-1085: *Hydrogen as an Energy Carrier and Its production by Nuclear Power*. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1999.
5. *Nuclear Technology Review 2006*. International Atomic Energy Agency, Vienna, 2006.
6. Fazekas A.I.: *Villamosenergia-termelési technológiák jellemzői*. MAFE, Budapest, 2005.
7. Civin V.: A ki nem bocsátott széndioxid, mint áru. *A Magyar Villamos Művek Közleményei 1* (2004) 32–42.
8. Szatmáry Z.: A jövő atomerőművei. *Műszaki Tudomány 11* (2001) 1292–1299.
9. Davies, M. et al: Harmonising national life management approaches. *Nucl. Eng. Intern.* 4 (2003) 12–14.

## RADIOAKTÍV HULLADÉKOK FÖLD ALATTI ELHELYEZÉSÉNEK »VIZES« KÉRDÉSEIRŐL

Nagy Zoltán, Buday Gábor  
Radioaktív Hulladékokat Kezelő Kft.

### A radioaktív hulladékok föld alatti elhelyezése

Egy föld alatti radioaktív hulladék-tároló a radioaktív hulladékokat az emberi és biológiai környezettől elszigetelő természetes és mesterséges gátak rendszeréből épül fel. A természetes gát a tárolót befogadó kőzetből és annak geológiai környezetéből áll. A geológiai környezet főbb elemei a talaj- és rétegvizek (együttesen a felszín alatti vizek), valamint a kőzetalkotó ásványok és a felszín alatti vizek kémiai tulajdonságai által meghatározott geokémiai környezet. A mesterséges gátak rendszerének alkotóelemei a kondicionált hulladékforma, a hulladéksomag, a hulladéksomagot kívülről körülvevő, azt védő csomagolás, a hulladéksomagok közötti réseket kitöltő anyag, valamint a föld alatti tárolótérség fala és az ott elhelyezett hulladéksomagok közti „üres” térrészt kitöltő tömedékanyag.

E természetes és mesterséges gátaknak együtt kell biztosítaniuk, hogy a tárolóban elhelyezett radioaktív hulladéknak az emberi környezetre gyakorolt radiológiai hatása – megfelelően hosszú időn keresztül – a hatóságok által előírt határ alatt maradjon.

Egy föld alatti (geológiai) tárolóban a természeti környezetnek (a természetes gátak) nemcsak azt kell biztosítani, hogy a mesterséges gátak megfelelően „működhessenek”, hanem ezen kívül fel kell tartóztatnia azokat a radionuklidokat, amelyek a mesterséges gátak rendszerén keresztül a bioszféra felé tartanak.

### A föld alatti vizek jelentősége

A természeti környezetben belül a föld alatti vizek szerepe azért jelentős, mivel egy föld alatti radioaktív hulladék-tároló rendszerint a talajvízszint alatt helyezkedik el teljes egészében, és a föld alatti vizek által történő szállítódás az a legvalószínűbb természetes mechanizmus, amely segítségével a radionuklidok elérhetik az emberi környezetet. Ezért egy radioaktív hulladék-tároló létesítésével, üzemeltetésével és bezárásával kapcsolatban különösen nagy súlyt kell fektetni a hidrogeológiai környezet megismerésére, megértésére és megfigyelésére.

A hidrológiai körforgás keretében a vizek folyamatosan alakulnak át egyik állapotukból a másikba. A víz eső, ónos eső vagy hó formájában hullik le a földre. A csapadék egy része a tavakba, folyókba és óceánokba hullik, illetve folyik. Ezeket nevezzük felszíni vizeknek. A csapadék másik része beszivárog a talajba.

A talajba beszivárgott víz egy része onnan elpárolog, egy másik részét a növényzet szívja fel és párologtatja el. A párologtatás eredményeként a levegőbe visszakeringő vízből felhők képződnek, amiből eső formájában a víz visszahullik a földre, ezzel zárva a hidrológiai ciklust.

A talajban az elpárolgás és a növényzet által történő elpárologtatás után visszamaradó vizeket nevezzük felszín alatti vizeknek. A felszín alatti vízszint felszíntől mért távolsága területenként változó. Ahhoz, hogy a

felszínről beszivárgó víz eléri a felszín alatti vízszintet, a helyi körülményektől függően órákra, évekre van szükség. A beszivárgó vizek csak az első vízzáró réteggig tudnak beszivárogni. A vízzáró rétegek között található vizeket rétegvizeknek nevezzük.

A felszín alatti vizek a kőzetekben lévő apró pórus-terekben és/vagy a kőzetekben lévő repedésekben mozoghatnak. A mozgás sebessége többek között nem csak a pórusterek és/vagy repedések nagyságától függ, hanem attól is, hogy ezek milyen mértékben összekötöttek. A talajvizek mindig fentről lefelé áramlanak. A rétegvizek esetében, amikor a rétegvíz nyomás alatt van, az áramlás iránya lehet felfelé irányuló is, ugyanis a nyomás alatt levő rétegvíz mindig az alacsonyabb nyomású hely felé áramlik.

Amennyiben a kőzetben található valamely pórus-ter vagy repedéster nincs közvetlen kapcsolatban rétegvízzel, akkor ezek „üresek”, azaz vízmentesek is lehetnek, hiába található felettük, körülöttük akár több száz méter vastagságban vízzel telített kőzet. Ebből következően egy föld alatti térség kialakítása csak a feltárt repedések egy részéből folyik ki víz. A föld alatti térségbe egy adott időtartam alatt bejutó víz mennyisége függ a vizet tartalmazó repedések nagyságától és sűrűségétől.

A vizek kora a  $^{14}\text{C}$ -, illetve  $^3\text{H}$ -tartalmuk alapján jól meghatározható. A vizek korának megismerése azért fontos, mert egy felszín alatti víz magas kora arra utal, hogy az adott vízföldtani környezetnek nincs, vagy nagyon korlátozott kapcsolata van csak a jelenkori csapadékkal, azaz a felszínnel. Ez azt is jelenti, hogy a vizsgált víztömeg nincs kapcsolatban közvetlenül a felszínre mutató gyors áramlási pályákkal.

A vízzel telített kőzeteknek abban a részében, amelyben nincs se repedés, se pórustér (az ún. kőzetmátrixban), a víz csak diffúzió útján tud mozogni.

A radioaktív hulladék-tárolókban alkalmazott mesterséges gátrendszer egyik legfontosabb szerepe az, hogy megfelelően hosszú ideig lehetetlenné tegye, hogy víz férjen az elhelyezett hulladékhoz, és abból radionuklidokat oldjon ki. A jó mesterséges gátrendszerre az jellemző, hogy igen hosszú időn át a víz csak diffúzióval tud mozogni benne.

Bármilyen jó is egy mesterséges gátrendszer, „természetes elöregedése” következtében – egy bizonyos idő elteltével – biztosan elveszíti kedvező tulajdonságait, és nem tölti be többé a tőle elvárt szerepet. Így víz érheti a tárolóban elhelyezett hulladékot és abból radionuklidokat oldhat ki, és a kioldott radionuklidok a víz segítségével kiléphetnek a tárolóból a természetes környezetbe.

Ekkor válik igen lényegessé a természetes gátrendszer, azaz a tároló geológiai környezete. A radioaktív hulladék tárolás szempontjából a jó geológiai környezet

- gátolja a víz mozgását, azaz csökkenti a benne lévő víz mozgási sebességét,
- nem a bioszféra irányába vezeti el a tárolótérből kilépő vizeket, és
- elősegíti a vízben oldott radionuklidok megkötődését, kiszűrődését a repedések felületén.

Ezért célszerű a föld alatti radioaktív hulladék-tárolókat olyan vízföldtani környezetbe telepíteni, ahol a vízáramlás lefelé irányul, így megnő annak az útvonalnak a hossza, amely mentén a radionuklidok kijuthatnak a felszínre. Ez egyben azt is maga után vonja, hogy a radionuklidok hosszabb idő alatt érhetik el a felszínt annál, mintha közvetlenül felfelé vinné őket a víz.

A hosszabb útvonalon több oldott radionuklid tud megkötődni a repedések fala mentén, a hosszabb időtartam miatt pedig több oldott radionuklid bomlik el a természetes radioaktív bomlás miatt. Mindezek következtében, mire a tárolóból kilépő víz eljut a bioszférába, jelentősen csökken, vagyis gyakorlatilag a nullához közelít a benne oldott radionuklidok mennyisége.

## A Bábaapátiban létesíteni tervezett Nemzeti Radioaktív Hulladéktároló vízföldtani környezete

Sokévnyi kutatás után 2005 elején megkezdődött a Bábaapátiban létesíteni tervezett Nemzeti Radioaktív Hulladéktároló 250 m mélyen kialakítandó tárolókamráinak elérhetőségét biztosító két lejtakna kialakítása. A tárolót teljes egészében gránit kőzetben alakítják ki, mégpedig mintegy 200 méterrel a gránitban megfigyelt talajvízszint alatt.

A terület kutatása 1996-ban kezdődött, és az eddig kivitelezett közel 9000 m fúrással megvizsgálták többek között a befogadó kőzetet, annak vízvezető képességét, a víz korát, áramlási irányát és sebességét. A kutatásokban több mint 200 hazai és külföldi szakember vett, illetve vesz részt, és a mai napig több mint 22 millió mért, megfigyelt kutatási információ került be a központi kutatási adatbázisba.

A terület vízháztartásának vizsgálata szerint az éves csapadékösszeg sokéves átlaga 632 mm. A lehullott csapadék mintegy 92%-a párolog el a felszínről és a talajzónából, illetve párologtatódik el a növényzet által. Sokéves átlagban mintegy 25 mm-nyi csapadék

A bábaapáti kutatási telephely



szivárog be a talajba. Körülbelül ugyanekkora csapadékmennyiség felszíni lefolyással távozik a vízgyűjtő területéről.

A talajba beszivárgott víz 95–99%-a a mállott gránitban oldalirányban eláramlik, mivel a mállott gránit vízvezető képessége mintegy 2–3 nagyságrenddel felülmúlja az üde gránitét. Az üde gránitba a beszivárgott víz 1–5%-a jut, ami 0,25–1,25 mm-nyi éves csapadéknak felel meg.

A talajnedvesség függőleges irányú mozgása igen lassú, 0,075–0,17 m/év, így a dombtetőkön a csapadékvíznek több száz évre van szüksége, hogy elérje az összefüggő talajvízszintet.

Az üde gránitösszetétel hasadékos víztartó képződmény: a kristályos alapközet gyakorlatilag vízzáró; a vízáramlás pedig szinte kizárólag egyes nyitott repedések, hasadékok mentén történik. A fúrásokban észlelt nyitott repedések mintegy 7%-a bizonyult vízadóknak. A vízáramlás zöme elsősorban egyes lokális vízvezető zónákhoz kapcsolódik (de a vízadó repedések aránya a fúrásokban ezekben a zónákban sem lépte túl a 35%-ot). A vizsgálatok szerint a nyitott repedések nélküli kristályos alapközet szivárgási tényezője  $10^{-12}$  m/s körüli érték, azaz a víz benne alig tesz meg többet 3 méternél 100 000 év alatt.

A tároló térségében 250 méterrel a felszín alatt a gránitban található repedésvizek kora 7000 és több mint 10 000 év között változik, tehát még a repedésekben is igen lassú a vizek áramlása.

A tervezett tároló térségében nem csak a vizek áramlási sebessége, hanem azok áramlási iránya is kedvező, azaz az áramlás függőleges komponense lefelé irányuló. A modellezések szerint ennek köszönhetően a tárolótérbe szennyező anyag csak több ezer – néhány tízezer év alatt juthat a felszínre, és ezalatt jelentős mértékben fel is hígul. (Ehhez természetesen arra is szükség lenne, hogy az épített műszaki gátak sérüljenek – lásd később.)

A számítások szerint a tárolóból esetleg kijutó radionuklidok a felszíni vizekben az eredeti állapothoz képest mintegy tízezerszeresen felhígulva jelennek csak meg.

A 30 éves felezési idejű, lebomló szennyeződés már a tároló közeléből sem képes nagyobb távolságra eljutni, szinte helyben elbomlik, és esetünkben ilyen felezési idejű izotópokkal szennyezett hulladék végleges elhelyezéséről van szó.

Az elhelyezendő hulladékok acélhordóba csomagolva érkeznek a tároló felszíni telephelyére. A hordókat vasbetonkonténerekbe helyezik, a hordók közét és a felettük lévő teret inaktív cementtel töltik ki. A konténerek köré bentonitos szigetelőréteg kerül. A tárolókamra szabadon maradó térsége öntömörödő betonnal lesz feltöltve. Ez utóbbi tömédékkanyaggal kapcsolatban elvárás, hogy szivárgási tényezője ne legyen nagyobb, mint  $10^{-11}$  m/s.

Ez a műszaki (mesterséges) gátrendszer

- elszigeteli a hulladékot a környezetétől, így a tároló nyitva tartása alatt megakadályozza az akaratlan vagy szándékos emberi behatolást,

- rossz vízvezető képessége révén hidraulikus gátat alkot, azaz csökkenti a hulladékkal érintkezésbe kerülő víz mennyiségét, ezáltal lassítja a konténerek tönkremenetelét és korlátozza a radionuklidok kijutását a földtani környezetbe,

- a tömédékkanyagban jelen lévő jelentős mennyiségű cement kedvező megkötő tulajdonsága révén elősegíti a szennyező anyag visszatartását,

- a nagy mennyiségben felhasznált cement tartósan magas pH-t, erősen lúgos környezetet teremt, amely egyes radioaktív izotópokra oldhatósági korlátot eredményez, emellett stabilizálja, és ezáltal kiszámíthatóbbá teszi a geokémiai környezetet,

- a tömédékkanyag megtámasztja a vágatbiztosítást, ezáltal hosszabb időtávlatban megakadályozza a tárolókamrák kőzetkörnyezetének föllazulását.

A modellezési eredmények azt mutatják, hogy a betömédékelte kamrákon belül a beton tönkremenetele időben csak igen kis mértékben befolyásolja a kamrákba jutó víz mennyiségét; a betömédékelés befejezésekor és az 50 000 évvel későbbi időpontban a kamrákba egy adott időegység alatt belépő vizek mennyisége között nincs nagyságrendi különbség. Ennek magyarázata egyszerűen az, hogy hiába nő meg a beton tönkremenetele következtében vízvezető képessége, a közvetlen földtani környezet alacsony szivárgási tényezője mintegy felülről korlátozza az egységnyi idő alatt a tárolótérbe lépő víz mennyiségét.

2003-ban, a felszín alatti munkák megkezdése előtt, szakvélemények készültek a lejtaknában várható vízbeáramlás mértékéről. A fúrási adatok, modellszámítások, külföldi analógiák alapján megállapították, hogy a legjelentősebb egyedi vízbeáramlások hozama rövid távon elérheti az 500 liter/percet, azonban a korlátozott utánpótlódás miatt ez a hozam néhány nap – néhány hét alatt a töredékére csökken. A vízbelépés intenzitása a fő vízvezető zónák előzetes elcementezésével jelentősen mérsékelhető. A szakvélemény szerint elcementezés nélkül a lejtaknák 100 m-ére vetítve 30 liter/perc átlagos beszivárgás várható.

A lejtaknába történő vízbeáramlás a tároló építési és üzemeltetési ideje alatt elsősorban műszaki kérdés, hiszen a beszivárgó vizet szivattyúkkal a felszínre lehet és kell emelni, illetve a lejtaknába soha sem kerül hulladék elhelyezésre. A tároló végső lezárását követően azonban a hosszú távú biztonság szempontjai a lényegesek, hiszen a szennyezett víz a fő vízvezető zónák mentén juthat csak a felszín közelébe, ezért a lejtaknák a tárolókamrákhoz hasonlóan teljes mértékben el fogják tömédékelni, kizárva ezzel a további vízbelépés lehetőségét, illetve azt, hogy a lejtaknák lehetséges áramlási pályaként „működjenek”.

2004-ben, a lejtaknák kihajtásának megkezdése előtt az a döntés született, hogy a lejtaknában a vízbeáramlás mértékét 100 m-enként 10 liter/perc alá kell csökkenteni és ennek érdekében a fő vízvezető zónákat injektáló anyaggal el kell cementezni. A lejtaknák kihajtása ennek megfelelően folyik: a lejtak-



nákban előre mélyített fúrásokkal vizsgálják a kőzetet, és ha jelentős vízvezető képességű zónát harántolnak, azt előzetesen elcementezik.

Jelenleg már mindkét lejtakna hossza eléri az 1700 métert, és megközelítik a tároló tervezett mélységét. Az előfúrásokban eddig észlelt legnagyobb egyedi beáramlás 180 liter/perc volt. A lejtaknák hosszának kevesebb, mint 15%-án volt szükség előinjektálásra, és a felszínre emelt teljes vízmennyiség jelenleg 160 liter/perc, azaz 100 m lejtaknahosszra vetítve kevesebb, mint 5 liter/perc.

A lejtaknák falát löttbetonréteg támasztja meg. Ennek a kőzetomlás megakadályozása, és nem a vízkizárás a feladata, így az el nem cementezett kisebb repedésekből helyenként csepegés, szivárgás észlel-

hető. Ezek mértéke azonban sem a vágathajtás, sem a biztonság szempontjából nem jelent problémát. A vízbetörést jelentő, belépési pontonként 2500 liter/perc értéket meg sem közelítik.

A felszín alatti tároló 2007-ben készült létesítési engedélyezési terve a jelenleg alkalmazott vízkizárási módszereket megfelelőnek értékeli. Ez a megállapítás a tároló létesítési engedély-kérelmét megalapozó biztonsági elemzés eredményeit összefoglaló biztonsági jelentésben alapul. A biztonsági elemzés eredményei alapján kijelenthető, hogy az elkövetkező 200 000 évben a tároló létesítése, üzemeltetése és bezárása (felhagyása) következtében a lakosságot érő dóziszárulék több mint egy nagyságrenddel a hatóságilag előírt dózismegszorítás szintje alatt marad.

## HARGITAI CSABA

1939–2007

### Hargitai Csaba korai évei a fizikában

*Hargitai Csabát* sokan szerettük, tiszteltük emberségéért, tudásáért, humoráért, új botrányokról szóló szórakoztató történeteire és a világ minden dologára kiterjedő érdeklődéséért. Mindenki nagy sikereket várt tőle, de sorsa másként alakult. Az ő történetét szeretném pontosan elmondani és ezért a szokásosnál részletesebben. Minden szomorú sors tanulságos, remélem az ő sorsa is az.



Hargitai Csaba fizikus évfolyamának egyik kiemelkedően tehetséges tagja volt és érdeklődése korán az elméleti fizika felé fordult. Azon kevesek közé tartozott, aki nem az elemi részek, hanem a kondenzált anyagok elméletével kívánt foglalkozni. Már hallgatóként is rendszeresen látogatta az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékének szemináriumait, és ott az egyetlen ilyen irányú szemináriumot *Szabó János* és *Abonyi Iván* szervezte a plazmafizika köréből. Szabó Jánossal mint hallgató írta a magneto-hidrodinamika egyenletei megoldásának egyértelműségére vonatkozó dolgozatát. Azután a KFKI Szilárdtestfizikai Főosztály akkor alakuló elméleti csoportjához került (*Menyhárd Nóra*, *Sólyom Jenő*, *Siklós Tivadar*, *Solt György* és *Zawadowski Alfréd*). Itt csoportosan láttak hozzá a szilárdtestfizika elméleti alapjainak elsajátításához. Ekkor a Szovjetunióban több csoportban is a statisztikus fizika problémáira a térelméleti módszereket alkalmazták. Így került sor arra, hogy *Pál Lénárd* felismerve ennek

fontosságát, felkérte őt és engem, hogy egy heti három órás szeminárium formájában ismertessük az akkor frissen megtanultakat. Ebből egy jegyzet is készült, amelyet a fiatal generáció sok éven át forgatott. A tanulás sok területre kiterjedt, többek között a fázisátalakulások elméletére, amelyet a főosztályon folyó kísérleti munkák igényeltek. Ez tette szükségessé a csoportelmélet alapos tanulmányozását. Később, ugyancsak ketten, egy széles kör által látogatott bevezető szilárdtestfizikai előadás sorozatot tartottunk *Ziman* könyve alapján heti három órában egy éven keresztül. Foglalkozott a szupravezetés és a szuperfolyékonyág elméletével, majd figyelme alapvetően a mágnesség, illetve a fémekben előforduló mágneses szennyezések felé fordult, és ez iránti érdeklődése élete végéig meghatározó maradt.

Ez az időszak az egész elméleti csoport számára nem az önálló publikálás, hanem a tanulás időszaka volt. Ebben az időben egyetlen dolgozata jelent meg, amelyet *Pócsik György* sugallatára írt, aki az összegyszabályok révén kívánta az elemi gerjesztések energiáit meghatározni. Ekkor felmerült, hogy hogyan lehet a Bose-kondenzációt mutató szuperfolyékony héliumra alkalmazni Pócsik György módszerét. Ezt a problémát Csaba egy rövid, de igen elegáns dolgozatban oldotta meg. 1965-ben a többiekkel együtt folytatta a tanulást igen lelkesen, iszonyatos alaposággal és eltökéltséggel. Mindenki számára készen állt, hogy elmélyült tudását megossza és így a többieket eredményesen segítse.

1968 körül Pál Lénárd bevonta a kísérleti mágneses vizsgálatokba és így a  $Mn_3Pt$  fázisátalakulásra vonatkozó kísérleti kutatásokat tartalmazó dolgozatban az elméleti háttérrel biztosította. Ezt követően, amíg az Elméleti Csoportban dolgozott, érdeklődése középpontjára

ban az akkor kiterjedt nemzetközi érdeklődést kiváltó híg mágneses ötvözetek maradtak. Ő sohasem választotta a könnyebb utat. A Kondo-effektus területén a fizikai szempontból sokkal mélyebb vonatkozású Anderson-modell mellett maradt, amíg én Sólyom Jenővel a könnyebb kezelhetőség okán a Kondo-modellnél. Az előbbi részletesen leírja a mágnesség forrását képező d-elektronívót és az arra ható Coulomb- és kicserélődési kölcsönhatást, valamint a d-elektronoknak a vezetési elektronokkal való hibridizációját, amíg az utóbbi a szennyezés spinjét készen kezeli.

Csaba ebben az időszakban megdöbbenően sokat dolgozott és egyre mélyebben foglalkozott a fizikai jelenségekkel. Sokszor előfordult, hogy a fiókjára mutogatott, ahol hosszú számítások heverték, amelyek létezéséről fogalmunk sem volt. A tökéletesség és a problémák átütő megértése volt a célkitűzése, amely feltehetően gátolta abban, hogy cikket írjon. Egyre inkább a kérlelhetetlen magányos küszködést választotta és így egyre jobban elszakadt a többiektől. Ugyanekkor rendkívüli érdeklődést mutatott a kísérleti adatok iránt, és egy-egy, az irodalomban fellelhető új kísérlet lehetséges értelmezése hosszú időre lekötötte.

1969-ben két rövid dolgozata jelent meg. Az egyik dolgozatában a mágneses anyagok ellenállásának kritikus viselkedésében mutatkozó anomáliát magyarázta meg. Itt arra mutatott rá, hogy a kritikus ponthoz közelítve az elektronok szabad úthossza meghatározóvá válik és a kritikus exponenst megváltoztatja. Ez a különösen tömör dolgozat jól mutatja gondolkodásának mélységét.

Ekkoriban történt, hogy diplomamunkást vállalt *Corradi Gábor* személyében. Vizsgálatainak tárgyát az a kísérleti tény adta, hogy a friss mérések szerint az alumínium alapú híg mágneses ötvözetek fajhőjének anomálishan nagy az értéke. Az alumínium alapú ötvözetek hosszú időre meghatározták érdeklődését. Ez a dolgozat tükrözte már tudományos pályafutásának keserű alakulását. Abban az időben a világhírű *Harry Suhl* kezdeményezésére *Pascal Lederer*, *Martin Zuckermann* és sokan mások elkötelezték magukat azon feltevés mellett, hogy a szennyezés d-nívóján csupán az elektron-lyuk fluktuációk lényegesek, amíg az elektron-elektron csatorna szerepe elhanyagolható. Csaba anagynevé Harry Suhl-t követve hihetetlen energiákat fordított arra, hogy az alumíniumötvözetre vonatkozó összes kísérleti adatot értelmezze és több éven keresztül ezzel foglalkozott. Ekkor került szoros kapcsolatba *Kedves Ferenc*cel, aki Debrecenben – világszinten is nehéznek elismert – magas hőmérsékletű méréseket végzett.

A Csaba által is elfogadott irányzat 1972-ig tartott, amikor egy azóta fiatalon elhunyt libanoni születésű fizikus, *George Iche* arra hívta fel a figyelmemet, hogy a perturbációs számítás rendjében az elektron-lyuk és az elektron-elektron fluktuációk azonos nagyságúak. Ezt akkor sikerült általánosabban is megfogalmazni egy szimmetria segítségével, és Harry Suhl kevesebb mint egy óra alatt belátta, hogy feltételezése tarthatatlan. Talán a sors íróniája, hogy Hargitai Csaba figyelmét erre éppen egy közeli barátjának kellett felhívnia és nem másnak.

1971-ben írta az utolsó tisztán elméleti cikkét. Ebben az igen elegáns cikkben (*Phys. Rev. Letters*, 26 (1971) 772) *Grüner Györggyel* kimutatta, hogy a d-nívó rezonanciájának hőmérsékletfüggése megjelenik a szennyezés körüli töltéssűrűség amplitúdójában és így annak mérésével a rezonancia szélessége meghatározható. Ezt a dolgot még most is idézik. Az ezt követő években *Grüner György* volt az élharcosa azoknak a vizsgálatoknak, amelyek bebizonyították, hogy az alumínium alapú ötvözetek is Kondo-rendszerek, csupán a Kondo-hőmérsékletük igen magas. Ezeknek az elképzeléseknek a kialakulásában *Kedves Ferenc* előbb említett mérései alapvető szerepet játszottak.

Csaba ebben az időben szinte észrevehetetlenül eltávolodott korábbi barátaitól és munkatársaitól, és ma már senki sem emlékezik arra az időpontra, amikor átérte magát a Fémfizikai Osztályra, ahol haláláig igen termékenyen támogatta a kísérleti kutatásokat széles körű ismereteivel és mély elméleti tudásával.

Ez az elméleti fizika szempontjából szomorú történet bizonyára nem így alakult volna, ha saját maga számára a mércét és az elvárásokat nem teszi teljesíthetetlenül magasra.

*Zawadowski Alfréd*

## Fémüvegektől a számítástechnikáig

Az MTA SZFKI Fémkutatási Osztály nyugalmazott tudományos főmunkatársa, Hargitai Csaba 2007. szeptember 11-én, életének 69. évében elhunyt.

Hargitai Csabát szinte egész szakmai pályafutása a KFKI-hoz, ezen belül az SZFKI kollektívájához kötötte. Semmiképpen nem túlzás azt állítani, hogy az intézet második otthona volt, teljes odaadással próbált ennek a szakmai közösségnek hasznára válni.

Elméleti fizikusként kezdett tevékenykedni a KFKI-ban az 1960-as évek elején, és a híg ötvözetek, valamint a mágnesség területén ilyen minőségben tette le a névjegyet. Igen komoly fordulat következett be életében, amikor a 70-es évek közepén javaslatot tett az amorf ötvözetek (fémüvegek) tanulmányozására. Széleskörű tudását és ismereteit felhasználva intellektuális meggyőzéssel sokunkat rávett az ehhez a kutatási területre kapcsolódásra. Tette mindezt az akkor alapított Fémfizikai Osztály vezetőjeként, és a gyorsított fémüveg előállítás technológia beindításában, valamint a kísérletekben való aktív személyes részvétellel is. Akik szorosabban együtt dolgoztunk vele ebben az időszakban, tudjuk, hogy az üvegek képződésére vonatkozólag számos olyan elméleti eredménye volt, hogy csak sajnálni lehet, amiért nem vitte ezeket végig tudományos közlemény megjelentetéséig. Mindenesetre még most – több mint három évtized távlatából visszatekintve – is látszik, hogy ez a téma indítás milyen sikeres volt, hiszen ezek a kutatások a közreműködésével szervezett 1980-as budapesti nemzetközi fémüveg-konferencia idejére már széleskörű elismertséget hoztak nemcsak az ezen a témán dolgozó KFKI-s, hanem több mint húsz magyar tudományos intézmény kutatóinak is.

Mindezek alapján ki kell fejeznünk iránta a tiszteletünket azért, hogy a magyar fémfizikai közösség előtt sikeres utat tárt fel, hiszen igen sok egyetemi és akadémiai értekezés, valamint tudományos fokozat született az általa kezdeményezett kutatási területen végzett tevékenységek alapján. A budapesti fémüveg-konferenciának a társszerkesztésével megjelent, sokat idézett munkákat tartalmazó kiadványa mellett a magyar szerzők közreműködésével született, amorf ötvözetekkel foglalkozó nemzetközi publikációk nagy száma is jelzi ezt (az 1991-ben összeállított utolsó ilyen bibliográfiánk szerint már akkor 600 fölött volt ez a szám). Hálásaknak kell lennünk neki ezért az indításért és a későbbi támogatásáért is, amit olyan önzetlen odaadással végzett, hogy emellett nem tudott vagy talán nem is akart időt szakítani arra, hogy saját maga is értekezés írásával és tudományos fokozat szerzésével bajlódjon.

Az 1980-as konferencia táján történt megbetegedése miatt a későbbiekben nem tudott elég aktívan részt venni az általa indított kutatásokban. Ekkor viszont, a 80-as évek közepétől, a Csepel Művekben folyó fémüvegkutatások előkészítésében, különös tekintettel a félüzemi gyártás beindításában vállalt komoly szerepet. Társ szerzője lett a csepeli kollégákkal közösen írt számos közleménynek is, amelyek a fémüvegeknek a lágymágneses alkalmazásokkal kapcsolatos tulajdonságaival foglalkoztak. Ennek az érdeklődésnek megfelelően vett részt a pásztázó elektronmikroszkópos (SEM) mágneses doménvizsgálatokban, és ebben a témakörben jelent meg három utolsó közleménye.

Szakmai érdeklődése azonban a fémüvegkutatások dominálta időszakában sem korlátozódott csupán erre a területre. Bekapcsolódott a biológiai anyagokon és fémhidrideken végzett NMR-vizsgálatok eredményeinek interpretációjába, szerkezeti modellt dolgozott ki

az amorf fémhidridekre és az 1980-as évek végén a „hidegfúzió” lehetősége olyannyira nem hagyta őt sem hidegen, hogy egy közleményt jelentetett meg ebben a témában.

Kutatói életpályáját lényegesen befolyásoló tényező volt, amikor egy külföldi konferencia alkalmával a 70-es évek végén beszerzett magának egy számítógépet. Az új iránti fogékonysága és alapvetően elméleti fizikusi indíttatása miatt ettől kezdve egyre inkább a kibontakozó számítástechnikai lehetőségek felé irányult a figyelme. Bár ezáltal egy kicsit eltávolodott a fizikától, azonban ilyen irányú érdeklődése révén nyertünk egy olyan kollégát, aki nem mindennapi megszállottsággal vetette bele magát ennek az újdonságnak a megismerésébe és osztotta meg velünk új ismereteit. Bárki, aki hozzá fordult, támogatást kapott tőle ezen a területen is.

A saját maga elé állított magas követelmények mellett bizonyára ez az önzetlenség is hozzájárult ahhoz, hogy – miközben a környezetében dolgozó kutatók publikációs tevékenységére komoly hatást gyakorolt – három és fél évtizedes kutatói pályáján 34 folyóirat-cikke (ebből 7 egyszerűen) és 17 konferenciaközleménye jelent csak meg.

Most, amikor végső búcsút veszünk tőle, átfut rajtunk az a gondolat, hogy nem mindig éreztettük a megfelelő elismerést mindazért a segítségért, amit tőle kaptunk, bár – zárkózott természetéből következően – soha nem panaszkodott erről. Érzékelve a hazai fizikusközösség részéről az elvesztése alkalmából kifejezett őszinte sajnálatot és hiányérzetet, biztosak lehetünk benne, hogy mindenkiben a tudása iránti tisztelet és a példamutató segítőkészsége iránti hála marad meg, és ennek szellemében fogjuk megőrizni emlékezetünkben.

*Bakonyi Imre*

## A FIZIKA TANÍTÁSA

# A MAGFIZIKAI KUTATÁSOK HŐSKORA, NŐI SZEMMEL – I.

Radnóti Katalin  
ELTE TTK Fizikai Intézet

A magfizika, a nukleáris technikával kapcsolatos ismereteink kialakulásában sok női kutató is tevékenyen részt vett. Az itt olvasható, majd ezt követő írásainkban elsősorban néhány ismert és ma már alig ismert egyéniség nagyságát kívánjuk bemutatni munkásságuk egyes momentumaira fókuszálva, eredeti idézetekkel, gondolatmeneteik mai jelentőségének kiemelésével tisztelegve tudományos teljesítményük előtt. Írásunk első részében *Marie Curie* munkásságából adunk ízelítőt, elsősorban kutatói pályájának korai éveire koncentrálna.

Marie Curie (1867–1934), lengyel származású, két Nobel-díjat is elnyert tudós asszony, *Becquerel* javaslatára kezdett el foglalkozni a radioaktivitással, amely elnevezés is tőle származik. Így ő tekinthető e tudományág „anyjának”.

1903-ban készült doktori értekezésében saját kutatási eredményeinek ismertetése mellett célul tűzte ki azt is, hogy összefoglalást adjon a radioaktivitással kapcsolatos addigi ismeretekről. Az értekezés címe: *Kutatások a radioaktív anyagok köréből*. Ebben írta le többek közt az általa felfedezett két új elem, a polónium és

rádium előállításának munkálatait, a radioaktív sugárzások tulajdonságait, mérési lehetőségeit, hatásait, biológiai vonatkozásait és lehetséges orvosi felhasználásait, a bomlás során keletkező, általa emanációnak elnevezett gáznemű termék tulajdonságait.

Doktori védése után fél évvel kapta meg a Nobel-díjat férjével és Henri Becquerellel közösen. A díj odaítélésének indoklása: „A radioaktív sugárzás felfedezéséért és tanulmányozásáért.” A disszertáció nagyon rövid időn belül magyarul is megjelent *Zemplén Győző* fordításában a *Mathematikai és Physikai Lapokban*, a Mathematikai és Physikai Társulat kiadásában Budapesten, az 1904. és 1905. évi számokban, öt részletben, mindösszesen 125 oldalon. Az értekezés szakmai érdekessége mellett az olvasását az is különlegessé teszi, hogy a több mint 100 évvel ezelőtt készült magyar fordítás sajátosan régies nyelvezetű. Írásunk első részében ebből adunk közre néhány részletet.

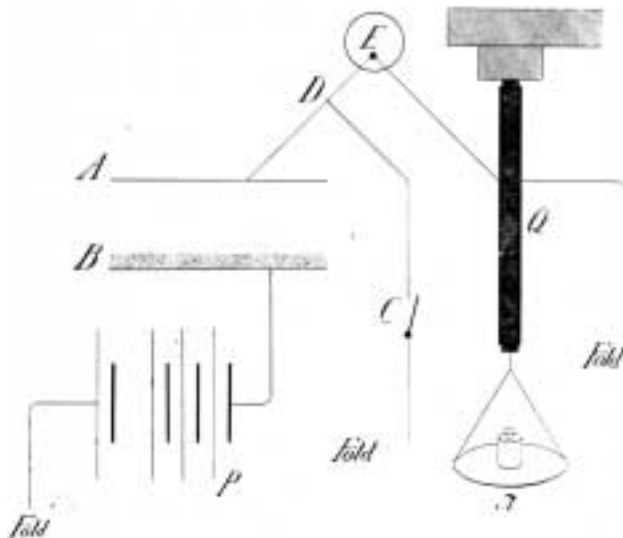
## Mit és hogyan mértek?

A radioaktivitás felfedezését követően az első fontos probléma a különböző mennyiségi összehasonlításokra lehetőséget adó mérési módszerek kidolgozása volt. A sugárzás erősségére például az ionizáció révén, a levegő elektromos vezetőképessége megváltozásának mérése alapján lehet következtetni. Marie Curie ezt a módszert alkalmazta (Sklodowska Curie 1906).

„Az alkalmazott módszer a levegőnek radioaktív anyagok behatolása alatt nyert elektromos vezetőképességének le mérésében áll. Ezen eljárás előnye, hogy gyorsan végezhető és hogy számokat szolgáltat, amelyek egymással összehasonlíthatók.”

Az e célra konstruált „műszer” lényegében egy lemez kondenzátor volt, és az aktív anyagot egyik lemezre vitték föl egyenletesen elosztatva, por alakban. A kibocsátott radioaktív sugárzás vezetővé tette a lemezek közti levegőréteget. A mérési feladat e vezetőképesség le mérése volt.

Állandó áramforrás használatával feltöltöttek egy lemez kondenzátort, majd kompenzálták feszültségét, amelyet egy elektrométer jelzett. A kompenzációhoz piezoelektromos kvarckristályt használtak. Amikor a radioaktív por a lemezek közé került, akkor a kvarckris-



1. ábra. Marie Curie készüléke

tályt fokozatosan terhelték. Minden pillanatban kompenzáció állt fenn. Így lemérhető volt az ionizált levegőn keresztül a kondenzátoron áthaladó áramerősség, amely minden esetben egy állandó értékhez közelített. Marie Curie ezt az áramerősséget tekintette a radioaktivitás mértékének. A mért áramerősségek  $10^{-11}$  A nagy-

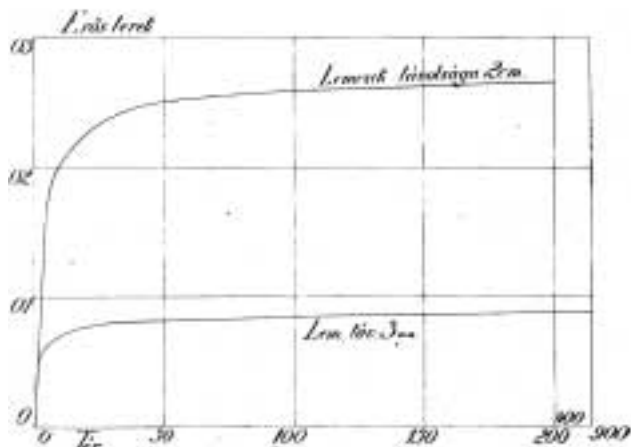
Az 1927-es, kvantumfizikával foglalkozó, brüsszeli 5. Solvay-konferencián készült kép, a tudós társaság egyetlen hölgytagja a kétszeres Nobel-díjas Marie Curie.

Álló sor balról jobbra: Auguste Piccard (1884–1962) svájci fizikus, Émile Henriot (1885–1961) francia vegyész, Paul Ehrenfest (1880–1933) osztrák fizikus, Ed(?) Herzen belga vegyész, Théophile De Donder (1872–1957) belga fizikus, Erwin Schrödinger (1887–1961) osztrák fizikus, Nobel-díj 1933, Jule-Émile Verschaffelt (1870–1955) belga fizikus, Wolfgang Pauli (1900–1958) osztrák-svájci fizikus, Nobel-díj 1945, Werner Heisenberg (1901–1976) német fizikus, Nobel-díj 1932, Ralph H. Fowler (1889–1944) angol fizikus, Léon Brillouin (1889–1969) francia-amerikai fizikus.

Második sorban ülnek balról jobbra: Peter Debye (1884–1966) holland fizikai kémikus, Nobel-díj 1936, Martin Knudsen (1871–1949) dán fizikus, William Lawrence Bragg (1890–1971) ausztrál fizikus, Nobel-díj 1915, Hans A. Kramers (1894–1952) holland fizikus, Paul A. M. Dirac (1902–1984) angol fizikus, Nobel-díj 1933, Arthur H. Compton (1892–1962) amerikai fizikus, Nobel-díj 1927, Louis V. de Broglie (1892–1987) francia fizikus, Nobel-díj 1929, Max Born (1882–1970) német fizikus, Nobel-díj 1954, Niels Bohr (1885–1962) dán fizikus, Nobel-díj 1922.

Első sorban ülnek balról jobbra: Irwin Langmuir (1881–1957) amerikai vegyész, Nobel-díj 1932, Max Planck (1858–1947) német fizikus, Nobel-díj 1918, Marie Curie (1867–1934) lengyel-francia fizikus, Nobel-díj 1903 és 1911, Hendrik A. Lorentz (1853–1928) holland fizikus, Nobel-díj 1902, Albert Einstein (1879–1955) német fizikus, Nobel-díj 1921, Paul Langevin (1872–1946) francia fizikus, C. E. Guye, Charles T. R. Wilson (1869–1959) skót fizikus, Nobel-díj 1927, Owen W. Richardson (1879–1959) angol fizikus, Nobel-díj 1928.



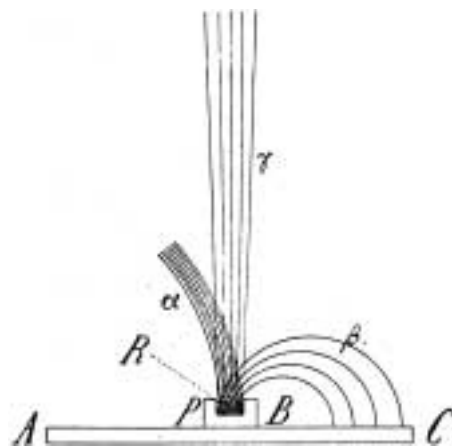


2. ábra. Ionizációs áramerőségek

ságrendűek voltak. A kondenzátor minden esetben légköri nyomáson volt, vagyis állandók voltak a körülmények. Az értekezésben bemutatja a műszer rajzát (1. ábra), néhány grafikont, és a különböző, általa vizsgált radioaktív anyagok esetében mért telítési áramerőséget értékeket. Ezek alapján megállapítja, hogy a radioaktívítás atomos jelenség kell, hogy legyen.

Az 1. ábrán  $AB$  lemezes kondenzátor. Az aktív anyag a  $B$  lemezen terült el por alakjában. A  $B$  lemez magas potenciálra került, míg az  $A$  lemez a  $CD$  drót segítségével földelt. Az  $A$  lemez potenciálját az  $E$  elektrométer jelezte. Ha a  $C$  kapcsolóval megszakították a földdel való kapcsolatot, akkor az  $A$  lemez feltöltődött, ami kitérítette az elektrométert. A kitérítés sebessége arányos az áramerőséggel, ennek mértékéül szolgálhat. Előnyösebb volt azonban a mérést úgy végezni, hogy az  $A$  lemez töltését úgy kompenzálták, hogy az elektrométer ne térjen ki. Kompenzálsra a  $Q$  piezoelektromos kvarckristály szolgált. Ennek egyik fegyverzete az  $A$  lemez, a másik pedig a földhöz volt kötve. A kvarckristályt húzásnak vetették alá, úgy hogy a  $\pi$  tálkába súlyokat helyeztek. A húzás fokozatosan történt, és mérni kellett annak idejét. Tehát adott idő alatt mérték le a kondenzátoron áthaladt töltést, ami maga az áramerősség. Az áramerősség értéke telítésbe megy, amint ez a 2. ábrán látható.

A Curie-házaspár laboratóriuma



3. ábra. A radioaktív sugárzás eltérülése mágneses mezőben

A természetben szép számmal található instabil atommag által kibocsátott  $\alpha$ -,  $\beta$ - és  $\gamma$ -sugárzások mágnesestérbeli viselkedésének tanítása során az ő doktori értekezésében szereplő ábrát (3. ábra), vagy ahhoz nagyon hasonló stílusú rajzokat bemutatni a témával foglalkozó tankönyvekben. A leírás szerint az  $R$  rádiumot egy  $P$  ólomtömbbe vájtt kis mélyedésbe helyezik és annak környezetében erős homogén mágneses teret létesítenek, amely a rajz síkjára merőleges. A preparátumból kiinduló sugarak különválnak, s ezt az  $ABC$  fényképezőlemezén észlelhetjük.

Amennyiben a kis vályút vékony (0,1 mm vastagságú) alumíniumlemezrel befedik, az  $\alpha$ -sugarak nagy része már eltűnik. A  $\beta$ -sugarak abszorpciója sokkal kisebb mértékű, míg a  $\gamma$ -sugaraké alig észrevehető. Marie Curie vizsgálta, hogy a különböző típusú sugárzások számaránya miként változik az összeshez viszonyítva. Sok ilyen mérésorozat is található az értekezésben. Ezzel az egyszerű módszerrel a különböző forrásokból származó és különböző típusú sugárzások hatótávolságát próbálták meghatározni levegőben, illetve különböző vastagságú fémlemezek segítségével. A sugarak hatótávolsága az energiájuktól függ.

Még évekig úgy utaltak egy-egy radioaktív anyag bomlástermékeinek energiájára, hogy az általa kibocsátott sugárzás hatótávolságát adták meg. Az  $\alpha$ -részecskék esetében  $15^\circ\text{C}$  hőmérsékletű és 760 Hgmm nyomású levegőben cm-ben mért adatokat hasonlították össze (2–8 cm közötti értékek). A hatótávolság az az úthossz, amit a részecske megtesz megállásáig. A  $\beta$ -sugárzás esetében azt az alumíniumlemezvastagságot adják meg, amely a sugárzás felét elnyeli. A  $\gamma$ -sugárzás esetében pedig a felezési ólomlemez vastagságát.

Marie Curie dolgozatában utalt arra is, hogy míg az  $\alpha$ -részecskék energiája meghatározott érték, addig a  $\beta$ -részecskék esetében ez közel sincs így. Ezt jelzi az ábrán is, hiszen a  $\beta$ -sugarak mágneses mezőben való eltérülésének érzékeltetésére több különböző sugarú körívet rajzolt.

„A  $\beta$ -sugarak ugyanúgy terelődnek el, mint a katódsugarak, és a rajzsíkban kör alakú görbékbe mennek át, amelyek sugara tág határok közt ingadozik. ... Valóságos folytonos spektrum.”



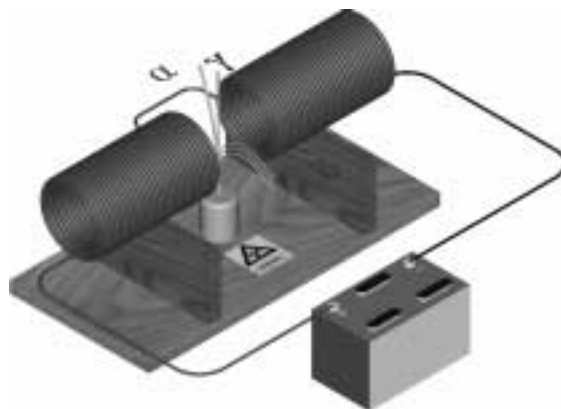
4. ábra. Mágneses mezőben eltérített  $\alpha$ -,  $\beta$ - és  $\gamma$ -sugárzás „fényképe”

## Fényképek a radioaktív sugarakról

Nagyon érdekesek a radioaktív sugarak elhajlásáról a Curie-házaspár által hosszú expozíciós idővel készített fényképek, amelyeket *Weszelzky Gyula* közölt 1917-ben megjelent könyvében.

A kép (4. ábra) rádiumkészítményt tartalmazó anyag sugárzásáról készült, amelyet mágneses mezőbe helyeztek. Az eredeti képet úgy vették fel, hogy teljesen elsötétített helyiségben elektromágnes két sarka közé, alul elzárt, vastag falú, szűk nyílású ólomcsövet és e mellé fényérzékeny lemezt helyeztek. A fényképező lemezt úgy hajlították a cső nyílása felé, hogy a csőből kilépő sugarak ériék. Az ólomcső feneke régebbi rádiumkészítményt helyeztek el. Erre azért volt szükség, hogy mindhárom típusú sugárzás jelen legyen. A mérési elrendezés sematikus képe az 5. ábrán látható.

Lányaival, Irene-nel és Eve-vel útban Amerikába



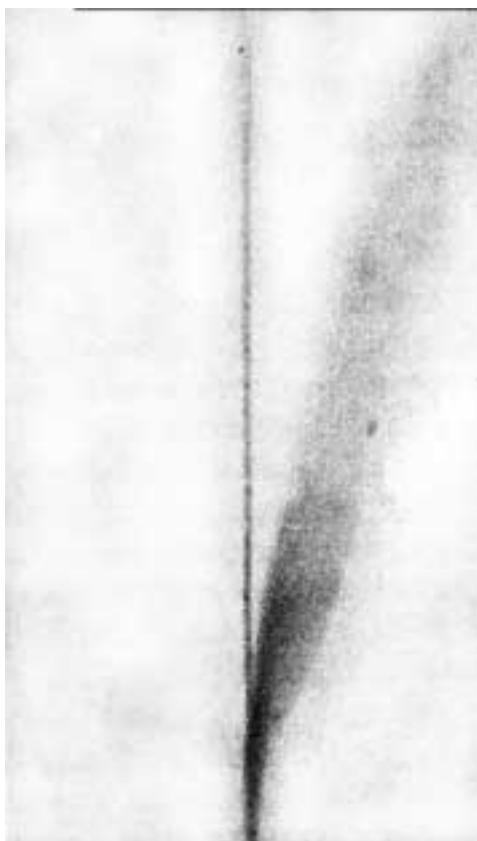
5. ábra. A mágneses mezőben eltérülő sugarak pályája

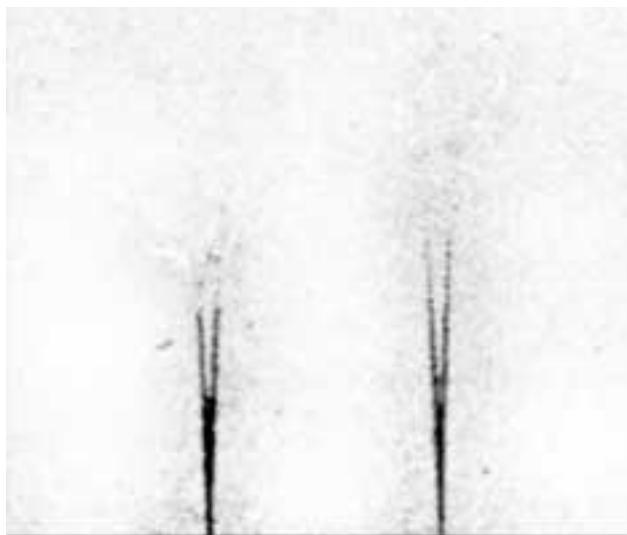
Az egyenes irányú, sötétebb sáv az el nem térített  $\gamma$ -sugárzásra és az  $\alpha$ -sugárzásra utal. Ez utóbbi csak kis mértékben térítődik el, amelyet nem is vettek észre még a kutatások elején. A ferde irányú és kicsit világosabb szétterülő sáv a  $\beta$ -sugarak útját mutatja. Látható, hogy a  $\beta$ -sugarak határozottan eltérülnek a mágneses mezőben, és egyben az is, hogy különböző mértékben.

A kép (6. ábra) az előzőhöz hasonlóan készült, de itt csak  $\gamma$ - és  $\beta$ -sugárzást kibocsátó preparátumot alkalmaztak. Jól látható, hogy a  $\gamma$ -sugarak útját jelző egyenes sokkal keskenyebb szélű, mint az előző képen. A  $\beta$ -sugárzás nyoma hasonló az előzőhöz.

A harmadik esetben (7. ábra) kizárólag  $\alpha$ -sugárzást kibocsátó készítményt használtak a felvétel elkészítéséhez, és az előbbieknél jóval erősebb mágneses teret al-

6. ábra. Mágneses mezőben eltérített  $\beta$ - és  $\gamma$ -sugárzás „fényképe”





7. ábra. Mágneses mezőben eltérített  $\alpha$ -sugárzás „fényképe”

kalmaztak. Továbbá az elektromágnes áramkörébe átkapcsolót iktattak, mely néhány perces időközökben megváltoztatja az áram irányát, és ezzel felcseréli a mágnessarkokat. Ezért láthatóak V alakban elhajló csíkok.

## A $\beta$ -részecskék tömege

Marie Curie értekezésében olvasható *Walter Kaufmann* (1871–1947) vizsgálata is, aki a béta-részecskéket és a katódsugárzást is tanulmányozta. A  $\beta$ -részecskék vizsgálatához szükséges rádiumot a Curie-házaspártól kapta. Marie Curie dolgozatának bevezetőjében leírta, hogy több fizikusnak küldtek mintákat kifejezetten azért, hogy minél többen foglalkozhassanak a radioaktivitás témakörével, és kialakulhasson az új tudományterület.

Kaufmann azt állapította meg, hogy a  $\beta$ -sugárzás a katódsugárzáshoz hasonló természetű, ellenben a fajlagos töltésre ( $e/m$ , ahol  $e$  a részecske töltése,  $m$  pedig a tömege) más értéket kapott (1. táblázat).

Kaufmann mérésének leírása 1901-ből Marie Curie interpretációjában: „...a rádiumsugaraknak igen vékony kévét elektromos és mágneses tér egyidejű hatásának vetette alá, a két tér homogén, irányuk ugyanaz volt (merőleges a sugár eredeti irányára). A sugárzó forrással ellentett oldalra, a terek határán túl,

1. táblázat		
Az elektronok fajlagos töltésének változása sebességük függvényében		
	$e/m$ (elektromágneses egység, $10^7$ )	$v$ ( $10^{10}$ cm/s)
katódsugaraknál	1,865	0,7
rádiumsugaraknál	1,31	2,36
	1,17	2,48
	0,97	2,59
	0,77	2,72
	0,63	2,83

az eredeti sugárirányra merőlegesen elhelyezett fényképező lemezen hagyott benyomás egy görbe, melynek minden pontja az eredeti összetett sugárkéve egy-egy sugarának fele meg. A legnagyobb áthatoló képességű és legkevésbé eltérített sugarak azok, amelyeknek sebessége a legnagyobb.”

Az összetartozó adatok kiszámítása, a számítás menete a következőképp írható le mai jelöléseinkkel:

Az elektromos mező hatása:

$$E \cdot e = m \cdot a, \quad \text{innen} \quad a = \frac{E \cdot e}{m},$$

beírva

$$s = \frac{a}{2} t^2 = \frac{v^2}{2 \cdot a} = \frac{v^2 \cdot m}{2 \cdot E \cdot e},$$

innen

$$\frac{e}{m} = \frac{v^2}{2 \cdot E \cdot s},$$

ahol  $E$  a kondenzátorban lévő elektromos mezőt jellemző elektromos térerősség,  $a$  a mező hatására létrejött gyorsulás,  $s$  a kondenzátorlemezekre merőleges elhajlás,  $v$  pedig a kiválasztott sugárkévében lévő  $\beta$ -részecskék sebessége.

A mágneses mező hatása:

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

innen

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{B \cdot R},$$

ahol  $B$  a mágneses mezőt jellemző indukcióvektor nagysága,  $R$  pedig a mező hatására kialakuló körpálya sugara.

Mindkét esetben kifejeztük  $e/m$  értékét, melyek adott kéve esetében azonosak, így ezt felírva

$$\frac{v^2}{2 \cdot E \cdot s} = \frac{v}{B \cdot R},$$

innen a sebesség:

$$v = \frac{2 \cdot E \cdot s}{B \cdot R},$$

majd az adott sebességhez tartozó  $e/m$  érték is meghatározható.

„Ebből az következne, hogy a részecske  $m$  tömege a sebesség növekedésével növekszik.” Így szól Kaufmann és Marie Curie interpretációja. *Einstein* ezzel foglalkozó cikke 1906-ban jelent csak meg, melyben a mennyiségi viszonyok is szerepelnek. *Einstein* azonban nem tudott a fent említett mérésekről, pedig azok már akkor magyar nyelven is megjelentek!

## Mekkora energia szabadul fel?

A radioaktivitás felfedezése után komoly feladat volt a keletkező részecskék energiájának pontosabb meghatározása. A Curie-házaspár különböző módokon próbálta ezt megtenni. Az első adatok az  $\alpha$ -részecskékre vonatkoztak. A mágneses eltérésekből és egyéb megfigyelésekből, például a kalorimetrikus mérések alapján látszott, hogy a kémiai reakciókhoz képest óriási energiák szabadulnak fel a radioaktív folyamatok során.

Az könnyen észrevehető volt, hogy a rádiumvegyületek mindig kissé melegebbek, mint a környezetük. Ha egy ilyen vegyületet kaloriméterbe helyeztek, megállapítható volt, hogy minden gramm rádium körülbelül 588 J hőt fejleszt óránként. Ezt az értéket elosztva a keletkező  $\alpha$ -részecskék számával, meg lehet határozni egy részecske energiáját. A bomlások számának a meghatározása egy spintariszkópnak nevezett műszer segítségével történt.

A spintariszkóp egy kis méretű doboz, amelynek az alját belülről cink-szulfiddal vonták be, míg a másik oldalára egy lencsét helyeztek. A lencse és a cink-szulfid felület közé egy tüt tettek, amelyre kis mennyiségű radioaktív anyagot vittek fel. A tűről a cink-szulfid felületre került  $\alpha$ -részecskék a nagyítón keresztül megfigyelhető szcintillációt, fényfelvillanást hoznak létre. Figyelembe kell venni azt is, hogy a rádium bomlása során három olyan bomlási termék, leányelem is felhalmozódik, amelyek szintén  $\alpha$ -részecskéket bocsátanak ki.

Egy konkrét mérés a következőképp történhetett: Lemértek 5 mg rádiumot tartalmazó sót, amelyet 5 liter vízben feloldottak. A jól összekevert oldatból ezután 1 mm<sup>3</sup> jutott a spintariszkóp tűjére, ahonnan a víz elpárolgott, és ottmaradt a rádiumtartalmú anyag. A mérési összeállítás elrendezése olyan, hogy az  $\alpha$ -részecskéknél csak századrészt lehet észlelni (hatásfok). A mérés 100 másodperce során 37 felvillanás volt látható. A spintariszkóp tűjére 10<sup>-9</sup> g rádium került. Mivel csak minden 100-ikat lehet észlelni, így 100 s alatt 3700 bomlás történik, vagyis 1 s alatt 37. 1 g rádium esetében pedig 10<sup>9</sup>-szer több, vagyis 3,7 · 10<sup>10</sup> bomlás másodpercenként, ami óránként 1,33 · 10<sup>14</sup> bomlást jelent. Az egy óra alatt fejlődő hő 588 J, ami az összes bomlás során keletkező energia. Bomlási sorra számolva az energia 588/(1,33 · 10<sup>14</sup>) = 4,42 · 10<sup>-12</sup> J, aminek még a negyed részét kell venni, tehát a rádium bomlási sorában keletkező  $\alpha$ -részecskék energiája körülbelül 1,1 · 10<sup>-12</sup> J.

A korabeli kutatók megdöbbentek a kiszámolt energiák láttán. Hiszen a kémiai reakciók esetében elemi átalakulásonként csak 10<sup>-18</sup> J nagyságrendű energia szabadul fel átlagosan. Tehát az atommag esetében körülbelül milliószoros az energia-felszabadulás!

Befejezésként végezzünk el néhány egyszerű modellszámítást, becslést a korabeli adatok felhasználásával, hogy mennyire is térülhetek el az  $\alpha$ - és a  $\beta$ -részecskék a mágneses mezőben!

A mágneses mezőbe az indukcióvonalakra merőlegesen érkező töltött testek körpályán fognak mozogni a Lorentz-erő hatására. A mozgásegyenlet a következő:

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

Innen a körpálya sugara:

$$R = \frac{m \cdot v}{q \cdot B}.$$

Tehát a fajlagos töltés reciprokára és a sebességadatra is szükség van. Marie Curie leírása alapján elektromágnezt alkalmaztak, az így előállított mágneses indukció 0,025 T volt mai mértékegységünkben felírva. (Ekkora mágneses indukció állítható elő egy 500 menetes, 10 cm hosszúságú tekercsben, ha abban 4 A áram folyik.)

Az 1. táblázatban található értékeknél a keresett körpályák sugaraira: 7,2 cm, 8,48 cm, 10,68 cm, 14,13 cm és 18 cm-nek adódnak.

Marie Curie írása alapján tudjuk, hogy az  $\alpha$ -részecskék eltérítéséhez 0,07 T mágneses indukciójú teret állítottak elő. Becsüljük meg, hogy mekkora sugara lenne a létrejövő körpályának! Vegyük a részecske energiáját 3 MeV-nek, mely reális érték!

A számoláshoz fel kell használnunk mai ismereteinket is (az  $\alpha$ -részecske tömegét és fajlagos töltését). Először számítsuk ki egy ilyen részecske sebességét!

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot E}{m}} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ m/s.}$$

Ezt behelyettesítve előbbi összefüggésünkbe 3,55 m-t kapunk. Tehát a levegőben néhány cm-es hatótávolságú  $\alpha$ -részecskék eltérülését valóban nem volt könnyű kimutatni.

Láthatjuk, hogy az  $\alpha$ -részecskék energiája nincs a relativisztikus tartományban. A proton tömegét a részecskefizikusok által használt 1 GeV-es nyugalmi energiával adva meg, az  $\alpha$ -részecske tömege ennek körülbelül a négyszerese, míg az energiája három nagyságrenddel kisebb. Ellenben az elektron nyugalmi energiája körülbelül 0,5 MeV, így a MeV nagyságrendű energiák esetében a  $\beta$ -részecskék energiája már a relativisztikus tartományban van (legalábbis a spektrum nagy energiájú vége). És ezt vette észre Kaufmann.

## Irodalom

Curie, Éva: *Madame Curie*. Gondolat Könyvkiadó, Budapest, 1967, ötödik kiadás

Curie, Marie: Doktori értekezés. (fordította: Zemplén Győző) *Mathematikai és Fizikai Lapok*. 14. és 15. évfolyam (1904 és 1905). 1904. 1. rész 228–245., 2. rész 354–375., 1905. 3. rész 25–48., 4. rész 110–142., 5. rész 280–312. Matematikai és Fizikai Társulat, Budapest kiadása.

Weszelszky Gyula (1917): A rádióaktivitás. *Magyar Kémiai Folyóirat* XXIII. évfolyamának melléklete. A Királyi Magyar Természettudományi Társulat, Budapest kiadása.



## A TÁRSULATI ÉLET HÍREI

### Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2008. évi Küldöttközgyűlése

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2008. május 31-én, szombaton 10.00 órai kezdettel tartja Küldöttközgyűlését az Eötvös Egyetem Fizikai épületének (Budapest, XI. Pázmány Péter sétány 1/A) 083. előadótermében.

A Küldöttközgyűlés nyilvános, azon bárki részt vehet. A Küldöttközgyűlésen a Társulat bármely tagja felszólalhat, de a szavazásban csak a területi és szakcsoportok által megválasztott és küldöttigazolvánnyal rendelkező küldöttek vehetnek részt.

Amennyiben a küldöttközgyűlés a meghirdetett időpontban nem határozatképes, akkor munkáját 10.30-kor, vagy a napirend előtti előadás után kezdi meg. Az ily módon megismételt Küldöttközgyűlés a megjelent küldöttek számára való tekintet nélkül határozatképes, de a jelen értesítésben szereplő tárgysorozatot nem módosíthatja.

Napirend előtti előadást (kezdet 10 óra) tart *Cserti József* (ELTE, Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék): *A jövő elektronikája: a spintronika* címmel.

Az Elnökség a Küldöttközgyűlésnek a következő tárgysorozatot javasolja:

1. Elnöki megnyitó; 2. A Szavazatszámoló bizottság felkérése; 3. Főtitkári beszámoló, 3.1 A Társulat 2007. évi közhasznúsági jelentése, 3.2 A Társulat 2008. évi költségvetése, 3.3 Határozati javaslat; 4. A Felügyelő Bizottság jelentése; 5. Javaslat az Alapszabály módosítására, 6. Vita és szavazás a napirend 3.–5. pontjával kapcsolatban; 7. A jelölőbizottság előterjesztése új tisztségviselők megválasztására; 8. Vita és választás; 9. A Társulat díjainak kiosztása; 10. Zárszó.

## HÍREK ITTHONRÓL

### Az ötödik Budapesti Szkeptikus Konferencia

Február 16-án a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Fizika Intézetének előadótermében került sor a lassanként hagyományosnak mondható tévégi *Szkeptikus Konferenciára*. Az idei konferencia beköszöntője az áltudományok alkalmazkodóképességére hívta fel a figyelmünket: *A báránnyal együtt jár a farkas akkor veszélyes, ha elbisszúlik, hogy bárány. Pedig olyan könnyen leleplezi saját magát! Egy relativitáselméletet kritizáló könyv komoly tanulmánynak tűnhet, egy vízautómodell a négy kerekével menetkész járműbőz hasonlít, és egy gyógyszernek látszó tárgy miért ne látszana gyógyszernek, még ha szerényen csupán táplálék-kiegészítőnek vallja is magát. De ha nyilatkozik a farkas, a mester, akkor hamar kiderülhet, hogy a relativitáselméletéről csak az antiszemitaizmus jut eszébe, hogy a vízautó működésének leírása egy alig tizenéves kérdéseiben elbukik, a gyógyszerrel pedig egyedül az állítható, hogy kisebb mennyiségben, bizonyos esetekben nem árt.*

A budapesti skeptikus konferenciákat a Fizikai Intézet munkatársai szervezik, és ennek megfelelően fizikaközpontúak. Idén a súlypont az evolúcióra, és annak hamis alternatívájára, az intelligens tervezésre esett, az előadók többsége mégis fizikus volt. Ez csak úgy volt lehetséges, hogy módszereiket, szemléletüket alkalmazták a konkrét evolúciós kérdések megválaszolásához, olyanokhoz, mint *az evolúciós játékok evolúciója*, vagy *hogyan létezik-e evolúció?* Természet-

esen volt az előadók között a biofizikus mellett paleontológus is, *a pénz darwini evolúciójának* kérdését pedig matematikus boncolgatta.

Ebben a rövid beszámolóban a neveket és pontos előadócímeket szándékosan hallgatom el, mert a konferencia egyik fő erőssége épp a hozzáférhetőség. Akik nem áldozták egész szombatjukat egy Budafoki-úti kirándulásnak, azok is figyelemmel kísérhették a konferencia eseményeit az élő internetes közvetítés jóvoltából, és aki később lett kíváncsi az elhangzottakra, az most is követheti a <http://www.szkeptikus.bme.hu> internetes címet beírva – akár előadásonként – a programot. Sőt, az előző négy konferencia előadásainak többségét is megtalálja a fenti címen archivált videofelvételek formájában. További érdekesség az idei konferencia archivált anyagának töredékessége, ami nem technikai, hanem verbális műhiba következménye.

A délutáni programban a média gyerekekre gyakorolt hatásának elemzése, majd hangsúlyozottan misztikum- és auramentes bűvészkükkök következtek – mindkét programpontra nyilvánvalóan az áltudományokkal szorosan összefüggő kérdéseket vet fel és segít megválaszolni. Ezután *Mindennapi áltudományaink* címmel esettanulmányok következtek Magyarország horoszkópjától a gravomágneses falszárításig. Közben történt egy stílusbeli félrelépés, amikor a megfogalmazás nem bizonyult eléggé körmönfontnak, és ez lehetséget

teremtett a megsértődésre, ami öncenzúrához kellett, hogy vezessen. Tanulság ebből is levonható: A lehetőségig személytelen fogalmazás az áltudományokkal szembeni fellépés állandó formai követelménye.

A nagyobb gond a rossz határfok, amiért aki eredményesen műveli a tudományt, kétszer is meggondolja, hogy vitába szálljon a sarlatánokkal. Ez a körülmény volt a konferenciát üdvözlő Nobel-díjas *Oláh György* szavai mögött. Amikor ugyanis néhány hónapja kiderült, hogy egy légből kapott állítást Oláh tekintélyére hivatkozva próbálnak elfogadtatni, az erre figyelmeztető levélre azt válaszolta, hogy: „Sajnos nem sokat lehet tennem, ha bármilyen módon is félrevezetően és nevetségesen hazug módon idéznek. Nem

tisztelem meg az ilyesmit, hogy tudományt vegyek róla, vagy eljárást indítsak. Az áltudomány elleni küzdelmeket azonban nagyon szívesen támogatom.” Ennek a támogatásnak a jegyében került sor egy másfél órás videokonferenciára, és az ott elhangzottak néhány mondata lett a konferencia mottója.

A befejezés pedig a *James Randi*val készült film, ami kétszeresen is ok az optimizmusra. Elsősorban a pseudo-science fáradhatatlan ellenfele, Randi maga, másodsorban pedig a konferencia közönsége, közelebbről az az elszánt száz fős kemény mag, amelyik kitarított este 9-ig, amíg a DVD képsorain a legmakacsabb kanálhajlítató is megtört Randi türelmes tekintete előtt.

*Füstöss László*

## HÍREK A NAGYVILÁGBÓL

### Mire jó a szamárium?

A csillagászok által megfigyelt ritkaföldfémek fontos információt adnak arra vonatkozóan, hogy a távoli csillagokban milyen égési folyamatok játszódnak le. A nehéz elemek – azaz bármi, ami a vasnál nehezebb – két fajta folyamatban jöhetnek létre. Az austin-i Texas Egyetem kutatói *Ian Roederer* vezetésével azt akarták megtudni, melyek ezek a folyamatok, ezért a feltételezeten különböző folyamatokban részt vevő két csillag spektrumában eurórium, sza-

márium és neodímium nyomait vizsgálták. A spektrum vizsgálatával a kutatócsoport meghatározta az elemek izotóptartalmát, és megerősítette, hogy a két csillagban valóban különböző mechanizmusok játszódnak le. A szerzők szerint, akik az eredményekről nemrég számoltak be (*Astrophys. J.* 675 (2008) 723–745), a tudósok ismeretei a nukleoszintézisről „nem állnak messze a valóságtól”.

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

### Nagy-Britannia és Franciaország atomenergiával fogja ellátni a világot

A brit *Guardian* című lap információi szerint Nagy-Britannia és Franciaország szerződést fog aláírni egy új típusú atomerőmű kifejlesztésére, valamint az új technológia elterjesztésére a világban abból a célból, hogy a globális klímaváltozás hatásai csökkenthetők legyenek. A szerződést az *Arsenal csúcstalálkozó*on jelentik majd be, amikor *Gordon Brown* és *Nicolas Sarkozy* Észak-Londonban az Emirates Stadionban találkozik. A britek a francia szakértelem segítségével olyan erőműveket akarnak építeni, amelyek nem fosszilis tüzelő-

anyagokat használnak fel. Franciaország elektromos energiafogyasztásának majd 79%-a származik atomerőművekből, míg az Egyesült Királyság kiöregedett erőművei az igényeknek mindössze 20%-át fedezik csak. Brown abban reménykedik, hogy a partnerség eredményeképpen szakképzett brit munkaerő is létre fog jönni. Ez a szakértelem, a franciákkal együttműködve, a következő 15 évben alapul szolgálhat az atomerőművek más országok számára történő eladásánál.

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

### Franciaország csökkenti a nukleáris robbanófejek számát

A BBC híradása szerint *Nicolas Sarkozy* elnök bejelentette, hogy egyharmadával csökkenti a levegőből indítható francia nukleáris atomtöltetek számát. A csökkentés eredményeképpen a megmaradó, kevesebb mint 300 robbanófej „a fele annak a mennyiségnek, amivel az ország rendelkezett a hidegháború idején”. Az elnök azonban hangsúlyozta, hogy Franciaország „életbiztosításként” ragaszkodik az önálló francia atomtűzterő fenntartásához. Sarkozy más nemzeteket is sürgetett atomfegyverek számának csökkentésére, valamint felszólította Kínát és az Egyesült Államokat, hogy ratifikálják az 1996-ban aláírt *Comprehensive Nuclear Test-Ban Treaty* szerződést. Felhívta továbbá a figyelmet arra, hogy nemzetközi szerződésben kellene betiltani hasadóanyagok előállítását atomfegyverek számára.

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

## A Nomad nevű mágnes a CERN-ből Japánba költözik

A CERN fizikusai a NOMAD-mágneset és más azzal kapcsolatos műszereket a japán KEK-nek (Japanese High Energy Accelerator Research Organization) ajándékozták. A több mint 1000 tonnás berendezést, amely négy Boeing 747 repülőgép súlyánál is nehezebb, a kutatók szétszerelve küldik el. Január folyamán 35-nél több konténert töltött meg a 150 részegység, amelyeket teherautóval, vonattal és hajóval juttatnak el úticéljukhoz.

A sokmillió dollár értékű berendezést a T2K (Tokai to Kamiokande) kísérletben fogják használni, amely 2009 őszén fog indulni. A Tokaiban működő J-PARC gyorsító

40 GeV energiájú protonnyalábjával intenzív, alacsony energiájú neutrínónyalábot hoznak létre, amelyet a 300 kilométer távolságban lévő Super-Kamiokande neutrínó-obszervatóriumba küldenek. A nyalábot vizsgálva azt fogják tanulmányozni, hogy a neutrínók oszcillálnak-e a három neutrínótípus között. A mai napig a három keverési paraméter közül csak kettőt sikerült pontosan meghatározni. A T2K-kísérlet célja a harmadik paraméter meghatározása, amely a neutrínófizikusok számára alapvető fontosságú.

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

## Az indiai kormány javítani igyekszik a női tudósok helyzetét

Amikor 2000-ben kinevezték *Vijayalakshmi Ravindranath*ot a gurgaoni Nemzeti Agykutató Központ igazgatójává, történelmi precedenst teremtettek. Ravindranath volt az első nő, aki az indiai Tudomány és Technológiai Minisztérium 65 tudományos intézete egyikének igazgatója lehetett – és mai napig is csupán egyike annak a két nőnek, aki ilyen pozíciót betölthet. Ami Indiában a női tudósok kinevezését illeti, „a helyzet szárnalmas” – jegyezte meg Ravindranath.

Meglepő, hogy abban az országban, amely 1966-ban *Indira Gandhit* megválasztotta miniszterelnöknek, ilyen rossz a nők helyzete. A Nemzetközi Nőna-

pon, március 8-án Új-Delhiben szervezett konferencián több mint ezer tudós beszélt a nők karrierje előtt álló akadályokról, és azt is megvitatta, hogyan lehetne több nőt rávenni tudományos életpálya választására. A konferencián *Kapil Sibal* tudományos miniszter bejelentette, hogy „fontos lépések fognak történni azért, hogy ... a nők elfoglalhassák az őket megillető helyet a tudományban”, beleértve olyan új intézkedések megtételét, amelyek lehetővé teszik, hogy a kisgyermekes anyák rugalmasabb munkarendben dolgozhassanak.

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

## A Pentagon legalább 520 millió dollárt költ űrfegyverek kutatásra

Igen nehéz meghatározni, hogy az Egyesült Államok Védelmi Minisztériuma pontosan mennyit költ űrfegyver-kutatásokra – és azon belül milyen projektekre. A különféle programok legalább egy tucat különböző számlán futnak, az alkalmazott technológiák többsége „duális használatú” – ami azt jelenti, hogy más célokra is felhasznál-

nálják, mielőtt a Minisztérium titkos, „fekete” költségvetésének része lesz. A *Center for Defense Information* szervezet szerint a Pentagon a 2009. évi költségvetéséből legalább 520 millió dollárt fog költeni olyan kutatásokra, amelyek az űrfegyverkezést szolgálják.

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

## Az amerikai kábeltévé-csatornák híreiben a tudományra öt óránként csak egy perc jut

A *Project for Excellence in Journalism* elemzést tett közze a TV-csatornák és újságok hírműsorairól. E szerint a kábeltévé-csatornák híreiben öt óránként csupán hat perc jut az egészség, a környezetvédelem, a tudomány és a technológia híreire. 3 perc 46 másodperc az egész-

ségre és egészségügyre, 1 perc 25 másodperc a környezetvédelemre és mindössze egy perc jut a tudomány és a technológia kérdéseire. A jelentés szerint az online hírforrásoknál és TV-hálózatoknál sem jobb a helyzet.

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

**Fizikai Szemle**  
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését anyagilag támogatják:



**nka**  
Nemzeti Kulturális Alap

**NCA**  
Nemzeti Civil Alapprogram





# Jövők energiája



**mvm paksi atomerőmű**

[www.atomeromu.hu](http://www.atomeromu.hu)

ISSN 0015325-7



9 770015 325009 0 8003