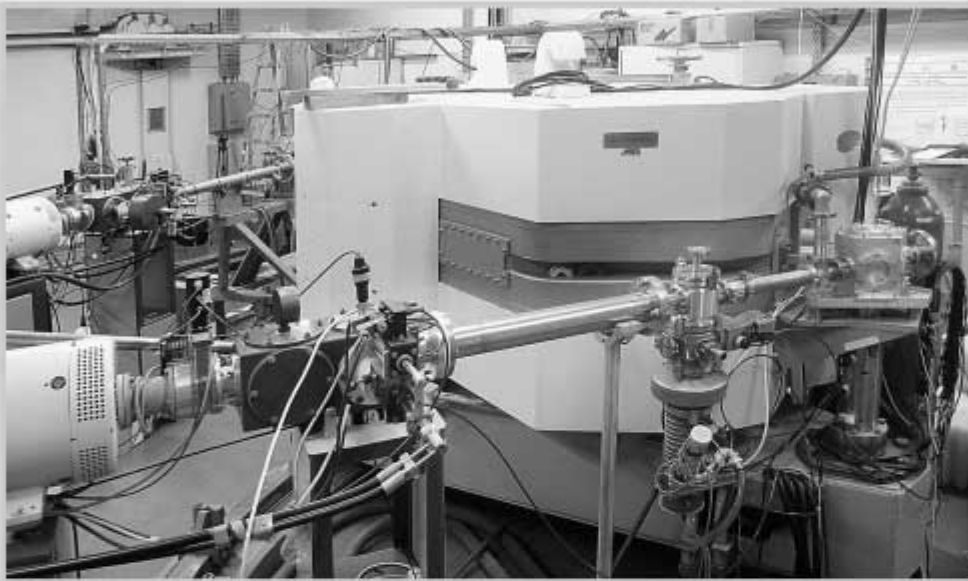


# fizikai szemle



2005/3



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

Főszerkesztő:

**Berényi Dénes**

Szerkesztőbizottság:

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

Szerkesztő:

**Hock Gábor**

Műszaki szerkesztő:

**Kármán Tamás**

A lap e-postacíme:

**fizszem.elft@mtesz.hu**

A folyóiratba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A címlapon:

**A debreceni kísérleti magfizikai  
kutatások jelenleg legfontosabb  
eszközei az ATOMKI-ban  
(lásd Krasznahorkay Attila cikkét).**

## TARTALOM

<i>Krasznahorkay Attila:</i> A pionikus atomok energiaszintjei és a neutronbőr	85
<i>Tegze Miklós:</i> Röntgenholográfia: atomok három dimenzióban	91
<i>Schweitzer Ferenc:</i> Jégkorszakok ciklusos váltakozásának lehetősége a neogénben	96
<i>Zoletnik Sándor:</i> Szabályozott magfúzió mágneses összetartással I.	100
<i>Anda Gábor, Bencze Attila, Berta Miklós, Dunai Dániel, Gál Kinga, Pokol Gergő:</i> Fúziós nyári iskola a CASTOR tokamaknál	105

### MEGEMLÉKEZÉSEK

<i>Hartmann Ervin:</i> Egyetemi tanári kinevezés 1935-ben – Gyulai Zoltán	110
---------------------------------------------------------------------------	-----

### MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

A mikrohullámú sütő ( <i>Härtlein Károly</i> )	114
------------------------------------------------	-----

### TÁRSULATI ÉLET

<b>NÉGYSZÖGLETES KERÉK</b>	116
----------------------------	-----

### KÖNYVESPOLC

	116
--	-----

<i>A. Krasznahorkay:</i> The energy levels of pionic atoms and the neutron skin	
<i>M. Tegze:</i> X-ray holography: atoms in three dimensions	
<i>F. Schweitzer:</i> The possibility of cyclically alternating glacial periods in the neogene	
<i>S. Zoletnik:</i> Controlled nuclear fusion with magnetic confinement I.	
<i>G. Anda, A. Bencze, M. Berta, D. Dunai, K. Gál, G. Pokol:</i> Fusion Summer School at the CASTOR tokamak	

### COMMEMORATIONS

<i>E. Hartmann:</i> The appointment of professor Z. Gyulai in 1935	
--------------------------------------------------------------------	--

### SCIENCE IN BITS FOR THE SCHOOL

The microwave oven ( <i>K. Härtlein</i> )	
-------------------------------------------	--

### NEWS OF THE PHYSICAL SOCIETY, PROBLEMS, BOOKS

<i>A. Krasznahorkay:</i> Die Energieniveaus der Pion-Atome und die Neutronenhaut	
<i>M. Tegze:</i> Röntgen-Holografie: Atome in drei Dimensionen	
<i>F. Schweitzer:</i> Die Möglichkeit einander zyklisch abwechselnder Eiszeiten im Neogen	
<i>S. Zoletnik:</i> Steuerbare Kernfusion mit magnetischer Begrenzung	
<i>G. Anda, A. Bencze, M. Berta, D. Dunai, K. Gál, G. Pokol:</i> Sommerschule über Kernfusion am CASTOR-Tokamak	

### ZUR ERINNERUNG

<i>E. Hartmann:</i> Die Ernennung von Z. Gyulai zum Professor im Jahre 1935	
-----------------------------------------------------------------------------	--

### WISSENSWERTES FÜR DIE SCHULE

Der Mikrowellen-Bratofen ( <i>K. Härtlein</i> )	
-------------------------------------------------	--

### AUS DEM GESELLSCHAFTSLEBEN, PROBLEME UND AUFGABEN, BÜCHER

<i>A. Красногоркай:</i> Энергетические уровни пионных атомов и нейтронная кожа	
<i>M. Тегзе:</i> Рентгеновская голография: атомы в 3-х измерениях	
<i>Ф. Швейцер:</i> Возможность циклического чередования ледниковых периодов в неогене	
<i>Ш. Золецник:</i> Контролируемая ядерная фузия с магнитным ограничением	
<i>Г. Анда и др.:</i> Летняя школа по ядерной фузии у токамака CASTOR	

### НА ПАМЯТЬ

<i>Э. Гартман:</i> Назначение З. Дьюлаи профессором в 1935 г.	
---------------------------------------------------------------	--

### НАУЧНЫЕ ОБЗОРЫ ДЛЯ ШКОЛ

Микроволновая печь ( <i>К. Гэртлейн</i> )	
-------------------------------------------	--

### ИЗ ЖИЗНИ ФИЗИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА

### ПРОБЛЕМЫ И УПРАЖНЕНИЯ, КНИГИ

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: Berényi Dénes főszerkesztő.

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

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

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

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

**HU ISSN 0015-3257**

# Fizikai Szemle

## MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

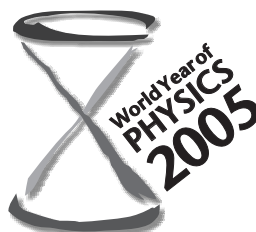
A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Fizikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam

3. szám

2005. március

NEM ÉLHETÜNK



FIZIKA NÉLKÜL



## A PIONIKUS ATOMOK ENERGIASZINTJEI ÉS A NEUTRONBŐR

Krasznahorkay Attila  
MTA ATOMKI, Debrecen

Napjainkban, nehéz atommagokban, a pionkeltéshez szükséges energia alatt diszkrét energiájú, kötött pionállapotokat fedeztek fel. Ezeket az állapotokat ( $d, ^3\text{He}$ ) reakcióban 500–600 MeV-es bombázó energiánál, nagy energia- és kis impulzusátadás esetén figyelték meg. A keltett pionok valójában nem az atommagba, hanem a maghoz közeli, mélyen kötött,  $1s$  *atom*i állapotba fogódtak be. Öt különböző nehéz atommagban megmérték az  $1s$  állapotban levő negatív pionok kötési energiáját. Az erős nukleáris kölcsönhatás a pion  $1s$  állapotainak a kötési energiáját a felére csökkenti a csak Coulomb-kölcsönhatással számíthatóhoz képest. Az atommag neutronjai taszítják, míg a protonjai vonzzák a negatív töltésű pionokat, így a pion–nukleon kölcsönhatás az atommagok neutron- és protoneloszlási sugarának különbségével arányos. Ezt a különbséget neutronbőr-vastagságnak nevezzük. A pionikus atomok kötési energiájának pontos mérésével így adatokat nyerhetünk az atommagok neutronbőrének vastagságára, amelyek a neutrongazdag maganyag állapotegyenletének pontosításához szükségesek. Ha azonban a neutronbőr vastagságát más módszerekkel pontosan meg tudjuk határozni, akkor a mérési eredmények ismeretében meghatározhatjuk a pion–nukleon kölcsönhatás változását a pionikus ólomig. A pion–nukleon kölcsönhatás maganyagon belüli viselkedéséből a

nukleonok esetén spontán sérült tükrözési szimmetria maganyagbeli részleges helyreállítására következtethetünk, ami érthetőbbé tehetné a kvarkok és nukleonok tömegei közötti óriási különbséget.

### Bevezetés

A kvantumelektrodinamika szerint az elektromágneses kölcsönhatást virtuális fotonok közvetítik úgy, hogy az egyik elektromos töltés virtuális fotonot emittál, a másik pedig elnyeli azt. Az atommag alkotórészei, a protonok és neutronok közötti rövid hatótávolságú kölcsönhatást is hasonlóképpen értelmezhetjük. A mezonok fogalmát Yukawa 1935-ben azzal a céllal vezette be, hogy segítségével ezt az „új kölcsönhatást” értelmezni tudja. A magerők kísérletileg meghatározott hatótávolságának ismeretében a mezonok tömegét az elektronok tömegénél körülbelül 280-szor nagyobbának ( $m_\pi c^2 \approx 140$  MeV) becsülte.

Yukawa feltevése a mezonok létezéséről már 1947-ben igazolást nyert, amikor kozmikus sugárzásban sikerült megfigyelni  $\pi$ -mezonokat. A  $\pi$ -mezonok (röviden pionok) 3 különböző töltésállapotban fordulnak elő:  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  és  $\pi^0$  állapotban, amelyek töltése  $e^+$ ,  $e^-$  és 0. Kölcsönhatásuk az atommagokkal és a nukleonokkal (protonokkal és neutronokkal) nagyon erős. Az atommag alapállapotában, illetve alacsony energiás gerjesztett állapotokban

A munka az OTKA (témaszám: T038404) támogatásával készült.



ezek a pionok csak az erős kölcsönhatást közvetítő virtuális pionokként vannak jelen, mivel keltésükhöz az atommag nem rendelkezik elegendő energiával. Az energiára és időre vonatkozó határozatlansági reláció szerint ( $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ ) az élettartamuk csupán

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} \approx \frac{6,58 \times 10^{-22} \text{ MeVs}}{140 \text{ MeV}} \approx 4,7 \times 10^{-24} \text{ s}$$

lehet.

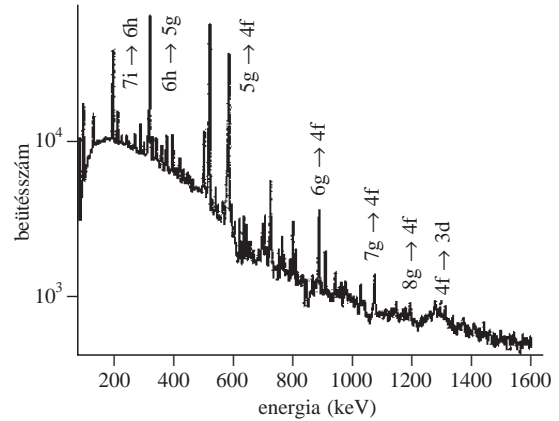
De hogyan viselkedhet egy „valódi” pion az atommagban? Megtartja-e az identitását? Mind magfizikai, mind részecskefizikai szempontból fontos kérdés, hogy milyen formában és mennyi ideig él egy pion az atommag belsejében [1].

## Pionikus atomok

Nagyenergiás gyorsított töltött részecskék (pl. protonok) atommagokkal történő ütköztetésével pionokat mesterségesen is előállíthatunk. A keletkező pionok többnyire nagy energiájúak, de ha lefékezzük őket és megfelelő környezetet (rendszerint valamilyen gázt) biztosítunk, akkor e környezet atommagjainak Coulomb-potenciálja a negatív pionokat ugyanúgy befogja, mint az elektronokat. Ily módon pionikus atomokat hozhatunk létre. Ezek az atomok legerjesztődésük során a normál atomokhoz hasonlóan elektromágneses (azaz röntgen-) sugárzások sorozatát bocsátják ki. A sugárzások energiájának mérésével a pionikus atomok gerjesztett állapotainak energiái meghatározhatók. Nagy tömegük miatt azonban a pionok pályasugarai a megfelelő elektronpályák sugarainál körülbelül 280-szor kisebbek, így lényegesen közelebb kerülnek az atommaghoz, mint az elektronok. (A Bohrmodell szerint az elektronpálya sugara fordítva arányos az elektron tömegével.) A gerjesztett állapotok energiáit ezért az atommag mérete is befolyásolja. A pionikus atomok energiaszintjeinek pontos mérésével ennél fogva következtetést vonhatunk le az atommag sugarára vonatkozóan.

## Pionok az atommagban

Nehéz atomok esetén a pionok pályái egyre közelebb kerülnek az atommaghoz, így az állapotok jellemzőinek kialakulásában egyre nagyobb szerepet kap a pionoknak az atommaggal való erős kölcsönhatása, úgynevezett „mag-atomi” állapotok alakulnak ki. Ezeknek az állapotoknak elektromágneses átmenetek segítségével való vizsgálata nehézségekbe ütközik, mivel az atommag egyre nagyobb valószínűséggel abszorbeálja a pionokat. Amint az 1. ábrán látható, ez a helyzet arra vezet, hogy az elektromágneses átmenetek kiszélesednek, majd megfigyelhetetlenné válnak. Az elektromágneses átmenetek nem elég gyorsak ahhoz, hogy segítségükkel adatokat nyerjünk az ón vagy ólom atommagok pionikus 1s állapotairól, ugyanis a pionok befogódhatnak az atommagba még mielőtt a legerjesztődés során eljuthat-



1. ábra. A pionikus  $^{208}\text{Pb}$ -atom röntgenspektruma. A legerősebb átmenetek mellett a kezdeti és végállapotok fő- és mellékkvantumszámjai állnak. Az ábra jobb oldalán látható  $4f \rightarrow 3d$  átmenet már erősen kiszélesedett.

nának a legalacsonyabb energiájú (1s) pályáig. Az elektromágneses kölcsönhatás helyett az erős kölcsönhatást, töltéscserélő magreakciók kell felhasználnunk, hogy ezeket az állapotokat vizsgálhassuk.

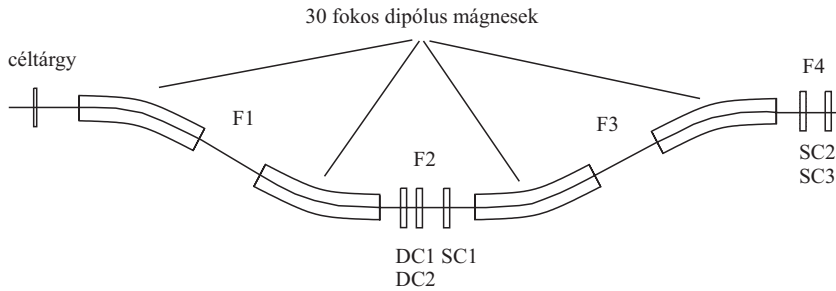
Japán kutatók [2] már 1988-ban rámutattak, hogy a mélyen kötött 1s, 2s, 2p pionikus atomok kvázistabilak lehetnek (azaz a nívók szélessége kisebb a nívók távolságánál) a pion-atommag kölcsönhatás taszító jellege miatt. A taszító pion-atommag kölcsönhatás egy pionglória létrejöttét eredményezi az atommag körül, és így a pion abszorpciója az atommagban erősen lecsökken. Ez azt jelenti, hogy a mélyen kötött pionikus atomok energiaszintjei és nívószélességei nagyon érzékenyek az atommag felületére, pontosabban a neutronbőr-vastagságára, mivel a  $\pi^-$ -neutron kölcsönhatás taszító jellegű, és a  $\pi^-$ -részecskék nem abszorbeálódnak a neutronbőrben.

Megemlítendő, hogy korábban az 1s állapotok kvázistabilitását a szupernehéz elemekkel kapcsolatban is tárgyalták. Megmutatták, hogy  $Z \leq 90$  esetén az 1s állapot kvázistabil,  $Z \geq 100$  esetén viszont a Coulomb-erők a mag belsejében is nagyobbak lesznek a mag taszításánál, így az 1s állapotok már nagyrészt a mag belsejében helyezkednek el, ahol az abszorpció valószínűsége már igen nagy. Ezért ezek az állapotok túlságosan kiszélesednek, és megfigyelhetetlenné válnak.

Mivel a mélyen kötött pionikus atom érzékeny a neutronbőrre, elvileg felhasználható a neutronbőr vastagságának pontosabb meghatározására is. Úgy gondoljuk, hogy a radioaktív magok neutroneloszlásai még tartogathatnak számunkra meglepetéseket. Korábban ilyen meglepetés volt például a  $^{11}\text{Li}$ -ben felfedezett neutronglória jelensége (ld. Fizikai Szemle 54/9 (2004) 289).

## Meglökésmentes pionkeltés

Mivel a lelassított külső pionok befogásán alapuló röntgenspektroszkópiával a mélyen kötött pionikus állapotokat nem lehetett megfigyelni, olyan magreakción alapuló spektroszkópiai módszert kellett kifejleszteni, amelyben a pionokat magreakcióval az atommagban hozzák létre és közvetlenül juttatják az 1s vagy 2p pionikus pályákra. Először  $(n, p\pi^-)$ , illetve  $(d, 2p\pi^-)$  reakciókkal próbálkoztak. Ezekben a reakciókban azonban a pionok nagy sebességgel keletkeztek és nem fogódtak be pionikus pályára. Olyan magreakcióra volt szükség, amelyben a pion kis



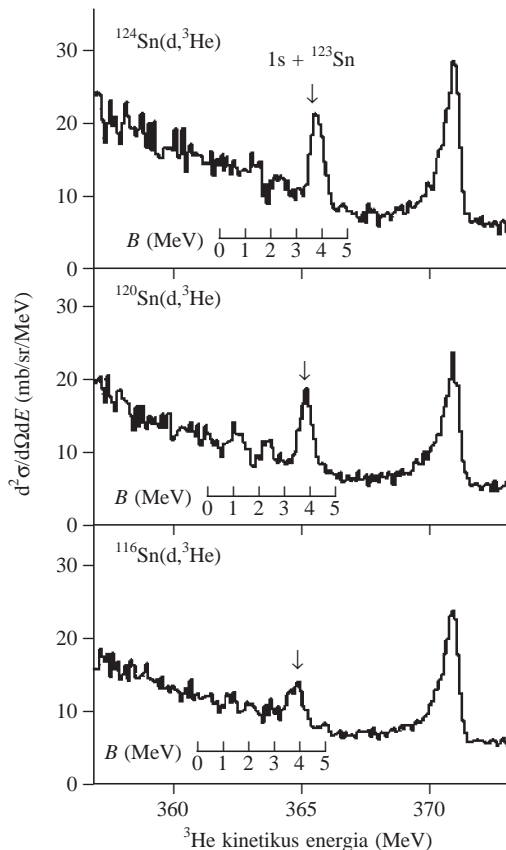
2. ábra. A darmstadti GSI-ben épített fragmentumszeparátor (FRS) sematikus elrendezési rajza.

sebességgel keletkezik. Reakciókinematikai megfontolások alapján ezt a feltételt csak úgy lehet teljesíteni, ha a keletkezett részecske nagyobb tömegű a bombázó részecskénél. Ilyen elemi folyamatok lehetnek a  $n(n,d)\pi$  vagy az  $n(d,{}^3\text{He})\pi$  reakciók, ha a kilépő részecskéket  $0^\circ$ -os szögben detektáljuk, és a bombázó energiát megfelelően választjuk meg (mágikus energia). Belátható, hogy ebben az esetben a pionkeltéshez szükséges ( $\sim 140$  MeV) energiánál kisebb energiájú, de nagyobb tömegű kilépő részecske impulzusa egyenlő lehet a bejövő bombázó részecske impulzusával, és így a pion 0 impulzussal keletkezik.

### Kísérleti eredmények

A pionikus atomok mélyen kötött állapotainak kísérleti kimutatását ( $n,p$ ),  $(d,{}^3\text{He})$  és  $(d,{}^3\text{He})$  reakciókkal többször is megpróbálták. A sikertelen próbálkozások után már 1990-ben javasolták a vizsgálatokat a GSI-ben (Darmstadt, Németország), de ezek csak 1996-ban vezettek eredményre. Technikai megfontolásokból a  $(d,{}^3\text{He})$  reakciót választották. A mágikus energia ebben az esetben 500 MeV körülnek adódik. Az elsőként vizsgált  ${}^{208}\text{Pb}(d,{}^3\text{He})\pi^- + {}^{207}\text{Pb}$  magreakció hatáskeresztmetszetét az elemi  $n+d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$  reakció hatás-

3. ábra. A  ${}^{124,120,116}\text{Sn}(d,{}^3\text{He})$  magreakciókból származó  ${}^3\text{He}$ -részecskék energiaspektrumai. Az ábrán az 1s pionikus állapot energiáját függőleges nyílal jelöltük. A jobb oldali erős csúcs a  $p(d,{}^3\text{He})\pi^0$  magreakcióból származik, és energiahitelesítésre használták.



zetét az elemi  $n+d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$  reakció hatás-

resztmetszete alapján egy  $N_{\text{eff}}$  effektív neutron-számmal történő szorzás segítségével becsülték meg. A sikeres kísérlet után 1996 és 2000 között több új mérést is végeztek  ${}^{206}\text{Pb}$ ,  ${}^{116}\text{Sn}$ ,  ${}^{120}\text{Sn}$  és  ${}^{124}\text{Sn}$  céltárgyak segítségével [1].

A deuteronok energiáját úgy választották meg, hogy a  ${}^3\text{He}$ -részecskék  $0^\circ$ -os szögben történő kilépése esetén a keletkezett  $\pi^-$  impulzusa 0 legyen, és így kötött állapotban maradjon az atommag körül. A 2. ábrán a kísérletek során mágneses spektrométerként felhasznált FRS mágneses fragmentumszeparátor látható. A spektrométer első része szolgál a részecskék energiájának meghatározására, míg a második rész a részecskék azonosítását végzi. Érdeemes egy kicsit részletesebben is tárgyalni ezt a technikai bravúrunk számító kísérletet.

A  ${}^3\text{He}$ -részecskéknél a nyálábirányhoz képest  $0^\circ$ -os szögben történő vizsgálata komoly technikai problémát jelentett. A bombázó deutérium atommagok céltárgyban történő széttréése során keletkező protonok mágneses keménysége ugyanis megegyezik a  ${}^3\text{He}$ -részecskéével, azaz a mágneses tér ugyanoda fókuszálja mindkét részecskét, így az FRS fókuszcsíkjaiban elhelyezett DC1 és DC2 driftkamráknak mintegy 100 kHz-es terhelést kellett elviselniük. A protonoknál 6 nagyságrenddel kevesebb  ${}^3\text{He}$ -részecskék veszteségmentes és egyértelmű azonosítása csak az FRS második részével sikerülhetett.

A DC1 és DC2 driftkamrák mögött 5 mm vastag, szegmentált plazmatikszcintillátort (SC1) helyeztek el. Ez kétféle célt is szolgált:

1. Időzítő jelet szolgáltatott a driftkamrák részére a pontos becsapódási hely meghatározásához, illetve a részecskéknél az FRS második részén történő áthaladási idejének pontos meghatározásához, ami a  ${}^3\text{He}$  azonosítását szolgáltatta.

2. Egy  $Z^2$ -tel arányos energiavesztést okozott a részecskéknél, így a mágneses térerősség megfelelő beállításával már döntően csak a  ${}^3\text{He}$ -részecskék juthattak el az FRS második fókuszcsíkjaiba.

Ebben az F4 fókuszcsíkban elhelyezett SC2 és SC3 scintillátorok adták a stopjeleket a repülési idő-méréshez, illetve a becsapódási helyre és szögére vonatkozó információt a pontos repülési távolság meghatározásához. A szcintillációs detektorokban mért energiavesztéseket és az SC1 és SC2 közötti repülési időt ugyan redundáns információként használták fel a részecskék azonosítására, amit alapvetően a D3 és D4 dipólus mágnes már elvégzett, de csak ezzel a módszerrel együtt sikerült a  ${}^3\text{He}$ -részecskék teljesen háttérmentes azonosítása.

A kísérleti eredményeket a 3. ábra szemlélteti. Az ábrán  $T_d = 503,388$  MeV bombázó energia esetén a  ${}^{124,120,116}\text{Sn}(d,{}^3\text{He})$  reakcióból származó  ${}^3\text{He}$ -részecskék energiaspektrumait láthatjuk. Az ábrán az  ${}^{123,119,115}\text{Sn}$  atommagbéli  $\pi^-$  kötési energiára ( $B$ ) vonatkozó energiaskáákat is feltüntették. Az ábra jobb oldalán látható erős csúcs a céltárgyra ragasztott mylarfólia protonjain végbement  $p(d,{}^3\text{He})\pi^0$  magreakcióból származik, és a pontos energiahitelesítésre szolgált. A  ${}^3\text{He}$ -részecskék energiájának mérésével így sikerült meghatározni a pionikus atomok 1s állapotának energiáját és szélességét.

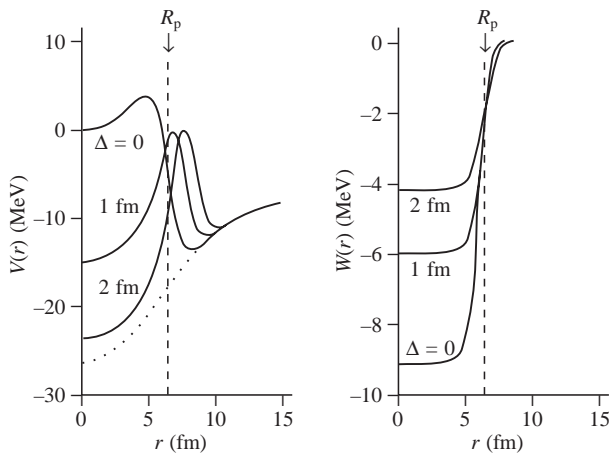
A  $(d,{}^3\text{He})$  reakciót a magfizikusok valójában már igen régen használják az atommagok kisenergiás gerjesztett állapotainak tanulmányozására. A gerjesztési energia körülbelül 140 MeV-re növelésekor azonban a reakció hatáskeresztmetszete csökken, a gerjesztett állapotok szélessége pedig olyan mértékben megnövekszik, hogy jól definiált energiájú magállapotok megfigyelése lehetlenné válik. A 3. ábrán pedig éppen ebben a gerjesztési energia tartományban figyelt meg éles csúcsokat. Ha azonban  $E = 140$  MeV energia a  $\pi^-$ -részecske keltésére fordítódik, akkor az atommag valójában nem is gerjesztődik, vagy csak nagyon kis energiájú gerjesztett állapotai állnak elő. Így válik érthetővé a 3. ábrán ilyen nagy gerjesztési energiánál megfigyelt éles rezonancia.

### A pion-atommag kölcsönhatás leírása

A pion-atommag nukleáris kölcsönhatás fenomenológiai leírására az irodalomban az úgynevezett Ericson-Ericson-konvenciót követik. Ennek alapján a kölcsönhatás potenciális energiája egy  $V(r)$  valós és egy abszorpciót leíró  $W(r)$  képzetes tag összegeként írható fel:

$$U(r) = V(r) + iW(r),$$

ahol



4. ábra. A  $\pi^-$ - $^{208}\text{Pb}$  optikai potenciál az atommag középpontjától mért távolság függvényében,  $\Delta = 0, 1$  és  $2$  fm neutronbőr-vastagság esetén. Az ábra bal oldalán a potenciál valós része, míg a jobb oldalán a képzetes része látható. A pontozott vonal a Coulomb-kölcsönhatást jelöli.

$$V(r) = \frac{2\pi}{m_\pi} \left\{ \varepsilon_1 [b_0 \rho(r) + b_1 \Delta \rho(r)] + \varepsilon_2 \text{Re } B_0 \rho(r)^2 \right\},$$

$$W(r) = -\frac{2\pi}{m_\pi} \varepsilon_2 \text{Im } B_0 \rho(r)^2.$$

A képletben

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{m_\pi}{M}, \quad \varepsilon_2 = \frac{m_\pi}{2M},$$

ahol  $m_\pi$  a pion tömege,  $M$  pedig a nukleon átlagos tömege.  $\rho(r)$  jelöli a neutronok és protonok sűrűségének összegét:

$$\rho(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r).$$

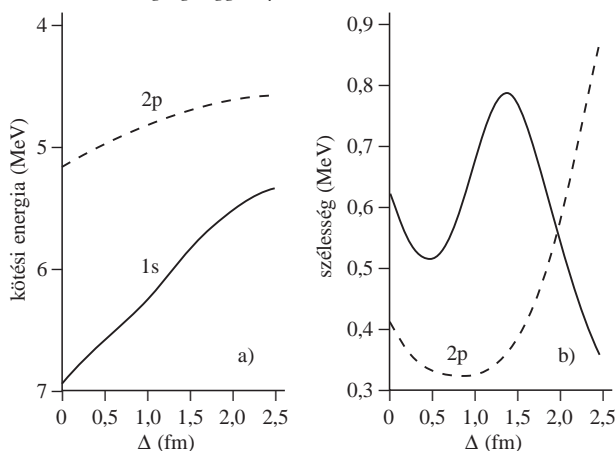
$\Delta\rho(r)$  pedig a protonok és neutronok sűrűségének különbségét:

$$\Delta\rho(r) = \rho_n(r) - \rho_p(r).$$

A pionok elnyelődhetnek az atommagban. A potenciálban szereplő  $B_0$  mennyiség valós (Re) és képzetes (Im) része ezt hivatott figyelembe venni.

Ezek után feltételezhetjük, hogy a fenti potenciál paraméterei minden atommagra egyformán érvényesek. A pionikus hidrogén és deuterium  $3p \rightarrow 1s$  röntgenátmenetének gondos vizsgálatából a  $b_0$  és  $b_1$  paraméterek (szórási hosszak) értékét pontosan meghatározták.

5. ábra. Az  $1s$  és  $2p$  pionikus  $^{208}\text{Pb}$  kötési energiája és nívószélessége a neutronbőr-vastagság függvényében.



Ekkor a potenciálban már valójában csak a  $\Delta\rho(r)$  ismeretlen mennyiségünk maradt. Ha a proton- és neutroneloszlást kétparaméteres Fermi-eloszlással írjuk le:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(-\frac{r-R}{d}\right)},$$

ahol  $\rho_0$  a maximális sűrűség,  $R = R_n$  a neutronok és  $R = R_p$  a protonok esetén,  $d = 0,5$  fm, akkor  $\Delta\rho(r)$  valójában már csak egy paramétértől, a  $\Delta = R_n - R_p$  neutronbőr-vastagságtól függ. A fenti potenciállal, különböző neutronbőr-vastagságokat feltételezve, a Klein-Gordon-egyenlet megoldásával meghatározhatjuk a pionikus atom kötési energiát, majd az eredményeinket összehasonlítva a kísérleti adatokkal, következtetéseket vonhatunk le az atommagok neutronbőrének vastagságára.

## Neutronbőr-vastagság mérése a pionikus atomok segítségével

A neutronbőr-vastagság mérésének lehetőségét szem előtt tartva, a 4. ábrán feltüntettem a  $\pi^-$ - $^{208}\text{Pb}$  optikai potenciált a mag középpontjától mért távolság függvényében, különböző neutronbőr-vastagságokat feltételezve. Az ábra bal oldali részén a potenciál valós részét láthatjuk, pontozott vonallal pedig a Coulomb-kölcsönhatást tüntettük fel. Várakozásainknak megfelelően a potenciál alakja nagyon erősen függ a neutronbőr vastagságától.

Növekvő  $\Delta$  esetén taszító potenciálgát alakul ki a mag felületén, míg a centrális rész egyre mélyebbé válik. Ezt a nagymértékű változást a kölcsönhatás alapvetően izovektor jellegével magyarázhatjuk. A neutronok taszítják, a protonok pedig vonzzák a pionokat. Ha a protonok és a neutronok sűrűsége megegyezik, akkor a pionok kölcsönhatása minimális. Jelentős kölcsönhatás csak a mag felszínén, a neutronbőr miatt várható, ahol a neutronok sűrűsége lényegesen nagyobb a protonokénál.

Az ábra jobb oldali részén a kölcsönhatási potenciál abszorpciójáért felelős képzetes része van feltüntetve. Amint látható, növekvő  $\Delta$  esetén a pionok atommagbéli abszorpciója jelentősen csökken.

Ezeket a potenciálokat felhasználva japán kutatók [2] kiszámították a pionikus atomok  $1s$  és  $2p$  állapotának kötési energiáját és a nívók szélességeit a  $\Delta$  függvényében. Eredményeiket az 5. ábrán tüntettük fel. Az állapotok kötési energiájának monoton csökkenése  $\Delta$  növekedésekor az 5. ábrán látható. Ez a taszító potenciál erősödésével magyarázható. Az  $1s$  állapot szélessége ugyanakkor bonyolultabb módon változik. Viselkedése azzal magyarázható, hogy nagy  $\Delta$  esetén a hullámfüggvénynek egy magon belüli része is kialakul, ami kezdetben növeli az  $1s$  állapot szélességét, később, pedig egy erős negatív interferenciaeffektus miatt csökkenti azt.

## Miért fontos a neutronbőr vastagságának ismerete?

Mi is az a neutronbőr-vastagság? Miért lenne fontos meghatározni? A legutóbbi mérési eredmények alapján a nehéz magok neutron- és protoneloszlásának sugarai egy kicsit különbözőnek adódtak. A neutronok eloszlási sugara minden esetben néhány százalékkal meghaladta a

protonokét. Az atommagok e neutronbőrnek nevezett jellemzője, mint kiderült, alapvető információt hordoz a neutrongazdag maganyag jellemzőire vonatkozóan. Napjaink magfizikájának egyik legjelentősebb irányvonala a kutatások kiterjesztése az erősen neutrongazdag atommagok felé. A magtérkép *Terra Incognitának* nevezett hatalmas területéről még keveset tudunk a neutrongazdag maganyagra vonatkozó hiányos ismereteink miatt. Ennek a területnek még a határvonalát is csak nagyon bizonytalanul (az Sn-izotópok esetén mintegy 10 tömegegység pontossággal) tudjuk előrejelezni.

Hogyan tudnánk ezt pontosabban meghatározni? Milyen pontosan ismerjük a neutrongazdag maganyag állapotegyenletét? Hogyan függnek a magerők az izospintól? Ezeknek a kérdéseknek a megválaszolásában segíthet a neutronbőr vizsgálata, amely már egyfajta neutrongazdag anyag, amelyet ráadásul stabil izotópok esetén is tanulmányozhatunk. Amint nemrég kiderült, a neutronbőr vastagságának pontosabb mérésével pontosíthatnánk a neutrongazdag maganyagra vonatkozó állapotegyenletet. Az utóbbi évek jelentős elméleti eredménye, hogy az átlagtér-modellekben használt potenciális energia kifejezésében szereplő, szimmetriaenergia tag egyértelmű kapcsolatban van a neutronbőr vastagságával. A számításokat különbözőképpen parametrizált, sokféle relativisztikus és nemrelativisztikus modellel is elvégezték, de ez a korreláció megmaradt. Ez az eredmény volt a motivációja annak, hogy a neutronbőr-vastagság pontos mérésének kérdése a magszerkezet-kutatások frontvonalába került.

### A neutronbőr-vastagságra vonatkozó korábbi eredmények

A neutronbőr-vastagság meghatározásának legkézenfekvőbb módja természetesen az, hogy mérjük meg mind a töltésselosztás, mind az anyageloszlás négyzetes átlagsugarát, és vonjuk ki őket egymásból.

Az atommagok töltésselosztását elektronok rugalmas szórásával nagy pontossággal lehet mérni, mivel az elektromágneses kölcsönhatás pontosan ismert, és a nagy energiájú elektronok hullámhossza lényegesen kisebb lehet az atommagok sugaránál. Ennek révén az elektronmikroszkóppal pontos képet kaphatunk az atommagok töltésselosztásáról.

Az atommagok anyageloszlására vonatkozó ismereteink ennél lényegesen pontatlanabbak. Ennek a vizsgálatára az erős kölcsönhatást kell felhasználnunk, amelyet jelenleg sem ismerünk pontosan. Ezenkívül különböző magmodelleket is fel kell használnunk, amelyek az eredményeinket sokkal pontatlanabbá teszik, mint amit a töltésselosztásra kaptunk. Ennek ellenére, az irodalomban több, különböző módszert is bevezettek az atommagok anyageloszlásának vizsgálatára. E módszerek közül a legfontosabbak a nagy energiájú pionok, illetve protonok szórásán, valamint az antiprotonos atomok vizsgálatán alapulnak.

Amint korábban láttuk, a pionok a protonokkal és neutronokkal különböző módon hatnak kölcsön. A  $\pi^-$ -részecskék rugalmas szórásának hatáskeresztmetszete például a  $\Delta(1332 \text{ MeV})$  rezonanciánál körülbelül 3-szor nagyobb a neutronokra, mint a protonokra. Így a pionszórás az atommag neutroneloszlásának feltérképezésére is alkalmas lehetne. A fő probléma a módszerrel az, hogy a pionok már az atommag felületén elnyelődnek, ezért csak a neutroneloszlás legkülső részére szolgáltatnak információt. Ennek alapján a négyzetes középsugarat meghatározni csak eléggé pontatlanul és modellfüggő módon lehet.

Az atommagok anyageloszlásának meghatározására felhasználhatjuk az erősen kölcsönható protonok szórásával kapott eredményeket is. Közepes bombázó energiák esetén (kb. 1 GeV) a szórási képet az egyes nukleonokon történő szórások összegeként a relativisztikus impulzus-közéltelével megfelelő módon értelmezni lehetett. A módszer előnye a protonok pionokhoz képesti kisebb abszorpciója, és a szórási folyamat pontosabb leírhatósága. Jelenleg ez a módszer szolgáltatja a legpontosabb ( $\pm 20\%$ ) adatokat a neutronbőr-vastagságok meghatározására.

Az atommagok perifériája antiprotonokkal is vizsgálható. A módszerhez az antiprotonokat 1 keV alatti energiára lassítják. Ez az antiproton már befogódik az atomba, miközben Auger-elektron emissziója megy végbe. Az így keletkező antiproton-atom ezek után Auger-elektronok és röntgensugarak kibocsátásával gerjesztődik le. Az antiprotonnak az elektronénál jóval nagyobb a tömege, így az antiproton-atom pályasugarai lényegesen kisebbek a normál atoméinál. Az antiproton-kaszkádnál már jóval a legalacsonyabb Bohr-pálya elérése előtt  $^{208}\text{Pb}$  esetén ( $n = 9, 10$ ) befejeződik, mivel az antiproton eléri a mag felületét, ahol ütközik egy nukleonnal, és annihilálódik. Ha meg tudjuk határozni, hogy a folyamat során milyen végmagok milyen arányban keletkeztek, akkor ez a folyamat lehetőséget nyújt az atommag perifériáján a neutronok és protonok sűrűsége arányának meghatározására. Ennek alapján a négyzetes középsugarakat most is csak nagyon pontatlanul lehetne meghatározni, de a szerzők túlságosan bízva a sűrűségeloszlás távolságfüggésére tett feltételezésükben, általában irreálisztikusnak kicsiny ( $\pm 13\%$ ) hibákat adnak meg a neutronbőr-vastagságra.

### A neutronbőr-vastagság meghatározásának legújabb módszerei

A neutronbőr az atommagok egyfajta globális tulajdonsága. E globális jellemző közvetlen mérésére felhasználhatjuk az atommag kollektív gerjesztéseit, az úgynevezett óriásrezonanciákat is [3]. Az óriásrezonanciák az atommag kis amplitúdójú, nagy frekvenciájú kollektív gerjesztései. Az első óriásrezonanciát nagy energiájú (10–30 MeV)  $\gamma$ -sugárzás rezonanciaszerű abszorpciójának megfigyelésével fedezték fel. Az abszorpció létrejöttének valószínűsége sokkal nagyobb, mint amilyen két egyrészecske-pálya között végbemenő kvantumátmenettel meg lehetett magyarázni. *Goldhaber* és *Teller* voltak az elsők, akik értelmezni tudták a jelenséget. Ezzel a munkájukkal indították el az óriásrezonanciák kutatását, amely később jelentősen hozzájárult az atommagok nagyenergiás gerjesztett állapotainak megértéséhez, és vizsgálatuk jelenleg is a magszerkezet-kutatások egyik fontos területe.

Modelljük értelmében az elektromos dipólussugárzás elnyelődését az atommag összes protonjának és neutronjának egymáshoz képest történő kollektív rezgésének gerjesztődése okozza.

A dipólus óriásrezonancia gerjesztését kétféle módon is felhasználhatjuk a neutronbőr-vastagság meghatározására. Ha a két protont és két neutron tartalmazó (izoskaláris)  $\alpha$ -részecskével ütköző mag proton- és neutroneloszlása megegyezik, a dipólus rezonancia nem gerjeszthető, mert az  $\alpha$ -részecske a másik mag protonjaival és neutronjaival egyforma módon hat kölcsön, s így egymáshoz képest nem tudja őket elmozdítani. A dipólus rezonanciát gerjesztő kölcsönhatási tag épp az alapállapotú proton- és a neutroneloszlás különbsége révén lehet nullától különböző. (Ezt a képet kissé a Coulomb-kölcsönhatás okozta gerjesztés zavarhatja meg.)

Korábbi munkánkban [4] kísérletileg igazoltuk, hogy a dipólus óriásrezonanciát gerjesztő folyamat valószínűsége nagyon érzékenyen függ a neutronbőr vastagságától. A neutronbőr vastagságának meghatározásához a dipólus rezonancia gerjesztési valószínűségét a neutronbőr-vastagság függvényében elméleti úton kiszámítottuk, majd az eredményt a kísérleti adatainkkal hasonlítottuk össze.

Ezzel a módszerrel új kísérleti adatokat nyertünk több nehéz atommag neutronbőr-vastagságára.

A dipólus óriásrezonancia töltéscserélő (p,n) típusú magreakciók segítségével is gerjeszthető. Ráadásul, modellfüggetlen összesszabályok segítségével elméletileg megmutatható, hogy a gerjesztés hatáskeresztmetszete érzékenyen függ a céltárgymag neutronbőrének vastagságától. A neutronbőr-vastagság mérésére alkalmas ezen új módszer kipróbálására a természetben előforduló leghosszabb izotópláncot, az ón izotópláncot választottuk [4]. Mérési eredményeink az eddigi legpontosabb relatív neutronbőr-vastagság adatokat szolgáltatják [5].

Ez a módszer inverz kinematikájú (p,n) reakcióval is használható. Ekkor a vizsgálandó ritka, radioaktív magok ionjaival nagy hidrogéntartalmú (pl. polietilén) céltárgyat kell bombáznunk. A neutronok energiájának és kilépési szögének mérésével a dipólus rezonancia teljes hatáskeresztmetszete meghatározható, amiből ezeknek az egzotikus atommagoknak a neutronbőr-vastagságai is kiszámíthatóak lesznek. A méréseket a GSI-ben tervezzük. A berendezések megépítéséhez, és a mérések elvégzésére az EU6-os keretprogramból is támogatást kaptunk.

Ha az atommagok neutronbőr-vastagságait pontosan ismerjük, akkor információt nyerünk arra a feltételezésre, hogy a pionok  $b_1$  szórási hossza a maganyagban meg egyezik-e a szabad pion szórási hosszával.

## Hogyan viselkednek a pionok a maganyagban?

A hadronfizika egy régi problémája a hadronok nehéz tömegének értelmezése a könnyű kvarktömegek segítségével. Az u és d kvarkok tömegei két nagyságrenddel kisebbek, mint a nukleonok tömegei. Ez a kérdés azért is érdekes, mivel a látható univerzumunk tömegének nagy része hadronokból áll.

A kvantum-színdinamikai (QCD) alapállapot és a hadronok tömege közötti óriási különbséget spontán királis szimmetriasértés okozhatja, ami már a QCD alapállapotban is kvark-antikvark párokat, kvark-kondenzátumot hoz létre. A hadronok ezen vákuumállapot gerjesztései, így tömegük dinamikus eredetű. A nukleonokhoz képest nagyon kis tömegű kvarkok QCD Lagrange-függvénye királis szimmetriával rendelkezik, azaz invariáns a tükrözésnél. A hadronok esetén viszont ez a tükrözési szimmetria sérül. Ez a különbség a spontán szimmetriasértéssel értelmezhető.

A spontán szimmetriasértés egy klasszikus példája a ferromágnes, amelyben bizonyos hőmérséklet alatt rendezettség alakul ki. Ennek a fázisátmenetnek a rendparamétere a mágnesezettség.

Minden spontán szimmetriasértés az alapállapot tömeg nélküli gerjesztését eredményezi, az úgynevezett Goldstone-bozonokét. A könnyű kvarkok SU(2) reprezentációja 3 Goldstone-bozont eredményez, amelyeket a piontriplett-ként azonosítottak, és amelyek tömegei a hadronok tömegénél még mindig nagyságrenddel kisebbek.

A pionok tehát a vákuum gerjesztett állapotai, és a vákuumba bomlanak is vissza. A bomlási állandójukat  $f_\pi$ -vel jelöljük. A szabad pion bomlási állandója az élettartamának mérésével határozható meg:

$$f_\pi = 92,4 \pm 0,3 \text{ MeV.}$$

A pion ezen bomlási állandója felfogható a királis szimmetriasértés rendparamétereként. A szimmetriasértő potenciál pedig az  $f_\pi^2$  függvényeként írható fel. A Gell-Mann–Oakes–Renner-reláció értelmében a pion bomlási állandója, a QCD alapállapot révén a kvark-antikvark várható értékével is kapcsolatba hozható:

$$m_\pi f_\pi^2 = -m_q \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0,$$

ami összekapcsolja a pionok  $m_\pi$  tömegét és  $f_\pi$  bomlási állandóját az  $m_q = (m_u + m_d)/2$  átlagos kvarktömeggel és az  $\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0$  kvark-kondenzátummal.

A fenti elmélet szerint a kvark-kondenzátum értéke átlagos sűrűségű maganyagban drasztikusan csökken:

$$\frac{\langle \bar{q}, q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}, q \rangle_0} \approx 0,65.$$

Ennek megfelelően a maganyagban a pion bomlási állandójának változása is előrejelezhető:

$$\frac{f_\pi(\rho)^2}{f_\pi^2} = 0,65.$$

A pion–nukleon/pion–atommag optikai potenciál  $b_1$  paramétere ugyanakkor egyértelmű kapcsolatba hozható a pion bomlási állandójával [1]:

$$-4\pi \epsilon_1 b_1 = \frac{m_\pi}{2f_\pi^2}.$$

(Ezt az összefüggést a pionikus hidrogénre meghatározott  $b_1$  paraméter és a szabad pionok bomlási állandója szintén megerősíti.) Így a  $b_1$  szórási hossz kísérleti meghatározásával a spontán szimmetriasértésen alapuló elmélet fenti előrejelzése ellenőrizhetővé válik.

Az ólom- és ónizotópokra vonatkozó neutronbőr-vastagság-adatok gondos elemzésével, de nem minden esetben meggyőző kiválogatásával, nemrég kísérletet tettek a  $b_1$  szórási hossz maganyagbeli értékének meghatározására, és a szórási hosszak arányára a következő értéket adták meg [1]:

$$R = \frac{b_1^{sz}}{b_1} = \frac{f_\pi^{*2}(\rho_e)}{f_\pi^2} = 0,78 \pm 0,05.$$

ahol  $b_1^{sz}$  a szabad pion,  $b_1$  pedig maganyagbeli pion szórási hossza.

A jelenlegi neutronbőr-vastagság-mérések reális hibáit szemmel tartva azonban az  $R$  érték hibája mintegy 20% is lehet, ami további messzemenő következtetések levonását esetleg kérdésessé teheti.

A pion–atommag kölcsönhatási zónában, a maganyag sűrűségét  $\rho_e \approx 0,6\rho_0$ -nak becsülve, a királis rendparamé-



ter normális magzsűrűségénél és vákuumban mérhető arányára a következő értéket kapták:

$$\frac{f_{\pi}^{*2}(\rho_0)}{f_{\pi}^2} = 0,64,$$

ami nagyon jó egyezést mutat az elméletileg előre jelzett 0,65-ös értékkel. A szerzők megállapítják, hogy ezzel, az irodalomban először, kísérletileg sikerült bizonyítaniuk a királis szimmetria részleges helyreállítását a maganyagban.

Ennek a nagyon érdekes kérdésnek a pontosabb elemzése azonban precízebb neutronbőr-vastagságok meghatározását igényli, ami számunkra, kísérleti fizikusok számára a jövőben komoly kihívásokat jelent.

#### Irodalom

1. P. KIENLE, T. YAMAYAKI – Progress in Part. and Nucl. Phys. 52(2004) 85
2. H. TOKI, S. HIRENYAKI, T. YAMAYAKI – Phys. Lett. B249(1990) 249
3. A. KRASZNAHORKAY et al. – Nucl. Phys. A731(2004) 224
4. A. KRASZNAHORKAY et al. – Phys. Rev. Lett. 66(1991) 1297
5. A. KRASZNAHORKAY et al. – Phys. Rev. Lett. 82(1999) 3216

## RÖNTGENHOLOGRÁFIA: ATOMOK HÁROM DIMENZIÓBAN

Tegze Miklós

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutató Intézet

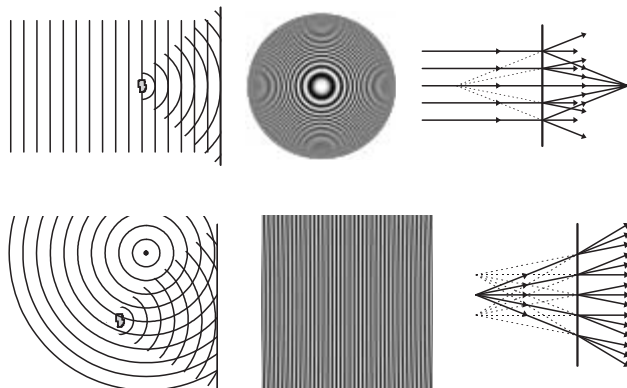
A bennünket körülvevő világról, a benne levő tárgyak vagy élőlények alakjáról, elhelyezkedéséről a legtöbb információt a rajtuk szóródó (vagy általuk kibocsátott) sugárzásból szerezzük. Az információt a sugárzás (legtöbbször fény) két tulajdonsága hordozza: az intenzitása (erőssége) és a hullámok egymáshoz képesti viszonya (fázisa). Ezek közül általában csak az elsőt, az intenzitást érzékeljük vagy mérjük, az információ másik fele, amit a fázis hordoz, elvész. Ez okozza, hogy a fényképezőgép csak síkbeli képet tud készíteni, és azt is, hogy csak korlátozottan látunk térben. Agyunk ugyan – felhasználva a két szem által látott eltérő kép nyújtotta lehetőségeket – képes térbeli látás érzetét kelteni, mégis bizonyos esetekben optikai csalódás áldozatai lehetünk. A leggyakoribb ilyen tévedés a távolság hibás becslése.

A szilárd anyagok belső szerkezetéről, alkotóelemeik, az atomok elrendeződéséről szintén a rajtuk szóródott sugárzás révén nyerhetünk információt. A használt sugárzás ebben az esetben – az atomok kis méretéhez illeszkedő hullámhosszuk miatt – röntgen-, elektron- vagy neutronsugárzás. A diffrakciós kísérletekben a beeső sugárzás intenzitását mérjük a sugárzás irányváltozása függvényé-

ben. Periodikusan rendezett rendszerek (kristályok) esetén bizonyos (a Bragg-törvényt [1] kielégítő) irányokban az egyes atomokról szórt hullámok fázishelyesen adódnak össze. Ezekben az irányokban az intenzitás nagyon nagy lesz (a kristály tükörként viselkedik), míg más irányokban elhanyagolhatóan kicsi. Az egyes reflexiók intenzitását megmérve meg lehet határozni a kristály egyes atomjainak helyzetét. Mivel azonban a fázisra vonatkozó információ ebben az esetben is hiányzik, az eljárás nem könnyű és nem is ad mindig egyértelmű eredményt. Léteznek ugyan jól bevált módszerek a hiányzó fázisok megtalálására, de ezek nagyon időigényes eljárások, és sok esetben még így is szükség van valamilyen plusz információra (anomális szórás, izotóphelyettesítés, kémiai információ). Látható tehát, hogy nagyon hasznos lenne egy olyan mérési eljárás, amely nemcsak az intenzitást, hanem a fázist is rögzíti.

Gábor Dénes 1948-ban találta fel a holográfiát, azt a módszert, amely képes a fázisinformáció rögzítésére és így valódi térbeli kép előállítására [2]. A holográfia alapelve nagyon egyszerű: a tárgyról szóródott sugárzásához egy referencianyalábot keverünk, és a keletkezett interferenciaképet rögzítjük egy fotolemezen. A referencia- és tárgynyalábnak egymáshoz képest koherensnek (meghatározott fázisúnak) kell lennie. Ez úgy érhető el, hogy ugyanaz a sugárforrás adja a referencianyalábot és világítja meg a tárgyat, ahogy az az 1. ábrán is látható. Ha az előhívott hologramot megvilágítjuk a referencianyalábbal, akkor az – optikai rácsként működve – úgy szórja azt, hogy megjelenik az eredeti tárgy háromdimenziós képe. Amikor Gábor Dénes a holográfiát feltalálta, elektronmikroszkópokkal foglalkozott. Az akkori elektronmikroszkópokkal az elektronlencsék hibái miatt nem lehetett atomi felbontást elérni. Az volt az elképzelése, hogy a holográfia segítségével – mivel ahhoz nem szükséges lencse – ki lehet kerülni ezt a problémát, és el lehet érni atomi felbontást [3]. Gábor Dénes 1971-ben Nobel-díjat kapott a holográfia feltalálásáért, de az atomi felbontású holográfia megvalósítását már nem érthette meg.

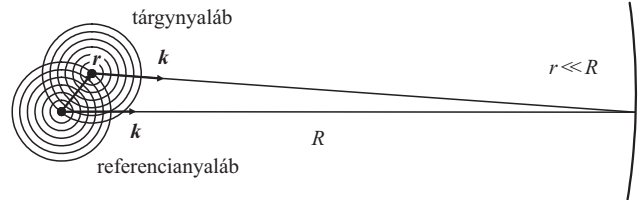
1. ábra. Baloldalt: a holográfia két alapvető elrendezésének vázlata: Gábor- (fent) és Fourier-elrendezés (lent). Középen: pontszerű tárgy hologramja. Jobboldalt: az előhívott hologramot a referencianyalábbal megvilágítva a tárgy és annak tükörképe is megjelenik.



A holográfia felbontását két tényező korlátozza: a hullámhossz és – a geometriai elrendezéstől függően – a sugárforrás mérete vagy a detektor térbeli felbontása. Az optika törvényei szerint az elérhető maximális felbontás megközelítőleg a hullámhossz felével egyezik meg. Ez az úgynevezett diffrakciós limit. Ezért, ha atomi felbontást akarunk elérni, akkor az atomi méretekkel (~0,1 nm) megegyező vagy annál kisebb hullámhosszúságú (röntgen-, elektron- vagy neutron-) sugárzást kell használni. A Gábor-féle elrendezés esetén, ahol a referencianyaláb párhuzamos (1. ábra), az interferenciacsíkok távolsága kicsi, és a detektor (fotolemez) felbontása határozza meg az elérhető felbontást. A legjobb fotolemezek felbontása 30–50 nm, és az elérhető felbontás is körülbelül ugyanennyi. Fourier-holográfia (a referencianyaláb gömbhullám, 1. ábra) esetén az interferenciacsíkok annál távolabb esnek egymástól, minél közelebb van egymáshoz a forrás és a tárgy. Ezért, ha a sugárforrást elég közel helyezzük a tárgyhöz, akkor a fotolemez feloldóképessége már nem korlátozza a felbontást. Ilyenkor a sugárforrás mérete a meghatározó. Kisméretű sugárforrást úgy lehet előállítani, hogy például szinkrotronból származó párhuzamos röntgensugárzást Fresnel-zónalemez segítségével fókuszálunk. Az elérhető felbontást itt a fókuszfolt mérete, azt pedig a zónalemez minősége, tehát végső soron a zónalemez készítésénél használt fényérzékeny anyag felbontása szabja meg. Ezért az így elérhető felbontás hasonló lesz, mint a Gábor-holográfia esetében.

Az itt vázolt módszerekkel szinkrotronsugárzás felhasználásával a nyolcvanas években értek el körülbelül 50 nm-es felbontást. Ez még nem volt alkalmas az atomok leképezésére, és a továbblépéshez új ötletre volt szükség. Az ötlet Szőke Ábrabámtól, egy Magyarországon született és tanult, de Amerikában élő fizikustól származik. Ő azt javasolta, hogy legyen a minta egyik atomja a sugárforrás [4]. A sugárzás egy része kölcsönhatás nélkül elhagyja a mintát, ez lesz a referencianyaláb. A sugárzás másik része szóródik a környező atomokon (tárgynyaláb). A két nyaláb interferenciája a hologram (2. ábra). Az elrendezés az 1. ábra Fourier-holográfiájának felel meg azzal a különbséggel, hogy a forrás nagyon közel van a tárgyhöz. Emiatt az interferenciacsíkok távlatra kerülnek egymástól, és a detektor felbontása nem játszik szerepet. A forrás mérete kicsi, megegyezik az atomi méretekkel, tehát ez sem korlátozza a felbontást. Van azonban egy komoly probléma: egy atom még folyamatosan gerjesztve is nagyon gyenge sugárforrás, évszázadokig kellene mérni, hogy értékelhető eredményt kapjunk. Ez a probléma úgy kerülhető meg, hogy egy kristályt választunk mintának. A kristályban minden atom környezete azonos, vagy legalábbis csak néhány fajta környezet fordul elő. Az azonos környezetek a mintától nagy távolságban azonos hologramokat adnak, ezek intenzitása összeadódik. Így a mérési idő sok nagyságrenddel lerövidül és a kísérlet elvégezhető.

Itt meg kell jegyeznünk, hogy korábban volt már sikeres próbálkozás gázfázisban levő atomok holografikus leképezésére. L. Bartell és munkatársai az atommagokon szórt elektronokat használták referencianyalábként, és képesek voltak az atomok elektronfelhőjét 0,008 nm fel-



2. ábra. Holográfia belső forrással. Az ábrán az egyszerűség kedvéért a forrástommon kívül csak egy szóró atomot tüntettünk fel.

bontással leképezni. A módszerük azonban csak szabad atomokon és nagyon kis molekulákon működött [5].

Szőke ötletét először elektronokkal valósították meg [6]. Ennek egyik oka az volt, hogy az elektronok sokkal erősebben szóródnak az atomokon, mint a röntgenfotonok, ezért a mérendő effektus sokkal nagyobb. Ezenkívül a mérés sok esetben elvégezhető volt a meglévő alacsony energiájú elektronszórásra (LEED) szolgáló berendezéseken. Az elektronok azonban csak kevésbé hatolnak be az anyagba, ezért elektronholográfiával csak a felületről kaphatunk információt. Az elektronholográfia így a felületek és a felületen megkötött atomok, molekulák vizsgálatában játszik szerepet.

Az atomi felbontású röntgenholográfia alapjait 1991-ben dolgoztuk ki [7]. A röntgenfotonok sokkal (több mint ezerszer) gyengébben szóródnak az atomokon, mint a hasonló hullámhosszú elektronok. Ennek több lényeges következménye van. A szabad úthossz és a behatolási mélység sokkal nagyobb, így az anyag belsejéről kaphatunk információt. Míg az elektronholográfia esetében csak a sugárzást kibocsátó atom körüli néhány (~30) atom vesz részt a képképzésben, ez a szám röntgensugárzás esetén  $10^{13}$  nagyságrendű.

Amikor egy atom röntgensugárzást bocsát ki, az kétféleképpen juthat a távol elhelyezett detektorba: kölcsönhatás nélkül vagy a környező atomok valamelyikén szóródva. A 2. ábrán az egyszerűség kedvéért csak egy forrás- és egy szóró atomot tüntettünk fel. Ha a kibocsátott intenzitás  $R$  távolságban  $I_0/R^2$ , akkor a detektor helyén a mért intenzitás

$$I(\mathbf{k}) = \frac{I_0}{R^2} \left| 1 + \sum_j a_j \right|^2 = 1 + 2 \operatorname{Re} \left( \sum_j a_j \right) + \left| \sum_j a_j \right|^2, \quad (1)$$

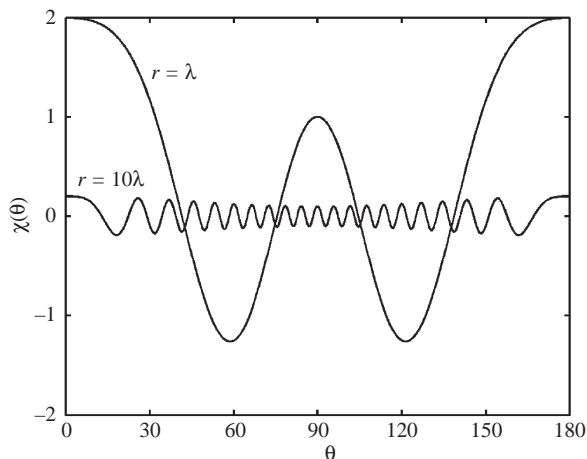
$$a_j = \frac{1}{r_j} F_j(\theta_{r,k}) \exp \left[ i(r_j k - \mathbf{r}_j \cdot \mathbf{k}) \right].$$

Itt  $F_j$  az atomszórási tényező, amely az  $\mathbf{r}$  és  $\mathbf{k}$  vektorok közötti szórási szögtől függ. Ha a referencianyaláb sokkal erősebb, mint a szórt sugárzás (vagyis a szórás gyenge), akkor az (1) képletben a harmadik tag elhanyagolható. Ilyenkor az intenzitás a következő alakot ölti

$$I(\mathbf{k}) = \frac{I_0}{R^2} (1 + \chi),$$

$$\chi = \sum_j \chi_j, \quad (2)$$

$$\chi_j = \frac{2}{r_j} F_j(\theta_{r,k}) \cos(r_j k - \mathbf{r}_j \cdot \mathbf{k}).$$



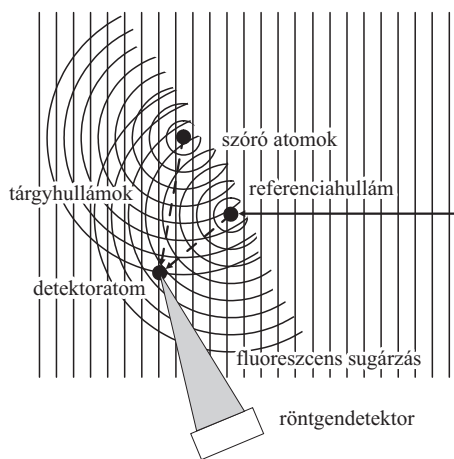
3. ábra. Egyetlen atom hologramjának függése a  $\theta$  szórési szögtől két különböző  $r$  forrás–szórócentrum távolság esetén.  $\lambda$  a sugárzás hullámhossza.

A holografikus rekonstrukció eredeti megvalósítása (azaz, amikor az intenzitáseloszlást fotolemezen rögzítjük, és előhívás után megvilágítjuk a referencianyalábbal) elvben itt is működik, a gyakorlatban mégsem valósítható meg. Egyrészt a képet röntgensugárzás hozza létre, amely közvetlenül nem látható, másrészt a rekonstruált háromdimenziós kép az eredeti méretben jön létre. Sokat javítana a helyzeten, ha a fotolemezt nem az eredeti referencianyalábbal, hanem egy szintén pontszerű forrásból származó, monokromatikus, de látható fényvel világítanánk meg. Ilyenkor – a látható fény és a röntgensugárzás hullámhosszának arányában – néhány ezerszeres nagyítás érhető el. Ez azonban még mindig kevés ahhoz, hogy a képet szabad szemmel megfigyelhessük. Ezért célravezetőbb, ha a háromdimenziós képet számítógéppel állítjuk elő és annak kétdimenziós vetületét vagy metszetét jelenítjük meg a számítógép képernyőjén. A számításához az úgynevezett Helmholtz–Kichhoff-integrált kell elvégezni:

$$U(\mathbf{r}) = \int \chi(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\Omega_{\mathbf{k}}. \quad (3)$$

A hologramból akkor állítható vissza az eredeti tárgy háromdimenziós képe, ha az (1) képletben a harmadik tag elhanyagolhatóan kicsi. Az atomszórási tényező 0,1 nm körüli hullámhosszú röntgensugárzásra  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  nagyságrendű. Így az (1) képletben a harmadik tag általában elhanyagolható. Kivételt képeznek a már említett Bragg-feltételt kielégítő irányok. Ezekben az irányokban a szórt amplitúdók fázishelyesen adódnak össze, és – a szórési folyamatban részt vevő atomok nagy száma miatt – mind a második, mind a harmadik tag nagy lehet. Ezekben az irányokban nagy lesz az intenzitás háttértől való eltérése, és a képen éles vonalak (az ún. Kossel-vonalak) jelennek meg.

Ahhoz, hogy lássuk, hogyan kerülhető el a fenti probléma, vizsgáljuk meg, hogyan függ az egy atom által létrehozott  $\chi_j$  hologram az atomnak a forrástól mért távolságától. Ahogy a 3. ábrán látható, az oszcilláció térbeli frekvenciája arányos ezzel a távolsággal. Tehát ha egy aluláteresztő szűrőt alkalmazunk (vagy ami ezzel egyenértékű, rossz szögfelbontással mérünk), akkor kiszűrhetjük a távoli atomok hatását és teljesül a holográfia feltétele.

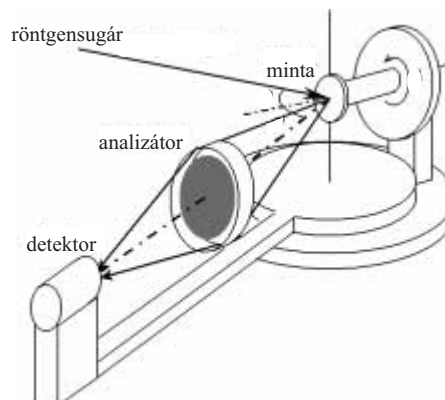


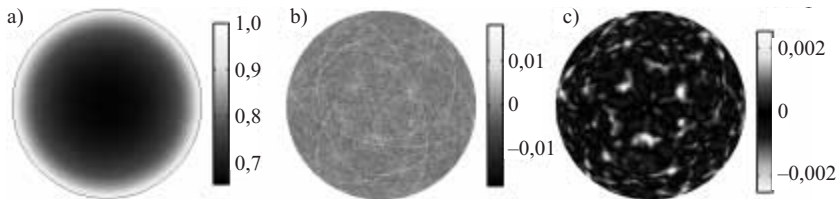
4. ábra. Az inverz holográfia működési elve [9].

A röntgenholográfiát úgy valósíthatjuk meg, hogy az egykristály-mintát egy külső röntgenforrásból származó sugárzással világítjuk meg. A beeső sugárzás ionizálja a minta atomjait, és ennek hatására azok fluoreszcens sugárzást bocsátanak ki. A fluoreszcens sugárzás hullámhossza eltér a beeső sugárzásétól és jellemző a kibocsátó atomra. Így egy megfelelő energiafelbontású (pl. félvezető) detektorral kiválasztható, hogy milyen atomok környezetét kívánjuk vizsgálni. A kiválasztott fluoreszcens sugárzás szögfüggését megmérve egy képet kapunk. Ez a kép tartalmazza a hologramot. A hologram nagyon kicsi a háttérhez képest, annak csak néhány ezreléke. Ennél sokkal nagyobb a minta abszorpciójának szögfüggése, de ez szerencsére viszonylag egyszerűen levonható. Az alacsony jel–háttér viszony miatt sok, körülbelül  $10^{10}$  fotont kell begyűjteni, hogy a jel kiemelkedjen a zajból. Emiatt az első holográfiamérésünk [8], amellyel demonstráltuk a módszer működését, közel két hónapig tartott.

Thomas Gog és munkatársai, kihasználva az optikai reciprocitás elvét, vagyis azt, hogy a fény (vagy a mi esetünkben röntgensugárzás) útja megfordítható, egy új mérési elrendezést javasoltak [9]. Ennek elvi vázlata a 4. ábrán látható. Itt minden fordított sorrendben történik. A beeső röntgensugárzás egy kiválasztott atomot kétféleképpen érhet el: kölcsönhatás nélkül (referencianyaláb) vagy azután, hogy szóródott a környező atomokon (tárgynyaláb). Az atom, ami ez esetben a detektor szerepét játssza, a

5. ábra. A mérőberendezés vázlatos rajza.



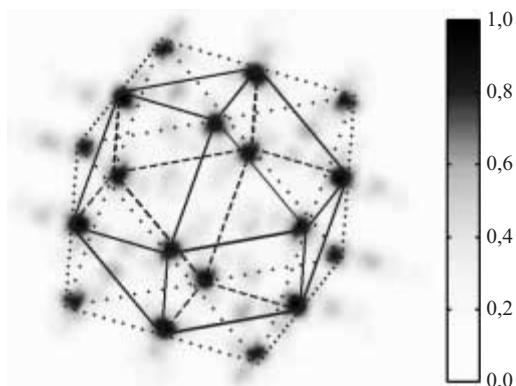


6. ábra. CoO-kristály röntgenhogramja. Nyers adatok a), korrigált adatok b) és a hologram az aluláteresztő szűrő alkalmazása után c) [10].

két nyaláb interferenciájának megfelelően bocsát ki fluoreszcens sugárzást, amelyet megmérünk. Detektorunk továbbra is a fluoreszcens sugárzást méri, de most a beeső sugárzás irányának a függvényében. A fenti képletek továbbra is érvényesek azzal a különbséggel, hogy nem a fluoreszcens, hanem a beeső sugárzás hullámhosszát kell használnunk. Ez azzal is jár, hogy a hullámhossz – ellentétben a fluoreszcens sugárzás hullámhosszával, ami adott – tág határok között változtatható. Ezt a lehetőséget szinkrotronsugárzás alkalmazásával lehet igazán kihasználni. A szinkrotronsugárzás másik előnye, hogy nagyságrendekkel erősebb, mint egy laboratóriumi röntgenforrás, és így a mérési idő jelentősen lerövidül. A korábbi méréseknel alkalmazott félvezető detektor már nem tudta kezelni a nagy intenzitást, ezért egy sokkal gyorsabb lavina-fotodiódát (APD) használtunk. Mivel ennek a detektornak nem elég jó az energiafelbontása, ezért egy kétszeresen fókuszáló grafit monokromátort alkalmaztunk a fluoreszcens sugárzás kiválasztására. A mérőberendezés vázlatja az 5. ábrán látható. Ez a berendezés alkalmas röntgen hologramok készítésére normál és inverz módszerrel is. A hologramot a minta és detektor mozgása során vesszük fel 800 000 képpontban. A teljes képet a berendezés 80 másodperc alatt méri meg. Mivel a képpontokat nem egyszerre, hanem egymás után mérjük, ezért meglehetősen gyors mozgató és adatgyűjtő rendszert kellett építenünk. A teljes mérés néhány órát tart, ennyi idő szükséges a megfelelő pontosság eléréséhez.

A nyers mérési adatokat egy kobaltoxid-kristály esetére a 6.a ábrán mutatjuk be. A mérés a kobalt  $K_{\alpha}$  vonalán készült. A képet az abszorpció szögfüggése dominálja. A hologram csak a háttér levonása és egyéb korrekciók elvégzése után jelenik meg (6.b ábra). Az aluláteresztő szűrő alkalmazása után (6.c ábra) a hologram már csak a

7. ábra. Egy kobaltatom környezetének rekonstruált háromdimenziós képe kobaltoxid-kristályban. Az ábrán csak az erősebben szóró kobaltatomok láthatók. A kobalt-detektoratom (amely nem látható) az ábra közepén van [10].



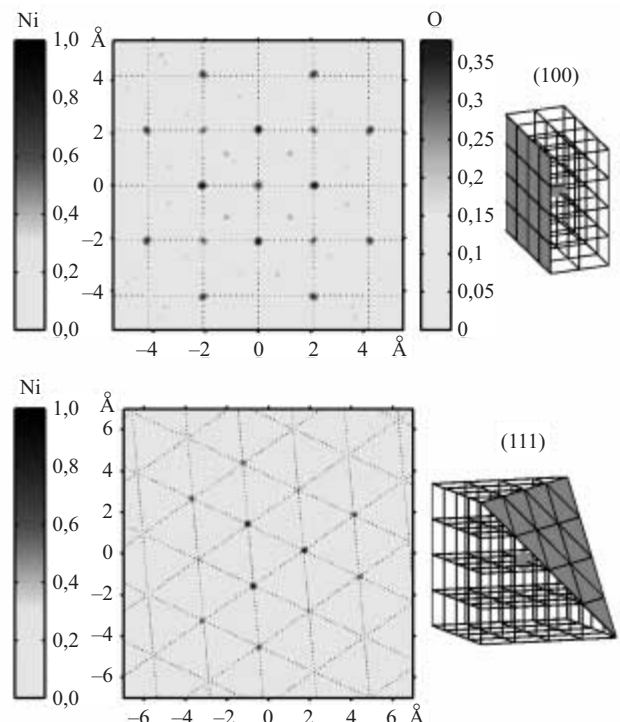
közeli atomokra vonatkozó információt tartalmazza [10]. A (3) Helmholtz–Kirchhoff-integrált alkalmazva erre a képre, megkapjuk a kobaltatom környezetének háromdimenziós képét (7. ábra). Az ábrán csak az első szomszédos kobaltatomok látszanak, az oxigénatomok szórása túl gyenge, ezért azok nem láthatók.

Ha a méréseket több energián és nagy pontossággal végezzük, akkor az olyan könnyű atomok, mint az oxigén is láthatóvá tehetők. A 8. ábrán (a kobalt-oxidhoz hasonlóan lapcentrált köbös szerkezetű) nikkeloxid-kristály rekonstruált szerkezetének két metszete látható [11]. A rekonstrukció nyolc különböző hullámhosszal felvett hologram együttes felhasználásával készült. Itt már nemcsak a nehezebb nikkel-, hanem a könnyebb oxigénatomok is látszanak. Jól megfigyelhető a kristályrács is.

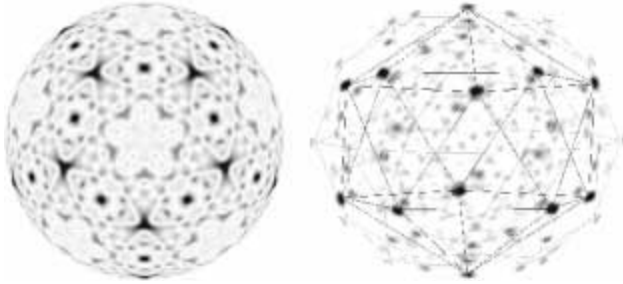
Az eddig bemutatott eredmények megmutatták, hogy az atomi felbontású röntgenholográfia kísérletileg is megvalósítható, és a kapott háromdimenziós kép jól visszaadja az ismert anyagok szerkezetét. A továbbiakban a módszer alkalmazására szeretnék néhány példát bemutatni. Az egyik példa egy kvázikristály, a másik pedig egy szennyező elhelyezkedése egy félvezetőben.

A kvázikristályok olyan anyagok, amelyek – a kristályokhoz hasonlóan – néhány alapegység ismétléséből épülnek fel, de – a kristályoktól eltérően – mégsem periodikusak. A kvázikristályokat legegyszerűbb egy dimenzióban elképzelni. Vegyünk két különböző hosszúságú szakaszt. Ha ezeket szabályosan váltakozva egymás

8. ábra. Nyolc különböző energián mért hologramból rekonstruált síkok a NiO-kristályban. Az ábra felső részén látható (100) síkon az atomok egy négyzetrácson helyezkednek el. Az erősebb foltok a Ni-, a gyengébbek az O-atomokat jelzik. Az ábra alsó részén az (111) sík háromszögű rácsa csak Ni-atomokat tartalmaz [11].







9. ábra.  $\text{Al}_{70,4}\text{Pd}_{21}\text{Mn}_{8,6}$  kvázikristály hologramja (baloldalt) és a mangánatomok átlagos környezete (jobbaldalt).

mellé tesszük, akkor egy egydimenziós kristályt kapunk. Ha azonban nem így, hanem másféle szabály szerint tesszünk le rövid és hosszú szakaszokat, akkor egy egydimenziós kvázikristályt kapunk. A kvázikristály nem periodikus, mégis van benne szabályosság. Például az egydimenziós kvázikristályunkban két szomszédos pont közötti távolság csak kétféle lehet: rövid vagy hosszú, de nem lehet ezektől eltérő. Háromdimenziós kvázikristályokat bizonyos ötvözetekből elő lehet állítani. Ezekre jellemző, hogy olyan lokális szimmetriaelemeket (pl. öt-fogású szimmetriát) is tartalmazhatnak, amelyek kristályokban nem fordulnak elő. Kvázikristályokon is lehet diffrakciós méréseket végezni, és ezek a mérések fontos információkat adnak a kvázikristály szerkezetéről, lokális szimmetriáiról. Nagyon nehéz viszont bármit megtudni arról, hogy hol vannak az egyes atomok.

A röntgenholográfia ismertetésénél említettük ugyan, hogy egykristályra van szükség ahhoz, hogy mérhető intenzitást kapjunk, de sehol nem használtuk ki azt, hogy a kristály periodikus. Céljainknak egy kvázikristály is megfelel. Az első ilyen mérést egy  $\text{AlPdMn}$  kvázikristályon végeztük [12]. Az eredmény a 9. ábrán látható. Mivel a hologramot a mangánatom fluoreszcens sugárzásával vettük fel, a mérés a mangánatomok környezetéről ad információt. A mangánatom környezete a kvázikristályban sokféle lehet, ezért a képen ezek átlaga jelenik meg. Ahhoz, hogy a képet értelmezni tudjuk, egy szerkezeti modellre van szükség. Azt találtuk, hogy a korábbi szerkezeti modellek csak részben adják vissza a mért képet, ezért a modell finomítására van szükség [12].

Egy másik példa a holográfia alkalmazására a szennyező atomok helyének a vizsgálatá felvezetőkben. Hayashi és munkatársai Japánban azt vizsgálták, hogy egy  $\text{GaAs}$ -kristályban a szennyező  $\text{Zn}$ -atomok hol helyezkednek el [13]. A kérdés az volt, hogy a cinkatom a gallium- vagy az arzénatom helyére, vagy pedig közéjük épül be. A szokásos diffrakciós mérések a kis mennyiségű szennyező atomot nem érzékelik. A holográfia nagy előnye a diffrakcióval szemben, hogy ki lehet választani azt az elemet, amelynek a környezetére kíváncsiak vagyunk. Ebben az esetben a cinkatom az előnyös választás. Így annak ellenére, hogy a mintában csak nagyon kevés, 0,02 súlyszázalék  $\text{Zn}$  van, a hologram csak ezek környezetét mutatja. A 10. ábrán láthatók

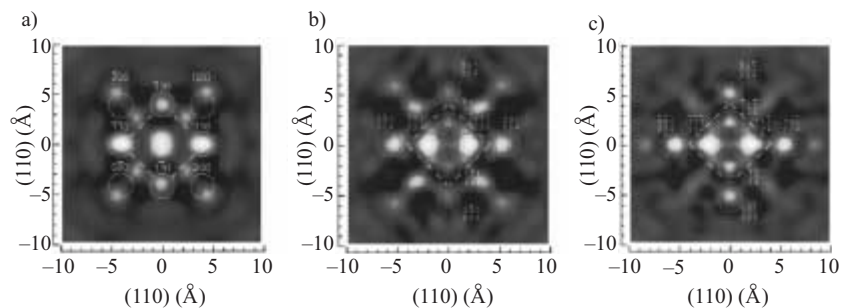
ezek a környezetek három egymással párhuzamos síkban. A képekből egyértelműen meg lehetett állapítani, hogy a cinkatomok a galliumatomokat helyettesítik [13].

A fenti példák megmutatták, hogy az atomi felbontású röntgenholográfia információt adhat az atomok lokális környezetéről olyan esetekben is, amikor ez az információ más módszerekkel nem érhető el könnyen. A módszer elvileg alkalmas minden olyan anyag vizsgálatára, ahol az atomok egymáshoz hasonló környezetben helyezkednek el. Mivel a különböző atomok különböző hullámhosszú fluoreszcens sugárzást bocsátanak ki, ezért mindig kiválasztható, hogy melyik atom környezetét jelentsük meg. A módszernek különös jelentősége lehet a mélyen fekvő (eltemetett) határfelületeken levő szennyező atomok vizsgálatában. A holográfia segítséget nyújthat a nagyméretű molekulák szerkezetének megoldásához diffrakciós adatokból. Egyes esetekben a szerkezet egy részének ismerete – amit holográfiával megkaphatunk – segítheti az ismeretlen fázisok megtalálását. Olyan anyagoknál, amelyekből nem lehet jó minőségű egykristályt készíteni, a holográfia előnyösebb is lehet a diffrakciónál, mivel – lokális módszer lévén – kevésbé érzékeny a kristály hibáira.

A röntgenholográfia jelenlegi formájában nem könnyű mérés. Szinkrotronsugárzás szükséges hozzá, amely csak külföldön érhető el (vagy laboratóriumi röntgenforrás és nagyon nagy türelem – ez itthon is megtalálható). Egyelőre csak viszonylag nagy (néhány milliméter) méretű, sík felületű mintákon tudunk mérni, mert csak ezeknél lehet egyszerűen kiszűrni az abszorpció szögfüggését. Elvileg nincs akadálya, hogy kisméretű, tetszőleges alakú kristályokon is végezhesünk méréseket, ehhez azonban még technikai fejlesztésekre van szükség.

Végezetül a röntgenholográfia néhány különleges változatát szeretném megemlíteni. Az első a fékezésisugárzás-holográfia, amelyet *Bompadre* és munkatársai valósítottak meg először [14]. Az elrendezés lényegében megegyezik a „normál” holográfiánál használttal, azzal a különbséggel, hogy a mintát elektronsugárral készítetik röntgensugárzás kibocsátására. Az így előállított röntgensugárzás energiaspektruma – mint egy hagyományos röntgensugárzásnál – két részből tevődik össze: a karakterisztikus (fluoreszcens) vonalakból és a folytonos fékezési sugárzásból. A fékezési sugárzásból a detektorral tetszőleges hullámhosszú sugárzás kiválasztható. Ez nemcsak azt teszi lehetővé, hogy több hullámhosszon mérjünk,

10. ábra.  $\text{GaAs}$ -kristályban levő  $\text{Zn}$  szennyező atomok környezetének holografikus rekonstrukciója. A képek a (001) rácssíkkal párhuzamos síkokat ábrázolnak. A sík átmege a  $\text{Zn}$ -atomon a), illetve  $1,41 \text{ \AA}$  távolságra alatta b) vagy felette c) helyezkedik el.



hanem olyan könnyű atomokon is lehet mérni, amelyek fluoreszcens vonala túl alacsony energiájú a normál röntgenholográfia-mérésekhez. Meg kell azonban jegyezni, hogy a fékezési sugárzás használatával elveszítjük az elemselektivitást, a hologram az összes atom környezetének átlagát mutatja.

A másik, a röntgenholográfiával rokon módszer a nukleáris rezonanciaholográfia [7, 15]. Itt a nukleáris rezonanciaabszorpciót, vagyis a Mössbauer-effektust használjuk a hologram létrehozására. A mérés legegyszerűbben az inverz elrendezéssel valósítható meg. A sugárzást adó radioaktív forrást mozgatással, a Doppler-effektus felhasználásával lehet a rezonanciaabszorpció vonalára hangolni. A sugárzást most nem az atom elektronjai, hanem az atommag nyeli el. Abszorpció előtt a sugárzás szóródhat a környező atomokon. A szórás most nemcsak az elektronokon történhet, hanem – rezonanciaszórással – az atommagokon is. A sugárzást elnyelő atommag a szórt sugárzás és a szórás nélkül érkező (referencia-) nyaláb interferenciáját érzékeli. Az abszorpció után az atom vagy egy fotont, vagy egy (ún. konverziós) elektront bocsát ki. A mérésben a detektor ez utóbbiakat számolja meg a beeső sugárzás irányának a függvényében. Mivel mágneses térben az atommag energiaszintjei felhasadnak, a nukleáris rezonanciaholográfia érzékeny a mágneses térre és az atom mágneses momentumára. *Korecki* és munkatársai a közelmúltban magnetitkristály vasatomjainak környezetét vizsgálták. A magnetitben a vasatomok kétféle mágneses állapotban vannak. A berendezést az egyik vagy a másik állapotnak megfelelő energiára hangolva külön lehetett hologramot kapni a kétfajta atom környezetéről [16].

A fenti példákban is látható, hogy az atomi felbontású röntgenholográfia belépett az atomi szerkezetet vizsgáló módszerek közé. Az is nyilvánvaló azonban, hogy a módszer széles körű elterjedéséhez még komoly fejlesztésekre van szükség a kísérleti technikákban és elméleti téren is.

#### Irodalom

1. W.L. BRAGG – Proc. Camb. Phil. Soc. 17(1913) 43
2. D. GABOR – Nature 161 (1948) 777
3. GÁBOR DÉNES a *Nobel-díj átadásakor tartott előadása* – Fiz. Szemle 50 (2000) 181
4. A. SZŐKE: *Generation and Applications* – in Short Wavelength Coherent Radiation (eds. D.T. Attwood, J. Boker, New York, AIP) AIP Conf. Proc. 147 (1986) 361
5. L.S. BARTELL – Trans. Am. Crystallogr. Assoc. 8 (1972) 37; L.S. BARTELL, C.L. RITZ – Science 185 (1974) 1163; L.S. BARTELL, R.D. JOHNSON – Nature 268 (1977) 707
6. D.K. SALDIN, P.L. DE ANDRES – Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1270; G.R. HARP, D.K. SALDIN, B.P. TONNER – Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1012
7. M. TEGZE, G. FAIGEL – Europhys. Lett. 16 (1991) 41
8. M. TEGZE, G. FAIGEL – Nature 380 (1996) 49; FAIGEL GYULA – Fiz. Szemle 47 (1997) 206
9. T. GOG, P.M. LEN, G. MATERLIK, D. BAHR, C.S. FADLEY, C. SANCHEZHANKE – Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3132
10. M. TEGZE, G. FAIGEL, S. MARCHESINI, M. BELAKHOVSKY, A.I. CHUMAKOV – Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4847
11. M. TEGZE, G. FAIGEL, S. MARCHESINI, M. BELAKHOVSKY, O. ULRICH – Nature 407 (2000) 38
12. S. MARCHESINI, F. SCHMITHÜSEN, M. TEGZE, G. FAIGEL, Y. CALVAYRAC, M. BELAKHOVSKY, J. CHEVRIER, A. SIMIONOVICI – Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 4723
13. K. HAYASHI, M. MATSUI, Y. AWAKURA, Y. KANEYOSHI, H. TANIDA, M. ISHII – Phys. Rev. B63 (2001) 041201(R)
14. S.G. BOMPADRE, T.W. PETERSEN, L.B. SORENSEN – Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 2741
15. P. KORECKI, J. KORECKI, T. SLEZAK – Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3518
16. P. KORECKI, M. SZYMONSKI, J. KORECKI, T. SLEZAK – Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 205501

## JÉGKORSZAKOK CIKLUSOS VÁLTAKOZÁSÁNAK LEHETŐSÉGE A NEOGÉNEN

Schweitzer Ferenc  
MTA Földrajztudományi Kutatóintézet

### A probléma elméleti előzményei

A jégkorszak, vagy ahogyan korábban gondolták, a legendás bibliai vízözön – amelyet dilúviumnak is hívtak – az északi féltekén, a messze délre lenyúló jégtakarók, kiterjedt gleccserárkok, a gyapjas orrszarvú, a hosszú szőrű mamut, a félelmetes barlangi medve, a barlangi farkas és az ősember kora volt (*1. ábra*).

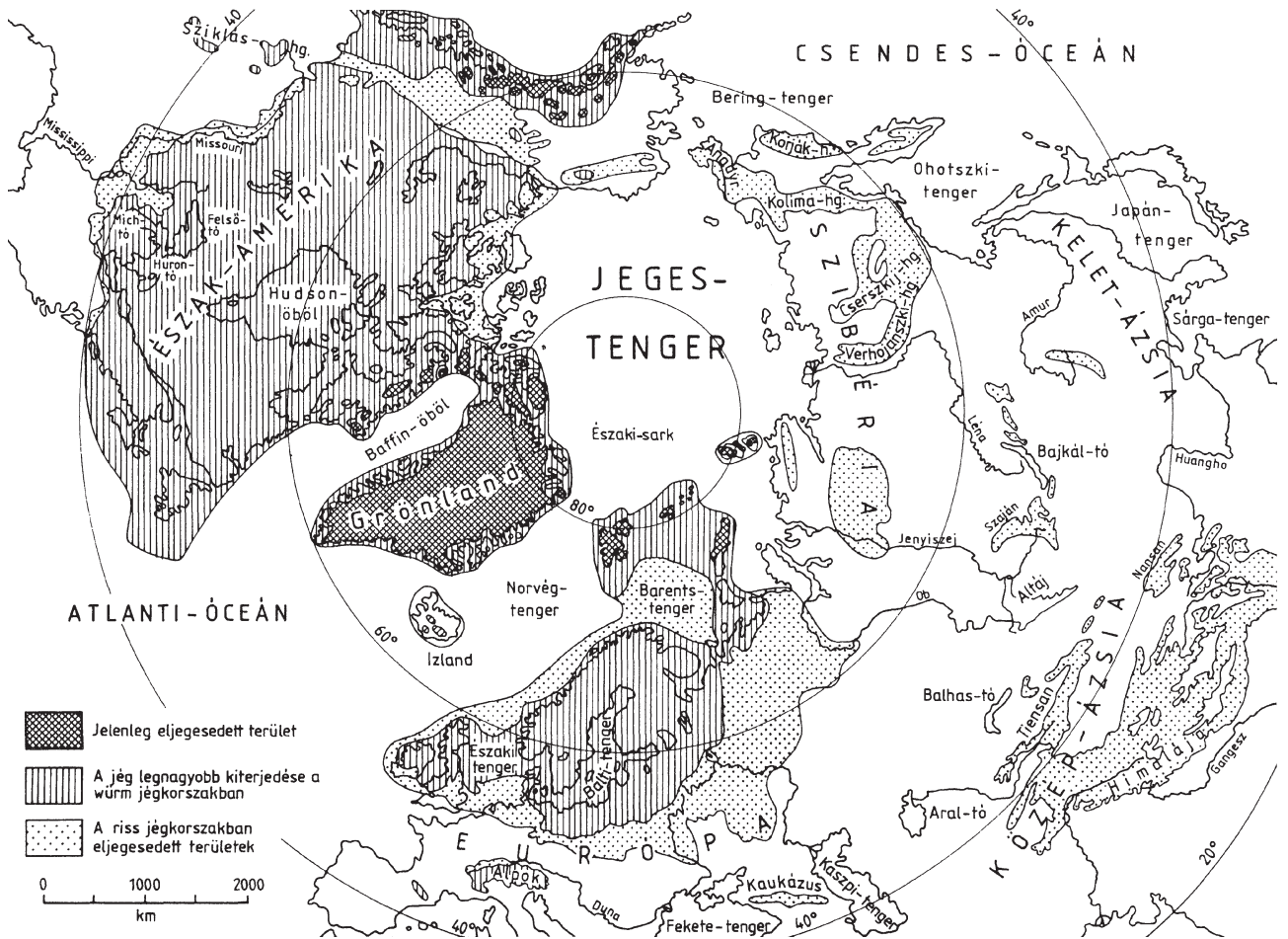
A Földön az egyik legjelentősebb, legátfogóbb környezetváltozást, az éghajlati lehűlést az eljegesedett és jégmentes időszakok kialakulása és ismételt váltakozása okozta. Amikor a Földön állandó jégtakaró halmozódik fel, globális jégkorszakról beszélünk. A jégkorszakok kialakulását sokféleképpen magyarázzák, sokféle elmélet született, amelyeket két csoportba sorolhatunk.

Az első csoportba az úgynevezett extraterresztrikus elméletek tartoznak, amelyek a jégkorszakokat csillag-

szati okokra vezetik vissza. Egyesek a Nap sugárzási energiájának a csökkenésével, mások az űrben lévő kozmikus por egyenlőtlen eloszlásával magyarázzák a földi klímaváltozások okait [1, 2].

A nagy jégkorszakok ismétlődését (a proteozoikumban, a karbon és a perm, illetve a neogén és a pleisztocén határán) sokan magyarázzák a „kozmosz évvel” (190–200 millió év). Ekkor a Nap pályájának azon a szakaszán halad át, amely legtávolabb van a Galaktika középpontjától, és annak minimális csillagsűrűségű szegélyén helyezkedik el. Ekkor általános lehűlés, „kozmosz tél” következik be. *Scsukin* szerint [3] például ha a világtengert 3 milliárd évesnek tekintjük, azóta a Földön 15–20, nagy eljegesedéssel járó „kozmosz télnek” kellett lennie.

A jégkorszakok létrejöttét magyarázó elméletek másik csoportjába a terresztrikus magyarázatok tartoznak. Ilyen például a *Wegener* által értelmezett kontinens- és pólus-



1. ábra. Az északi félgömb jelenleg és a pleisztocénben eljegesedett területei

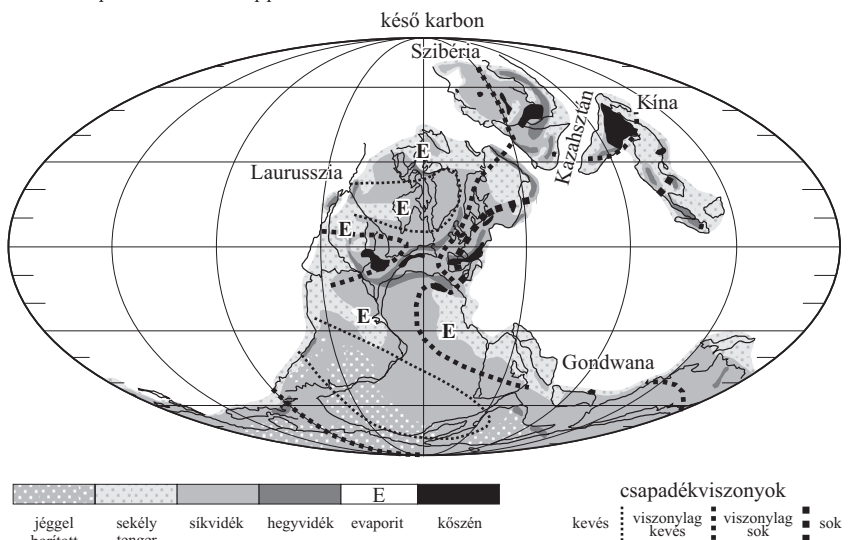
vándorlás [4]. Wegener elsősorban az ókori eljegesedést igyekszik ezzel az elmélettel megmagyarázni. Szerinte a mai Dél-Afrika csúcánál futottak össze a kontinensek és alakult ki egy antarktikus jégcsapka. Az eljegesedések további okai között szerepel például a Golf-áramlat hipotézise. Eszerint a Golf-áramlat nyugatra, Észak-Amerika partvidéke felé tért ki, így melegítő hatása elmaradt. Mások például a tengerszint változásokban keresik az eljegesedések okát [5, 6].

Az Antarktisznak ebben nagyjából ugyanaz a szerep jutott, mint a Gondwana szárazulat központi részének a perm eljegesedés idején (2. ábra). A Perm időszakban a szárazföldek eljegesedése hasonló lehetett, mint ma az Északi-sarkvidéken. Miután az Antarktisz a lemeztek-

2. ábra. A kontinensek eloszlása a késő karbon idején a sekélytengeri és a síkvidéki szárazulati területekkel, a hegylancok helyzetével, az evaporit- és kőszen-előfordulási területekkel, valamint a csapadékeloszlási képpel [9].

## A jégkorszakok létrejöttének főbb okai

Véleményem szerint a jégkorszakok kialakulásának egyik legfőbb oka – Wegener és Du Toit-Alex felfogásához hasonlóan [4, 7], és természetesen sok más elmélet mellett – lemeztektonikai eseményekben keresendő. Ha egy nagy kiterjedésű kontinens valamelyik pólus – Déli- vagy az Északi-sark – területére kerül, akkor ott a be- és a kisugárzási negatív egyenleg, az albedó hatására önfokozó lehűlés – az ezzel járó hó-, illetve jégfelhalmozódás – kezdődik meg.





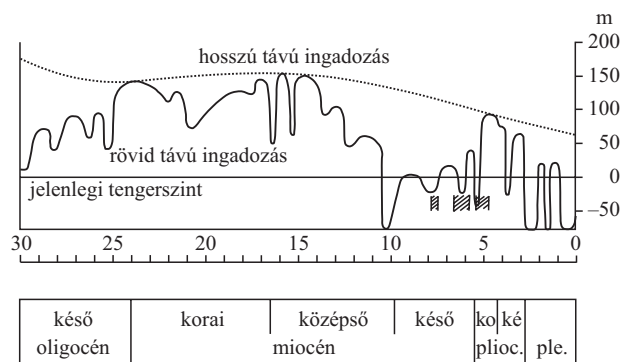
tonikai mozgások következtében az oligocén vége felé a Déli-sark területére került, emiatt ott körülbelül 30–32 millió évvel ezelőtt már jelentős jégfelhalmozódás következhetett be, amelyet a miocénben (25 és 5,3 millió év között) feltehetően több is követhetett. Így például a 7,5 millió évvel ezelőtti jégfelhalmozódás is, amikor a pleisztocén jégtakarónál kétszer nagyobb, egypólusú eljegesedés alakult ki az Antarktiszon, ami a lemeztektonikai mozgások és a világtengerek jelentős vízszintcsökkenése miatt hozzájárult a Gibraltári-szoros elzáródásához, továbbá az úgynevezett messinai sókrízis kialakulásához, amikor a Földközi-tenger kiszáradt medencéjében anhidrit- és vastag sótelepek képződtek [8]. A Kárpát-medencében erre az időszakra esik a Pannóniai-tó feltöltődése és kiszáradása. Ekkor a Kárpát-medence területén és környezetében sivatagi kérgek képződtek és zsiráfok éltek.

A K/Ar-vizsgálatok alapján mintegy 4,4–3,5 millió évvel ezelőtt az Antarktisz nyugati részén a jégtakaró elolvadt, parti vizeinek hőmérséklete pedig 8–10 °C-kal volt magasabb a mainál. Ezzel egy időben a világtengerek szintje mintegy 60 m-rel emelkedett meg a jelenlegihez képest, a transzgresszió nyomán pedig kinyílt a Bering-szoros [10]. A Kárpát-medencében és az Orosz-síkságon ebben az időszakban képződtek a vörösagyagok is.

Figyelemre méltó, hogy a Déli-sark 30–32 millió éves eljegesedésétől kezdve – amely kezdete volt a napjainkban is tartó újkori globális jégkorszaknak – több olyan ritmusosan is visszatérő földtörténeti ciklusokat (pl. a 17–18, a 13–14, a 6–7,5 és az 1,4–0,10 millió év) különböztetünk meg, amelyek *Haq* és munkatársai vizsgálatai [11] alapján a világtengerek vízszintcsökkenéséhez kapcsolódnak. E folyamatnak a jégkorszakokkal kapcsolatos értelmezése – miután jelentős vízszintcsökkenések kapcsolódnak hozzá, feltehetően a hatalmas jégtömegek képződése miatt – újszerű lehet [12] (3. ábra).

A legutolsó globális lehűlés az északi féltekén az Északi-sark környékén megjelenő állandó jégtakaróhoz kapcsolható, amelyet később (kb. 1,2–1,7 millió évvel ezelőtt) követett a mérsékelt öv lehűlése és a kontinentális fokozódása. Ennek hatására kezdődött el a napjainkban is tartó lehűlési időszakok (glaciálisok) és felmelegedési szakaszok (interglaciálisok) ritmusos váltakozása, amely jelenleg is tart. Valószínű, hogy az Északi-Appenninek evaporitciklusai (10 ilyen ciklusról tudunk), amelyek a messinai sókrízis alatt képződtek, ugyanolyan rangú klímaesemények, mint amilyenek létrejöttek az utolsó 1,2–1,7 millió év alatt az Alsó-Biharium végén és a Felső-Bihariumban, amit jégkorszaknak tartunk [13].

A pliocénben az úgynevezett csarnóitai (4,2–3 millió év közötti) időszak meleg–nedves vörösagyagképző klímája és erdei flórája-faunája – nagy emlős faunájában tapírokkal, pandákkal – hirtelen klímaváltozás hatására átalakul, és száraz, kezdetben száraz–meleg klímával, tevés, struccos (ezt Kislángon találták meg) faunával a Villányium (3–1,8 millió év közötti időszak) következik, amely fokozatosan száraz–hideg (Alsó-Biharium; mamut, gyapjas orrszarvú, barlangi medve, hód stb.) éghajlati viszonyokat hoz. Ezek élesen elkülönülnek a pliocéntól, de a Villányium egésztől is [13].



3. ábra. Eusztatikus tengerszint-ingadozások a földtörténet utolsó 30 millió éve során a tengerszintváltozások hozzávetőleges nagyságával [11].

A pliocén–pleisztocén – vagy a sok esetben használatos neogén–antropogén – határt az 1960-as évek előtt *Milanković* számításai alapján 600 000 évben adták meg, amely megegyezik az Alpok első jelentősebb (Günz) eljegesedésének kezdetével. Miután a Günz eljegesedésnek több korábbi stadiálisát, illetve a 600 000 évnél idősebb glaciálisok – Donau (Eburon), Biber (Pretegehlen) – nyomait is kimutatták, ezek a pleisztocén időtartamát jelentősen megnövelték, bár az Eburonban például nem tudnak egyértelmű eljegesedésről. Így sokan a Günz előtti eljegesedéseket 2,5 millió évre vezetik vissza, de vannak olyan adatok is (pl. Alaszkából), ahol a határt 3 millió évre datálják (4. ábra).

A pleisztocén időszak meghosszabbítását elősegítette az a körülmény is, hogy az ember megjelenésének korát mindig a negyedidőszakkal igyekeztek azonosítani. (Az olduvai lelőhelyek 1,7–1,8 millió évesek.) A Nemzetközi Rétegtani Bizottság a pliocén–pleisztocén határt az 1,8 millió éves calabriai Vrica-szelvényben rögzítette, amely az olduvai paleomágneses eseményekhez kötődik.

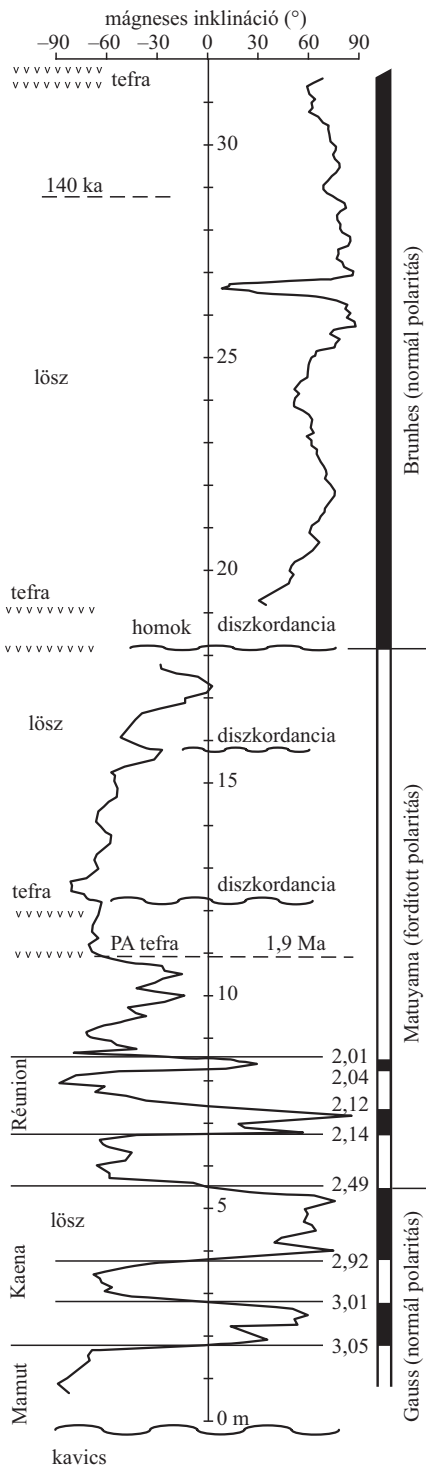
## A jégkorszak „helye” a pleisztocénben

A globális lehűlés – de nem az eljegesedés – első fontos bizonyítékát az Északi-tengerre jellemző állatfajoknak a Földközi-tengerben való megjelenése jelzi, ami arra utal, hogy a Földközi-tenger vize körülbelül 2,2–2,3 millió évvel ezelőtt kezdett lehűlni és megindult a vízcsera az Atlanti-óceán és a Földközi-tenger között.

Az idő tájt a Földközi-tenger mellékén még tartott a szubtropikus klíma, de már megjelentek a *Globarotolia inflanták*, illetve a norvég hideg áramlás hatására a *Hyalinea balticák*, főként Olaszország partjain. Ez *Funder* és munkatársai szerint [14] 1,8–1,4 millió év között következett be, ami a Kárpát-medencében az Alsó-Bihariumnak felel meg.

Ám az északi „vendégek” nem lehetnek bizonyítékok a plio–pleisztocén, illetve a jégkorszaki határ megvonásához, de azok a napjainkban boreális elterjedésű lemmingek vagy a *Canis arvensis*ek sem, amelyeket *Kordos* határozott meg [15] Esztramosról. *Easterbrook* és *Boellstraft*, valamint *Funder* és munkatársai szerint [16, 14] az északi féltekén ebben az időben – ez lényegében az Alsó-Biharium – a Golf-áramlat mélyen behatolt az arktikus óceánba. Az északi-sarki medence emiatt jégmentes





4. ábra. A Gold Hill Loess mágneses sztratigráfiai szelvénye a 6. feltárásban. Az irányított mintákat 10 cm-enként vették, szintenként kontrollmintával; az inklinációs görbét három pontra vonatkozó átlagértékekre illetve simították. A természetes mágnesesség után a minták 200 Oe-ig normál, 300 Oe felett pedig fordított mágnesességet mutatnak. Az Old Crow tefrát ezen a helyen nem sikerült kimutatni, de ugyanebben a sztratigráfiai szintben azonosították az aranybányászat során, amikor a löszfal délebbre húzódott. A tefrát petrográfiai és geo-kémiai ismérvek alapján azonosították.

volt, amelyet a grönlandi és a Koppenhága-foki szelvények bizonyítanak. Ugyancsak erre bizonyíték a *Portlandica arctica*, amelyet a Csukcs- és a Seward-part mentén talált Funder [14].

Акár a 2,4 millió évet, akár az 1,7 millió évet fogadjuk el a pliocén–pleisztocén határaként, a világtengerek szintje a korai glaciálisok során még nem csökkent a sarkok és a tengeri jégképződés hatására. A vörösgyagyképző csarnótai meleg–nedves időszakot követően 4,5–3,0 millió év után Európa kontinentális területein – így a Kárpát-medencében és környezetében – erdőtlen pusztai, füves vegetáció alakult ki, amelyet még mindig a száraz–meleg sztyepfauna elemek megjelenése jellemzett. Ide tartoznak a kislángi kavicsok a struccfossziliával, az ercsi kavicsok a déli elefántleletekkel, a Gerecse peremén a nagy vastagságú travertino-összletek éppen úgy, mint a legidősebb, az Obrucsev-féle úgynevezett meleg időszaki löszök kialakulása (pl. Dunaalmáson, Szekszárdon, Dunaföldváron, Titelen vagy Szlankamenen). Ide tartozik továbbá a kínai lishi lösz, a tiraszpoli és a nyikolajevi löszök alsó része is Moldáviában. Ehhez az időszakhoz tartoznak a villányi-hegységi, a süttöi és a beremendi vörös agyaggal kitöltött hasadékrendszerek, amelyek a középhegységeink jelentős részét feldaraboló törésvonalakhoz kapcsolódnak. Hasonlókat figyelhetünk meg a Kárpát-medencén kívül is (pl. a Dalmát-tengerparton, Susak szigetén).

A pleisztocénen belül az első egyértelmű glaciális hatás, a jégkorszak megjelenése körülbelül 1,2–1 millió évvel ezelőtt kezdődött – ez a Kretzoi-féle Alsó- és Felső-Biharium határ –, majd folytatódott a ciklikusan ismétlődő, napjainkig tartó glaciális és interglaciális környezeti változásokkal.

Az Alsó- és Felső-Biharium határán a skandináv hegységekben hatalmas gleccserek alakultak ki, amelyek együttesen óriási jégtömegekké folytak össze. Ez a hatalmas jégtömeg azután Grönland jégtakarójával került összefüggésbe, és Európa, illetve Észak-Amerika egész északi részét 2–3 km vastagságban elborította. Az Alsó- és a Felső-Biharium határához kapcsolhatók például a Don-medence középső részén a kristályos vándorkövek az úgynevezett alsó-gori rétegekben, amelyekre az odesszai–tamáni típusú emlős fauna jellemző. Korukat sokan az olduvai eseményekkel hozzák kapcsolatba, de még többen (pl. [10]) 1,0–1,1 millió évre datálja. A kárpát-medencebeli paleontológiai leletek is ezt igazolják. A Felső-Bihariumban ugyanis domináns állatfaj volt a medence területén a gyapjas orrszarvú, a rénszarvas, a jávorszarvas, a pézsmatulok, az ősbölgény vagy a mamut. Ekkor alakultak ki a fakó sárga, főként csernozjom-talajokkal tagolt, úgynevezett hideg időszaki löszök és az I–V. számú folyóvízi teraszok is. Ekkor történt a periglaciális domborzatformálódás a krioplanációs, szoliflukciós folyamatok dominanciájával, amelyek végül kialakították a Kárpát-medence mai domborzatát.

## Irodalom

1. A.L. BERGER: *Pleistocene climatic variability at astronomical frequencies* – Quaternary International 2 (1989) 1–14
2. R.W. FAIRBRIDGE: *Climatology of glacial cycle* – Quaternary Research 2 (1972) 283–302
3. I.Sz. SCsUKIN: *Obscsaja geomorfologija* Tom 1. – Moszkva, Izd. Moszkovszkogo Univ., (1960) 614 old.
4. A. WEGENER: *Die Entstehung des Kontinents und Oceans* – Vie weg (1915)
5. F. ENQUIST: *Der Einfluss des Windes auf die Verteilung der Gletscher* – Bul. Geol. Inst. Uppsala 14 (1916)

6. C. EMILIANI: *The Pleistocene record of the Atlantic and Pacific oceanic sediments* – Progress in Oceanogr. 4 (1967) 219–224
7. L. DU TOIT-ALEX: *Our Wandering Continents* – Antarctic Journal of the U.S. 5 (1970) 83–85
8. K.J. HSU, W.B.F. RYAN, M.B. CITO: *Laté Miocéné Dessication of the Mediterranean* – Nature (1973) 240–244
9. Y. TARDY, C. ROQUIN: *Dérive des continents* – Paléoclimats et altérations tropicales. Orleans, Ed. BRGM, (1998) 473 old.
10. V.A. ZUBAKOV, I.I. BORZENKOVA: *Global Paleoclimate of the late Cenozoic* – Elsevier (1990) 456 old.
11. B.U. HAQ, J. HARDENBOL, P.R. VAIL: *Chronology of Fluctuating Sea-levels since the Triassic* – Science 235 (1987) 1156–1167
12. F. SCHWEITZER: *Jégkorszakok képződésének lehetősége a Neogénben* – Előadás, MTA X. Földtudományok osztálya (2003)
13. M. KRETZOI: *A negyedkor tagolása a gerinces fauna alapján* – Acta Geol. 2/1–2 (1953) 67–76
14. S. FUNDER, N. ABRAHAMSEN, D. BENNIKE, R.W. FEYLING-HANSEN: *Forrested Arctica: Evidence from North Greenland* – Geology 13 (1985) 542–546
15. L. KORDOS: *Neogene Vertebrate Biostratigraphy in Hungary* – Földt. Int. Évi Jel. 1984-ről (1987) 523–553
16. D.J. EASTERBROOK, J. BOELLSTRAFT: *Paleomagnetic chronology of „Nebraskan–Kansas” tills in Midwestern U.S.* – in: Quaternary Glaciation of the North Hemisphere 6 (1981) 72–82

# SZABÁLYOZOTT MAGFÚZIÓ MÁGNESES ÖSSZETARTÁSSAL I. – AZ ALAPOK

Zoetnik Sándor

KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézet,  
Magyar EURATOM Fúziós Szövetség

A huszadik század gyors ipari fejlődése hatalmasra növelte a modern társadalmak energiaigényét, amelyet eddig leginkább fosszilis energiahordozók (szén, szénhidrogének) elégetésével fedeztünk. Általánosan elfogadott vélemény, hogy évszázados távlatban ez nem folytatható sem a források kimerülése, sem a nagy mennyiségű szén-dioxid-kibocsátás miatt. A nukleáris energetikával foglalkozó kutatók régi álma, hogy a Nap energiaforrását, azaz a könnyű atommagok egyesítéséből (fúziójából) nyerhető energiát az emberiség szolgálatába állítsák. A mai atommaghasadáson alapuló erőművekhez hasonlóan ez sem termelne szén-dioxidot, és kiinduló anyagai egyenletesen elosztva korlátlanul rendelkezésre állnak.

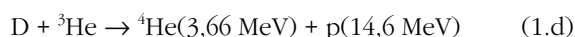
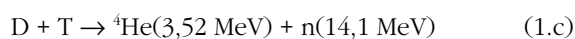
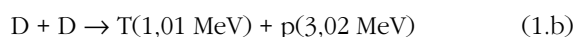
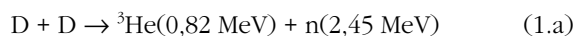
A szabályozott magfúziós kutatások az 1950-es évek elején kezdődtek. Miután a szabályozatlan fúziós energiaszabadítást *Teller Ede* kezdeményezésére a hidrogénbomba formájában egy évtized alatt megvalósították, úgy becsülték, hogy a békés célú alkalmazás sem igényelhet 30–40 évnél több időt. Sajnos ez a bizakodás a tudatlanság optimizmusának bizonyult, mivel a kísérletek előrehaladásával egyre több probléma került felszínre. Ma, 50 évvel a munka megindítása után ismét úgy látjuk, hogy 30–40 év múlva avathatjuk fel az első demonstrációs erőművet. Ez érthető okokból azt a véleményt váltja ki a külső szemlélőből, hogy 50 év alatt nem történt semmi. Ebben a két részből álló cikkben azt szeretnénk megmutatni, hogy ma egy 50 éves szisztematikus kutatási és fejlesztési folyamat alapján megalapozottan reméljük, hogy a fúziós energiatermelés belátható idő alatt megoldható. A cikk összefoglalja az alapokat, a téma történetét, a kutatások mai állását és a következő évek várható fejleményeit.

## Az alapok

Mint közismert, az atommagokban az egy nukleonra jutó kötési energia az 50-es tömegszám körül maximális, így mind a nagyobb atommagok hasításával, mind kisebbek

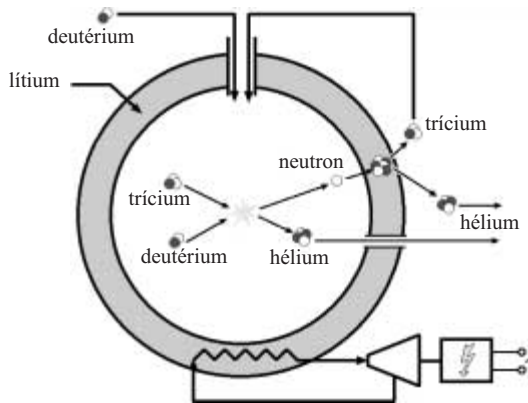
egyesítésével energia nyerhető. A mai nukleáris erőművek az atommagok hasítását valósítják meg. Neutronok segítségével egyes atommagok különösebb befektetett energia nélkül széthasíthatók, ezzel szemben a kisebb magok egyesítésénél a fúziós reakció létrejöttéhez mindenképpen két atommagot közel kell egymáshoz juttatnunk, ami a töltött magok Coulomb-taszítása miatt jelentős energiabefektetést igényel.

A Coulomb-gát legyőzéséhez szükséges, nagyságrendileg 10 keV energiájú magokat gyorsítóval könnyen elő lehet állítani, így a magreakciók jól ismertek. Alább felsoroljuk a szóba jövő legfontosabb reakciókat (zárójelben a keletkező magok energiája):



A fentiekén kívül további, magasabb rendszámú magokból kiinduló reakciók is ismertek (pl.  ${}^3\text{He}$ – ${}^3\text{He}$ ,  $p$ – $\text{Be}$ ), azonban ezekben a magok magasabb rendszáma miatt a Coulomb-gát is magasabb, így technikailag biztosan nehezebben valósíthatók meg. Meg kell jegyezni, hogy a Nap belsejében több fúziós reakcióból összeálló körfolyamat termeli az energiát, azonban ezek közül némelyik csak igen kis valószínűséggel következik be, így földi körülmények között nem alkalmas energiatermelésre.

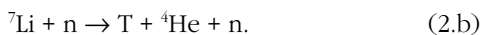
Energetikai szempontból a fenti reakciók közül az (1.c) D–T reakció a legalkalmasabb, mivel küszöbenergiája a legalacsonyabb és mégis nagy mennyiségű energiát szabadít fel. Sajnos ennek a reakciónak hátránya, hogy a trícium radioaktív elem (béta-bomló) és így a természetben jelentős mennyiségben nem fordul elő, valamint hogy sok és nagyenergiás neutron keletkezik. A két D–D reakció alkalmasabb lenne, mivel deutérium körülbelül 1:6000 koncentrációban fordul elő földi hidrogén-



1. ábra. Fúziós reaktor elvi vázlata, magyarázat a szövegben.

ben (és így vízben). Sajnos ezeknek a folyamatoknak a küszöbenergiája majd egy nagyságrenddel magasabb. Az (1.d) reakció nagyon jó lenne abból a szempontból, hogy nem keletkeznek neutronok, viszont a küszöbenergia itt még magasabb.

Az alacsony küszöbenergia miatt a jelenlegi kísérletek mind a D–T reakció megvalósítására irányulnak. Ha ezt sikerült már megoldani, akkor jöhet szóba a többi folyamat. A hiányzó trícium előállítás a keletkező neutronból és lítiumból lenne lehetséges, kihasználva az alábbi reakciók valamelyikét:



A fenti reakciók felhasználásával egy, az 1. ábrán vázolt berendezést lehetne létrehozni, amelyben a szükséges kiinduló anyagok a deutérium és a lítium, és a végtermék kizárólag hélium. A D–T reakcióhoz szükséges trícium így a berendezésben megtermelhető, és csak kis mennyiségben van jelen, ezért nem okoz megoldhatatlan sugárvédelmi problémát.

A fúziós reakcióban keletkező energia nagyrészt neutronok formájában távozik, melyek a tríciumtermelő köpenyben adják le energiájukat. A köpenyből az energiát valamilyen hűtőközzel lehetne kivonni, és hagyományos módon, hőcserélő, turbina és generátor segítségével lehetne elektromos energiává alakítani. Meg kell jegyezni, hogy mivel egy fúziós reakcióban egy neutron keletkezik, és ebből egy tríciummag állítható elő, ezért a köpenynek 100%-os tríciumtermelő hatásfokkal kellene működnie. Ez a gyakorlatban természetesen nem lehetséges, így valamilyen neutronsokszorozó anyagra is szükség van. A tervek szerint ez ólom (esetleg berillium) lehetne.

Számítások szerint a tríciumtermelő köpeny biztonságosan megvalósítható, és a radioaktív trícium mennyisége a berendezésben körülbelül 1 kg-ra korlátozható. Természetesen a neutronok nem csak tríciumot fognak termelni, hanem a berendezés szerkezeti anyagaiban is magreakciókat fognak előidézni, és így azt felaktiválják. Itt viszont célszerű az anyagok olyan megválasztása, hogy a felaktiválódást minimalizáljuk. Erre a célra speciális acélotvözetek állnak már rendelkezésre, amelyekben a keletkező radioaktív anyagok sugárzása a beren-

dezés leállítását után körülbelül 100 évvel már annyira lecsökken, hogy szabadon fel lehetne őket használni [1]. Kutatások folynak további szerkezeti anyagok kifejlesztésére, amelyek még kevesebb felaktiválódást mutatnak.

Mivel a fúziós reakciókat gyorsítóval lehet vizsgálni, azonnal felmerül a kérdés, hogy lehet-e gyorsítóval energiát is termelni. Ehhez vizsgáljuk meg egy elképzelt gyorsító fúziós erőmű energiamérlegét. Lőjünk egy  $E_b$  energiájú nyalábot egy céltárgyra. Legyen  $P_b$  a nyaláb teljesítménye,  $\sigma_s$  a Coulomb-szórás hatáskeresztmetszete és  $\sigma_f$  a fúziós reakció hatáskeresztmetszete. Tegyük fel, hogy a nyaláb teljesen elnyelődik a céltárgyban, valamint ha egy részecskeje Coulomb-szórást szenved, akkor nem képes már fuzionálni, és energiáját a további ütközésekben teljesen leadja. A fenti esetben a céltárgyból kijövő teljesítmény:

$$P_t = P_b + \frac{P_b}{E_b} \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_s} = P_b \left( 1 + \frac{E_f}{E_b} \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_s} \right), \quad (3)$$

ahol  $E_f$  az egy fúziós reakcióban keletkező energia. A fúziós reakciók küszöbenergiája tipikusan 10 keV, a felszabaduló fúziós energia pedig nagyságrendileg  $E_f = 10$  MeV, tehát  $E_f/E_b$  körülbelül  $10^3$ . Sajnos  $\sigma_f/\sigma_s$  tipikusan  $10^{-5}$  nagyságrendben van, így  $P_t = 1,01 P_b$ . Mivel a nyaláb gyorsításához a  $P_t$  teljesítményt csak tipikusan 30% körüli hatásfokkal tudjuk átalakítani a  $P_b$  nyalábteljesítménnyé, ezért nyilvánvaló, hogy ilyen módon nem lehet pozitív energiamérleget elérni.

Gyökeresen más a helyzet, ha termikus közegben szeretnénk fúziós energiát termelni. Ilyenkor a Coulomb-szórás csak elosztja az energiát a részecskék között és nem jelent veszteséget. Természetesen ekkor viszont a hőmérsékletnek kell olyan magasnak lennie, hogy a részecskék jelentős része 10 keV körüli energiával rendelkezzen. Ez nagyságrendileg 100 millió K hőmérsékleten következik be, tehát ilyen hőmérsékletű deutérium–trícium közegben tudnánk fúziós energiát termelni.

Vizsgáljuk most meg, hogy milyen feltételek mellett kapunk pozitív energiamérleget egy termikus közegből. Vegyünk egy  $V$  térfogatú,  $n$  sűrűségű, 50–50%-os deutérium–trícium összetételű homogén közeget. A felszabaduló fúziós teljesítményt a termikus sebességeloszlásra kiátlagolt  $C(T) = \langle \sigma_f v \rangle$  reakciórátaival a következőképpen írhatjuk fel:

$$P_f = V \left( \frac{n}{2} \right)^2 C(T). \quad (4)$$

A közeg hővesztését egyetlen mennyiséggel, az úgynevezett energia-összetartási idővel ( $\tau_E$ ) jellemezzük:

$$P_v = \frac{W_{\text{tot}}}{\tau_E} = \frac{V \frac{3}{2} n k T}{\tau_E}, \quad (5)$$

ahol  $W_{\text{tot}}$  a teljes termikus energiatartalom. Az energia-összetartási idő tehát azt mondja meg, hogy a közeg milyen ütemben veszít energiát, jól szigetelt állapotban az

energia-összetartási idő nagy. Adott  $Q = P_f/P_v$  energiaszorzási tényező elérésének feltételére a (4) és (5) képletből a következő kritériumra jutunk:

$$n\tau_E \geq Q \frac{6kT}{C(T)}. \quad (6)$$

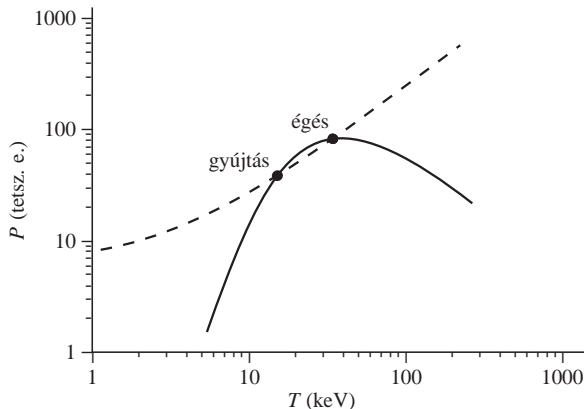
Az egyenlőtlenség jobb oldalát a D–T reakció optimális hőmérsékletére kiértékelve  $Q = 1$  esetén kapjuk a nevezetes *Lawson-kritériumot*:

$$n\tau_E \geq 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}. \quad (7)$$

A Lawson-kritérium kielégítése természetesen nem elég még energiatermeléshez, ehhez legalább  $Q = 10$  körüli értékek szükségesek. Meg kell jegyezni, hogy az optimum közelében a  $C(T)$  függvény parabolával közelíthető, így a különböző berendezések összehasonlítására az  $n\tau_E T$ , úgynevezett fúziós hármasszorzatot szokás használni (feltéve, hogy a hőmérséklet eléri a 10 keV nagyságrendet).

A reaktorműködés megértéséhez vizsgáljuk meg, mi történik egy ilyen forró közeggel, amikor az eléri és meghaladja a Lawson-kritériumot! Az (1.c) folyamatból láthatjuk, hogy a D–T reakcióban felszabaduló energia körülbelül 20%-át az  $\alpha$ -részecske viszi el. Ez töltött, így viszonylag nagy hatáskeresztmetszettel ütközik a D–T magokkal, és kedvező körülmények között leadja energiáját a közegben, így képes a hővesztéséget pótolni ( $\alpha$ -fűtés). A 2. ábra vázlatosan mutatja, mi történik a közeg melegítésekor. A folytonos vonal az  $\alpha$ -fűtés teljesítményét mutatja, amely a hőmérséklet emelésével egy darabig nő, majd az optimális hőmérséklet elérése után csökkenni kezd. A veszteségek (szaggatott vonal) viszont mindenképpen monoton (sőt, a lineárisnál gyorsabban) növekednek. A két görbének nincs metszéspontja, ha a veszteségek túl nagyok. Bizonyos veszteségi szint alatt viszont két metszéspont jelenik meg. Amikor a közeget fűtjük, először a bal oldali pontot érjük el, amely instabil (a hőmérséklet kis emelkedésére teljesítménytöbblet jelentkezik). Ebből a pontból tehát a berendezés át fog ugrani egészen a jobb oldali pontig, amely stabil. További melegedés, megszaladás alapvető fizikai folyamatok

2. ábra. Fúziós reaktor begyújtása (kvalitatív görbék). A folytonos vonal az  $\alpha$ -részecskék fűtési teljesítménye, a szaggatott pedig a veszteségi teljesítmény. A gyújtási pontból a plazma hőmérséklete felugrik a stabil égési pontba.



miatt nem lehetséges, és a veszteségi teljesítményt az  $\alpha$ -fűtés teljesen fedezi ( $Q = \infty$ ). Ebben az állapotban tehát a fúziós erőmű folyamatosan működni tudna, csak az energiájukat leadott He-magok kiszívásáról és friss D–T keverék bejuttatásáról kell gondoskodni. Ezt az állapotot fúziós égésnek nevezzük. Meg kell jegyezni, hogy ebben az állapotban kevés lehetőség van a berendezés vezérlésére, ezért a kísérletek inkább a  $Q = 10$ – $30$  közötti paramétertartományt veszik célba.

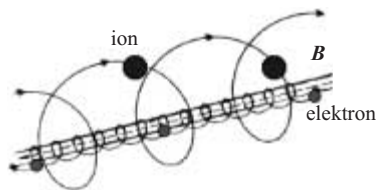
## A kezdetek

A Lawson-kritérium kielégítésére két úton lehet elindulni: jó szigetelés (hosszú energia-összetartási idő) és alacsony sűrűség, vagy igen magas sűrűség mellett rövid összetartás, vagyis robbanás. Ez utóbbi megoldást inerciális összetartásnak szokás nevezni, mivel egy  $r$  sugarú gömb körülbelül  $r/c_s$  ideig mindenképpen egyben marad (ahol  $c_s$  a közegbeli hangsebesség). A Lawson-kritérium állandó állapotot tételez fel, így az inerciális fúzió esetére nem érvényes, mégis az erre vonatkozó megfontolások arra vezetnek, hogy a megvalósításhoz a szilárdtest-sűrűség körülbelül ezerszeresét kell elérni. Ezt a sűrűséget kisméretű kapszulák lézeres, röntgensugárzásos vagy részecskenyalábos összenyomásával próbálják elérni. Ennek során olyan extrém állapotba kell vinni az anyagot, ami a Földön leginkább nukleáris robbantások alkalmával jön létre, így nem csoda, hogy az inerciális fúziós kutatások sok ponton kapcsolódnak katonai fejlesztésekhez, és így nem teljesen nyilvánosak. Lézeres fúziós célra jelenleg két nagy berendezés is épül (NIF, USA és LMJ, Franciaország), és ezek a tervek szerint egy-egy kapszulából pozitív energiamérleget is fognak elérni [2]. Ennek ellenére ilyen alapú reaktor megépítése távolinak tűnik. Az inerciális fúziós kutatások önmagukban is egy külön cikket igényelnének, ezért velük itt a továbbiakban nem foglalkozunk.

A nagyságrendileg 10 keV (100 millió °C) hőmérsékletű fúziós közegre hosszú energia-összetartási időt tűzve ki célul használhatjuk, hogy ezen a hőmérsékleten az anyag mindenképpen plazmaállapotban van, azaz az elektronok leszakadnak az atommagokról. A plazma elektromágnesesen kölcsönható közeg, így összetartásához megpróbálkozhatunk mágneses terekkel. Ilyen kutatások az 1950-es évek elején nagy titoktartás mellett indultak meg elsősorban az USA-ban, Angliában és a Szovjetunióban. Az évtized végére világossá vált, hogy nem lehet gyors eredményt elérni, ilyen extrém állapotú anyagok viselkedésének megértéséhez még alapkutatásokra is szükség van. Az eredményeket fokozatosan nyilvánossá tették,<sup>1</sup> a kutatások ma már évtizedek óta széles nemzetközi együttműködésben folynak.

<sup>1</sup> Érdekes adalék, hogy *Simonyi Károly* ezeket az ismereteket már 1959-ben közreadta egy egyetemi jegyzetben [3], amelyben a későbbi kutatások alapjai mind megtalálhatók. Sajnálatos, hogy ez a munka – amelyet *Dunai Dániel* hallgatóm csak mostanában talált meg az egyetemi könyvtárban – később feledésbe merült.





3. ábra. Töltött részecskék Larmor-mozgása. Azonos energia (hőmérséklet) esetén az elektronok és ionok pályasugarának aránya megegyezik a tömegek arányának négyzetgyökével.

## Mágneses plazmaösszetartás

Mágneses térben a plazma töltött részecskéi (az elektronok és az ionok) a mágneses erővonalak körül Larmor-pályán mozognak, ahogy azt a 3. ábra mutatja. A Larmor-pálya sugara erős mágneses térben (körülbelül 1 tesla) még a 10 keV-es deutérium és trícium atommagokra sem nagyobb, mint néhány milliméter. A térre merőleges irányban a részecskék gyakorlatilag nem tudnak elmozdulni, és mintegy csőbe zárható a plazma. A cső végeinek „bedugaszolását” először mágneses tükrökkel próbálták megoldani. Ezekben a mágneses tér erőssége az erővonalak mentén növekszik. A Larmor-pályán mozgó részecskék köráramot és ezzel mágneses dipólust képviselnek. Erre a mágneses tér gradiense erőt fejt ki, akár csak egy mágnesre. Ennek eredményeképpen a részecskék visszaverődnek a nagyobb terű tartományoktól.

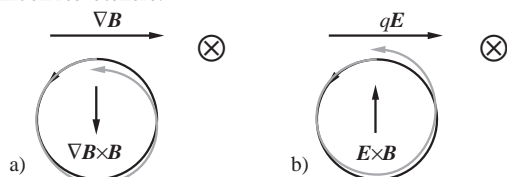
Sajnos a visszatérítő erő a mágneses térhez képest kis szögben hajló pályán futó részecskékre nem elég nagy, így két mágneses tükrő közötti tartományban a részecskéknél csak egy része tartható össze. Az ütközések miatt az összetartott részecskék is egy idő után olyan irányú sebességet kaphatnak, amellyel kijutnak a berendezésből. Ezeknek a problémáknak a kiküszöbölésére különböző elektrosztatikus csapdák hozzáadásával kísérleteztek, de az eredmények nem voltak túl biztatóak, így az ilyen *lineáris berendezésekkel* folyó kísérleteket a 80-as évek tájékán nagyrészt feladták.

A mágneses teret tórusz alakú zárt erővonalgyűrűk alakítva nincsenek a csőnek végei, azonban újabb problémák merülnek fel. Inhomogén mágneses térben a Larmor-mozgáshoz a térre merőleges irányú különböző driftsebesség adódik, ahogy azt a 4. ábra mu-

4. ábra. Töltött részecskék driftmozgása.

a)  $\nabla B$  drift. A mágneses tér a síkra merőleges, nagysága pedig jobbra haladva növekszik. A mágneses tér változása miatt a Larmor-pálya sugara különböző a jobb és a bal oldalon, az eredmény egy  $v = (1/q) \nabla B \times B / B^2$  driftsebesség.

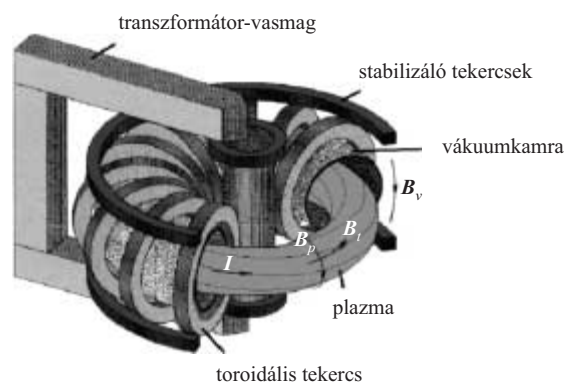
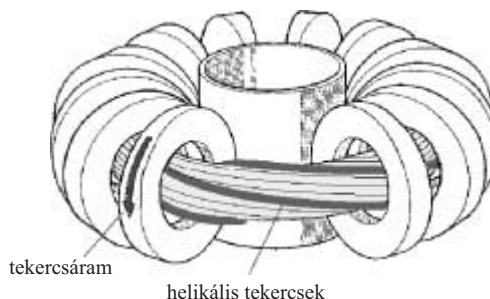
b)  $E \times B$  drift. Az elektromos térben a részecskék sebessége változik egy Larmor-körön belül, ezért a jobb, illetve bal oldalon különböző lesz a Larmor-pálya sugara. Az eredmény egy  $v = E \times B / B^2$  driftsebesség. A  $\nabla B$  drift iránya töltésfüggő, míg az  $E \times B$  drift iránya és nagysága is azonos minden részecskére.



tatja. A toroidális tér görbülete és gradiense miatt a különböző töltésű részecskék lefelé, illetve felfelé driftenek. Ez töltésszétválást okoz, és egy függőleges elektromos tér kialakulásához vezet. Az elektromos tér egy másik driftsebességet okoz, amely mindkét töltésű részecskére kifelé mutat a tórusz nagysugara mentén, és így a plazma lassan elhagyja a berendezést. Ez a probléma úgy hidalható át, hogy a mágneses teret csavarvonalban feltekerjük a tóruszra. A le-fel vándorló erővonalak mentén a töltésszétválás gyorsan ki tud egyenlítődni, és a tér görbülete csak egy viszonylag kicsi áramot okoz (Phirsch–Schlüter-áram), amelynek mágneses tere elhanyagolható. A mai nagy fúziós berendezések mind tórusz alakú plazmát és csavart teret alkalmaznak (5. ábra).

A csavart térszerkezetet először a tóruszra tekert csavart (helikális) tekercsekkel alakították ki, ez a berendezés a klasszikus *szteLLarátor*. A hatvanas években a moszkvai Kurcsatov Intézetben fejlesztették ki a *tokamak* berendezést, amely a helikális térszerkezetet a plazmagyűrűben körben folyó árammal állítja elő. Ez a típus sokkal szimmetriával bír, mégis várhatóan jó részecské- és energia-összetartást mutatott fel. Ezt az eredményt a kezdeti kételkedés után a Kurcsatov Intézetben egy angol csoport által az akkori legpontosabb lézerefényezés technikával elvégzett mérések is igazolták, így a hetvenes években a világ minden részén tokamak berendezések kezdtek épülni. Bebizonyosodott, hogy bizonyos paramétertartományokban a plazma stabil állapotban hosszú ideig, akár órákig fenntartható. Tokamakban a folytonos működés korlátja a működéshez

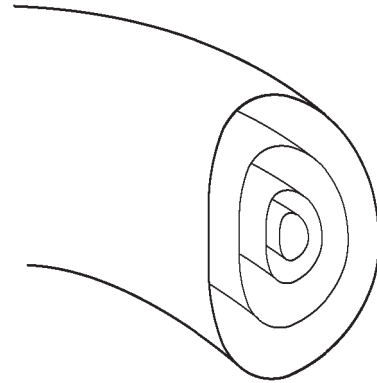
5. ábra. Klasszikus szteLLarátor (fölül) és tokamak berendezés (alul) elvi vázlata.



szükséges plazmaáram fenntartásának nehézsége. Ezt általában egy transzformátor segítségével indukálják, azonban ezen a módon ez csak néhány tíz, esetleg száz másodpercig lehetséges. Sztellarátor berendezések nem igényelnek plazmaáramot, így ez a konfiguráció alapvetően folytonos működésre alkalmas.

Meg kell még jegyezni egy másik alapvető különbséget a sztellarátor és a tokamak berendezések között. A sztellarátorban a mágneses konfigurációt alapvetően külső tekercsekkel alakítjuk ki, ezzel szemben tokamakban a plazmában folyó áram teszi ezt meg. Tokamakban az áramsűrűség eloszlását a plazmában a vezetőképesség, azt pedig a hőmérséklet-eloszlás alakítja ki. A mágneses tér geometriája meghatározza a plazma hőszigetelését, így a hőmérséklet-eloszlást. Végül tehát a mágneses tér geometriája visszahat önmagára. Az már a kutató szerecséje, hogy bizonyos paramétertartományokban ez az önszabályozó rendszer stabil állapotba áll be. Vannak viszont olyan tartományok, ahol a visszacsatolás pozitív és a konfiguráció összeomlik. Ez a diszrupciós instabilitás, amely a tokamakoknál bizonyos paramétertartományokban jelen van. A legtöbb esetben csak a plazma középső részét perturbálja, azonban bizonyos határok átlépésénél a plazma ezredmásodperc alatt kitör a mágneses csapdából és teljes energiáját leadja a berendezés falára. Diszrupciós instabilitások árammentes sztellarátor-konfigurációkban nincsenek.

A fenti gondolatmenet rávilágított arra, hogy a fúziós plazmákban a részecskék kollektív viselkedése mennyire fontos. A plazmát felfoghatjuk áramvezető gázként is, amely a magnetohidrodinamika (MHD) egyenleteinek megfelelően mozog. Ez a közelítés sokszor nagyon jó eredményt is ad, például a plazma erőegyensúlyi állapotait jól ki lehet vele számolni. Ezek a számítások azt mutatják, hogy a plazma  $nkT$  kinetikus nyomását a mágneses tér  $B^2/2\mu_0$  mágneses nyomása egyensúlyozza ki. Mivel a mágneses tér nagyságát a tekercsek mechanikai szilárdsága néhány teslára korlátozza, a  $T$  hőmérsékletnek pedig a fúziós reakciókhoz 10 keV nagyságrendűnek kell lennie, láthatjuk, hogy a plazma sűrűségének kisebbnek kell lennie egy meghatározott értéknél. Ez nagyságrendileg  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ -nél következik be, ami a normál légköri sűrűségnek csak milliomed részé. Ezen a sűrűségen és hőmérsékleten a részecskék átlagos szabad úthossza akár száz méter is lehet, így a mágneses erővonalak mentén a hőmérséklet és sűrűség gyorsan kiegyenlítődik. Mivel a csavarodó erővonalak tóruszfelületet rajzolnak ki (ezeket hívjuk mágneses felületeknek, lásd a 6. ábrát), ezért a plazma sűrűsége és hőmérséklete is kiegyenlítődik ezeken az egymásba ágyazott tóruszfelületeken, és a plazmaegyensúly számítása egydimenziós problémára redukálható. Az így kiszámolt egyensúlyi állapotok azonban nem mindig stabilak. MHD-közelítésben megvizsgálhatjuk különböző perturbációk stabilitását, és meghatározhatók azok a mágneses konfigurációk és maximális nyomásértékek, amelyek esetén a plazma stabil állapotban marad. Ezeknek a számításoknak az eredményeit a kísérletek igazolták, és így stabil tokamak- és sztellarátor-konfigurációk jól tervezhetők.



6. ábra. Mágneses felületek. Tengelyszimmetrikus konfigurációban a mágneses tér erővonalai ezekre a tórusz topológiájú felületekre csavarodnak fel. A nagy szabad úthosszak miatt a hőmérséklet, sűrűség kiegyenlítődik ezeken a felületeken. (Az ábráért köszönet a Joint European Tokamaknak és a European Fusion Development Agreementnek.)

A hosszú szabad úthosszak azonban problémát is okoznak, ugyanis nyilvánvalóan ellenkeznek a folyadékleírás alapvetően lokális hatásokat feltételező modelljével. Ennek megfelelően meg is jelennek olyan jelenségek és instabilitások, amelyeket az MHD-elmélet nem tud magyarázni és kinetikus vagy egyrészcsekszámolást igényelnek. További probléma az MHD-számításokhoz szükséges transzportparaméterek (hővezetés, diffúzió, ...) meghatározása, amelyeket az egyrészcseksze-mozgások és -ütközések határoznak meg. Ezek kiszámítása bonyolult numerikus algoritmusokkal lehetséges, amelyeket a 60-as 70-es évek számítógépei még nem minden esetben tudtak végrehajtani. Az elméleti leírás szempontjából tehát a fúziós plazmák olyan közegek, ahol a folyadék-, kinetikus és egyrészcseksze-leírásra is szükség van.

Meg kell említeni, hogy a mágneses felületek között a hő- és részecsketranszportot a részecskék ütközéséből és driftmozgásából kiszámító, úgynevezett neoklasszikus transzportelmélet közös diffúziós egyenletekre vezet. Ennek alapja könnyen érthető, ha meggondoljuk, hogy a Larmor-mozgás a részecskéket lényegében egy mágneses erővonalhoz köti. Egy ütközés a részecske térre merőleges sebességének irányát véletlenszerűen módosítja, így a Larmor-pálya középpontja átlagosan egy Larmor-sugárral ugrik el. A mágneses térre merőlegesen (vagyis a mágneses felületeken keresztül), tehát véletlen bolyongás zajlik Larmor-sugárral lépéshosszal. A driftmozgás ezt a képet csak kvantitatívan módosítja, a lépéshossz bizonyos paramétertartományokban nagyobb lesz, mint a Larmor-sugár.

A fentebb leírt toroidális konfigurációk a gyakorlatban is használhatónak bizonyultak, és így a 70-es évektől fokozatos technikai fejlesztés indult. Ennek eredményéről a cikk következő részében lesz szó.

#### Irodalom

1. I. COOK et al. – Plasma Physics and Controlled Fusion 44 (2002) B121
2. J.D. LIDL et al. – Plasma Physics and Controlled Fusion 45 (2003) A217
3. SIMONYI KÁROLY: A fúziós energiatermelés gyakorlati megvalósításának kérdései – Mérnöki Továbbképző Intézet, (1959) 3689

# FÚZIÓS NYÁRI ISKOLA A CASTOR TOKAMAKNÁL

Anda Gábor, Bencze Attila, Dunai Dániel, Gál Kinga  
KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézet  
Berta Miklós, Pokol Gergő  
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Az egyetemi oktatás és kutatás mindennapi nehézségei közepette egy ígéretes kezdeményezésről számolunk be. A KFKI RMKI Plazmafizikai Főosztály kutatói az egyetemi előadásokat kiegészítő szabályozott fúziós kísérleti nyári iskolát szerveztek. A magyarországi fúziós kutatás lényegében az MT-1 tokamak 1979. június 12-i felavatásával vette kezdetét. A magyar fúziós programot 1998-ban súlyos csapás érte, amikor anyagi okok miatt leállították az MT-1M (MT-1 módosított változata) kísérletet. A kialakult nehéz helyzetből az EURATOM-hoz való csatlakozás jelentette a kiutat. Ekkor megalakult a MEFSZ (Magyar EURATOM Fúziós Szövetség) lehetővé téve, hogy a magyar kutatók bekapcsolódjanak a nagy költségvetésű európai kísérletekbe. A magyar szervezet tagjai a hazai fúziós kutatások jelentős fejlesztését tűzték ki célul. A célt egyetemi hallgatók és friss diplomások kutatásba való bevonásával igyekeztek elérni, így a KFKI-ban dolgozó csoport körül egy magyar fúziós iskola körvonalai rajzolódni kezdtek. Ebben a folyamatban mindenképpen központi helyet foglal el a fúziós plazmafizika mint tantárgy megjelenése a BME (Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem) mérnökfizikus-képzésében, melyet az ELTE is akkreditált. 2003-ban először a tantárgyat sikeresen elvégző hallgatók egy egyhetes nyári iskolában alkalmazhatták elméleti ismereteiket a gyakorlatban is. A képzést 2004-ben 10 napra bővítették.

A SUMTRAIC (*International SUMmer TRaining Course on Experimental Plasma Physics*) nyári iskolát – magyar berendezés híján – Prága városában a CASTOR (*Czech Academy of Sciences TORus*) tokamagnál szervezték meg magyar–cseh együttműködésben. A CASTOR sok tekintetben hasonlít a leszerelt budapesti tokamakhoz. Tulajdonságai a plazmafizikai laboratóriumi gyakorlat lebonyolításához optimálisak, mivel kicsi, könnyen áttekinthető és flexibilis. A nyári iskola szervezését nagymértékben megkönnyítette, hogy a fúziós plazmafizika területén dolgozó magyar és cseh fizikusok hagyományosan jó kapcsolatokat ápolnak. A gyakorlatokon elvégzendő mérési feladatokat is együtt dolgozták ki figyelembe véve az időbeli és eszközbeli lehetőségeket, illetve a korábbi tapasztalatokat. A nyári iskola egyik fő célja a nemzetközi együttműködésben végzett kutatómunkára való felkészítés, a kísérleti munka minden fázisának kipróbálása. Ennek szellemében a nyári iskola hivatalos nyelve az angol volt. A mérési feladatok leírása, az elméleti emlékeztető és a berendezés mérőeszközeinek bemutatása is angolul készült el. A modern kísérleti fizika nélkülözhetetlen eszköze a számítástechnika. A mért adatok kiértékelése a diákok által önállóan fejlesztett programokkal történt. A fúziós közösségben általánosan használt programozási nyelv az IDL (*Interactive Data Language*), ezért ennek elsajátítása is fontos részét képezte a kurzusnak.

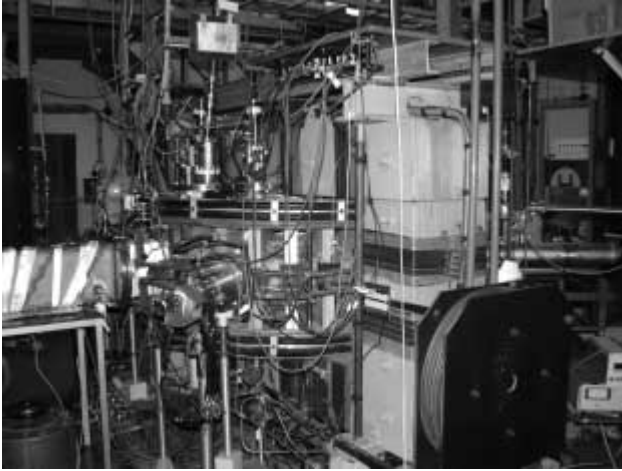
Így a kiértékeléshez szükséges szoftverfejlesztés folyamatát, annak minden nehézségével együtt, meg kellett ismerni. Míg 2003-ban csak magyar hallgatók vettek részt a képzésen, 2004-re nemzetközivé bővült (2 magyar, 2 szlovák, 1 cseh, 1 bolgár, 1 észt, 1 belga és 2 egyiptomi hallgatóval, 3–3 magyar és cseh oktatóval).

A nyári iskolák diákjait három mérőcsoportba osztották, minden csoportot egy cseh és egy magyar kutató segítette. Az iskola lezárásaként minden csoportnak angol nyelvű beszámolót kellett tartania az elvégzett mérésekről, amelyet rövid diszkusszió követett. Írásunkban ezeket a méréseket ismertetjük, és néhány példán keresztül bemutatjuk az eredményeket.

A nyári iskola létrejöttének bemutatása után essék néhány szó a fúzióról és a CASTOR berendezésről. Fúziónak nevezzük azt a magfizikai folyamatot, melynek során könnyű atommagok (általában a hidrogén izotópjai) egyesülnek nehezebb magokká (ld. *Zoletnik Sándor* cikket ebben a számban). A tokamak jelenleg a legfejlettebb olyan berendezés, amelyben magas hőmérsékletű ( $10^8$  K) plazmát lehet létrehozni fúziós kísérletek céljára. A CASTOR tokamak TM-1MH néven a szovjet–csehszlovák tudományos együttműködés keretében 1977-ben került Prágába, a CASTOR nevet az 1983–84-es átépítés után kapta. Ez kis méretű berendezésnek számít, jellemző adatait a *táblázat* tartalmazza.

A CASTOR és a hozzá hasonló kisméretű tokamak berendezések célja nem a fúzió megvalósítása, hanem a mágnesesen összetartott plazmában fellépő jelenségek vizsgálata. A kis tokamakok létjogosultságát az adja, hogy az alapvető fizikai folyamatok közül sok független a létrehozott plazma méretétől. Legfőbb előnyük, hogy a diagnosztikai eszközök, valamint a kísérletek körülményei rugalmasan változtathatók, ami nagyban elősegíti az oktatási célú felhasználásukat. Ezzel szemben például a ma működő legnagyobb tokamak, a JET (*Joint European Torus*) kísérleteinek paramétereit már hónapokkal korábban rögzítik.

<i>táblázat</i>	
<b>A CASTOR tokamak jellemző adatai</b>	
Nagy sugár	$R = 0,4$ m
Kis sugár	$A = 0,085$ vagy $0,060$ m
Toroidális mágneses mező	$B_t < 1,5$ T
Plazmaáram	$I < 25$ kA
Kisülés ideje	$t < 50$ ms
Plazmasűrűség	$n_e = 0,2-3,0 \cdot 10^{19}$ m <sup>-3</sup>
Elektron-hőmérséklet	$T_e < 200$ eV
Ionhőmérséklet	$T_i < 100$ eV



1. ábra. A CASTOR tokamak Prágában. Jól látható a tóruszt körülölelő vasmag. A vákuumkamra falához különböző diagnosztikai eszközök csatlakoznak.

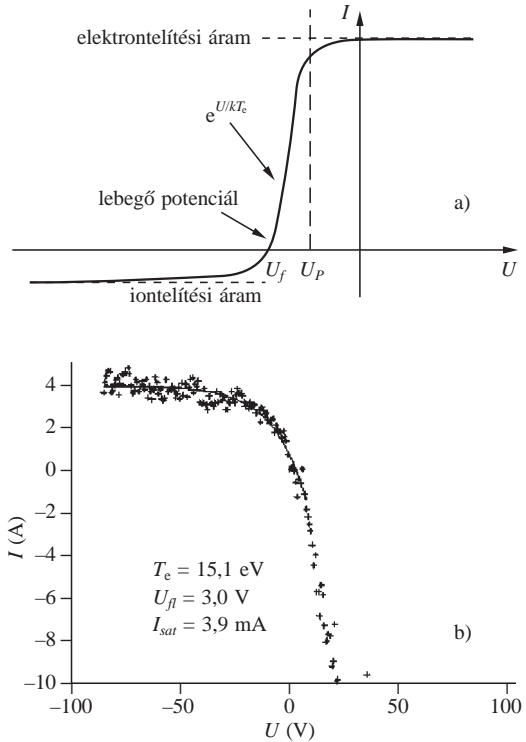
A SUMTRAIC nyári iskola folyamán a méréseket különböző plazmaparaméterek mellett végeztük. A mérési feladatokat három fő csoportra lehet osztani: plazmaparaméterek meghatározása Langmuir-szondákkal, plazmafluktuációk vizsgálata és spektroszkópiai mérések.

## Langmuir-szondával végzett mérések

A fúzióhoz szükséges nagyon magas hőmérsékletű plazma fizikai tulajdonságait nehéz pontosan megmérni, a mérések speciális eszközöket igényelnek, ezért csak különböző technikák együttes alkalmazásával kaphatunk átfogó képet a plazma aktuális állapotáról. A tokamak diagnosztikai rendszerének széleskörűen alkalmazott, fontos eleme a Langmuir-szonda.

A Langmuir-szonda felépítése rendkívül egyszerű: egy kicsi fémcsúcs egy szigetelt tartóban. A plazmában lévő szonda csúcsa és a vákuumkamra fala közé kapcsolt feszültséggel az elektronokat vagy az ionokat gyűjtjük. Az elektródra kapcsolt feszültség függvényében ábrázolva az azon átfolyó áramot kapjuk a jellemző karakterisztikát. A plazma számos fontos jellemzője meghatározható a karakterisztika méréséből, ilyen a lebegő potenciál, az elektronsűrűség és az elektron-hőmérséklet. Ezeknek mennyiségeknek az ismeretéből információkat szerezhetünk komplexebb folyamatokról is, úgymint a részecskék diffúziója vagy a plazmaturbulencia. Ez utóbbi a plazmaparaméterek fluktuációiban nyilvánul meg.

A szonda nagy előnye egyszerűsége mellett, hogy megfelelő elektronikát alkalmazva akár mikroszekundumos időfelbontás is elérhető, ami lehetővé teszi a fluktuációméréseket is. Az előnyök mellett azonban meg kell említeni ennek a diagnosztikának a korlátait. A Langmuir-szondákat fizikai tulajdonságaik miatt elsősorban a plazma szélénél végzett mérésre használhatjuk. Csak a kisebb berendezésekben van reményünk a plazma mélyebb rétegeinek viselkedését nyomon követni anélkül, hogy a méréssel a plazmában lejátszódó folyamatokat jelentősen megzavarnánk. Ha nagyobb méretű plazmában szeretnénk elhelyezni egy megfelelően kis zavart



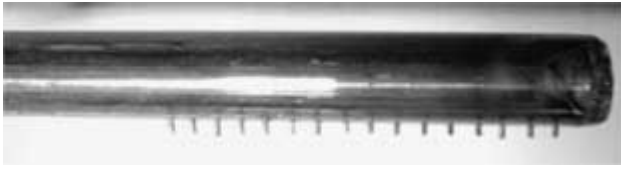
2. ábra. A Langmuir-szonda a) elméleti és b) mért karakterisztikája. A szondára kapcsolt feszültség függvényében mértük a rajta átfolyó áramot. A mérésben az iontelítési és az exponenciális szakaszt vizsgáltuk.

okozó, ámde elég messze benyúló szondát, akkor a szondán megjelenő hőterhelés elviselésének fizikai korlátjába ütközünk.

Vizsgáljuk meg a szonda karakterisztikáját! A 2. ábrán látható viselkedést kvalitatíve könnyen magyarázhatjuk az alábbiak alapján: a plazmában az elektron- és ionhőmérséklet különböző lehet, de ebben a mérésben azt feltételezzük, hogy a két hőmérséklet közel van egymáshoz. Ez azt eredményezi, hogy az ionok sebessége (az ismert tömegarány miatt) sokkal kisebb az elektronokénál. Amennyiben az elektródra nem kapcsolunk feszültséget, a mért áram főleg az elektronok becsapódásából származik. Nézzük először azt az esetet, amikor a szondán nem folyik áram! A szonda a becsapódó elektronok hatására negatív töltésűvé válik. A kialakuló negatív potenciál eltéríti az elektronokat, és közel állandó töltés alakul ki. Ez a feszültség a plazma potenciálját jellemzi, és lebegő potenciálnak nevezzük. Mivel csak a szonda vége nincs szigetelve, ezért az így kapott érték a plazma lokális jellemzője. Most vizsgáljuk ezt az elrendezést feszültség és áram jelenlétében! Három lényegesen különböző szakasza van a karakterisztikának.

**Iontelítési szakasz:** Ha a plazmapotenciálnál lényegesen negatívabb potenciálra kapcsoljuk az elektródát, akkor az elektronokat taszítani fogja, és csak ionok becsapódásából származik áram. A szonda kis mérete és az ionok lassúbb mozgása miatt közel állandó számú ion csapódik a fémcsúcsba. Ezt a diagramon a feszültségtől független áram formájában látjuk. Mivel a plazma jó közelítéssel semleges, ezért a mérhető iontelítési (szaturációs) áram az elektronsűrűséggel és az elektron-hőmérséklet gyökével lesz arányos.





3. ábra. A CASTOR tokamak Langmuir-szondasorának képe. Az egész szondasoron csak a fémtüskék (szondák) hegye nem szigetelt. A fent látható 16 tüskén felváltva mérünk iontelítési áramot, illetve lebegő potenciált.

$$I_{si} = n_e \sqrt{T_e}.$$

Ez akkor igaz, ha az elektron Larmor-sugara<sup>1</sup> kisebb, illetve az ion Larmor-sugara nagyobb, mint a szonda mérete.

**Elektronelítési szakasz:** Ha a szondára elegendően nagy pozitív potenciált kapcsolunk, akkor túl nagy áram indul, hiszen gyorsan magához vonzza a környezetében lévő szabad elektronokat. A szonda általában nem tudja elviselni az elektronelítési áramot, ezért ebben a tartományban nem működtejtük.

**Exponenciális szakasz:** A két telítési áram közötti karakterisztika szakaszt egy exponenciális görbe köti össze. Az exponens segítségével az elektron-hőmérsékletet határozhatjuk meg, az alábbi arányosság szerint:

$$I \sim \exp\left(\frac{U}{k T_e}\right).$$

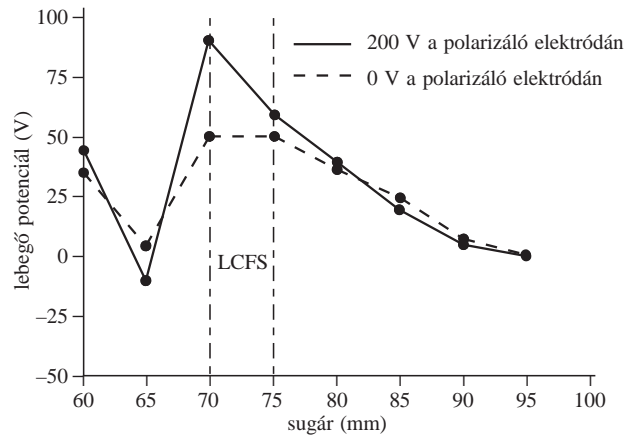
### Langmuir-szondák a CASTOR tokamakokon

A Langmuir-szondákat a valós mérésekben általában csoportosan alkalmazzák. A nagyobb berendezéseken a plazmát határoló limitereken<sup>2</sup> a plazma szélének paramétereit mérik velük. A CASTOR-on, a tórusz kis mérete ( $R = 40$  cm,  $r = 8,5$  cm) miatt, a szondákkal belső plazmarétegek tulajdonságait is mérhetjük. Ez úgy valósítható meg, hogy a szondákat sorban helyezzük el egy vékony szigetelő rúdon, és a rudat a vákuumcső falára merőlegesen, sugárirányba állítjuk, ahogy ezt a 3. ábrán láthatjuk.

Egy valóságos szonda 10 mm hosszú és 0,6 mm átmérőjű. A mérőeszköz 16 szondát tartalmaz. Mint fentebb láttuk, a szondán iontelítési szakaszban mért áram az elektronsűrűség és elektron-hőmérséklet függvénye, míg az exponenciális szakaszban működő szondával az elektron-hőmérsékletet mérhetjük. Ha két szomszédos szondát a fenti két különböző szakaszban üzemeltetünk, akkor a két szondából a helyi sűrűség és hőmérséklet kiszámítható. Feltételezve, hogy két szomszédos szonda között a plazmaparaméterek közel állandóak. E mérési elv alapján a szondasorral a plazma radiális sűrűség- és hőmérsékletprofilját mérhetjük meg. A szondákkal való mérés egyik feladata ezeknek a profiloknak a meghatározása különböző kísérleti körülmények között.

<sup>1</sup> Mágneses térben mozgó töltött részecskékre ható Lorentz-erő körpályára kényszeríti a részecskéket, ennek a körpályának a sugarát Larmor-sugárnak nevezzük.

<sup>2</sup> A plazma szélét korlátozó berendezés.



4. ábra. A plazma lebegő potenciálja a kissugár függvényében különböző, a polarizáló elektródára kapcsolt feszültségek esetén. Az elektromos tér radiális eloszlásának megváltoztatása az elektródára kapcsolt feszültséggel lehetséges, amint azt a fenti ábrán láthatjuk.

### Profilmérési eredményeink

Az első mérési sorozattal a plazmaparaméterek időbeli stabilitását ellenőriztük. A kísérletek közben a tokamak beállításait nem változtattuk, így vizsgáltuk a plazma állapotának reprodukálhatóságát. A második mérési sorozat során a plazmában hajtott áram értékét változtattuk, annak hatását vizsgálva a Langmuir-szonda jelein. Megállapítottuk, hogy az áram értékének növelésével a plazma potenciálja csökken. A következő mérések során a plazma sűrűségét változtattuk. A Langmuir-szondákkal kimutattuk a plazma sűrűségének változását, más független mérésekkel jó egyezésben.

A CASTOR tokamak egyik kísérleti eszköze egy a plazmába benyúló, polarizáló elektróda (*biasing* elektróda), amelyre feszültséget kapcsolva az elektromos tér változtatható a plazmában. Ennek hatására a LCFS-nél<sup>3</sup> olyan töltésáramlás alakul ki, amely a plazmapotenciál gradiensét megnöveli. A plazmakisülés időtartamának csupán a második felében kapcsoltunk feszültséget erre a polarizáló elektródára, így mindkét állapotot megfigyelhettük ugyanazon kisülés során. A polarizáló elektródára kapcsolt feszültség változtatásával megmérhettük, hogyan változik a potenciál a LCFS-en kívül és belül.

Jól látható, hogy a magplazma és a széplazma határán a potenciál drámai módon megváltozik. A polarizáló feszültség növelésével növekszik a radiális elektromos tér az LCFS-nél (polarizálás nélkül kb. 6 kV/m). Ennek azért van jelentősége, mert megváltoztatja a plazma áramlását, amely hatással van a transzportfolyamatokra is.

A Langmuir-szondák – egyszerűségük ellenére – széles körű, jól használható információt nyújtanak a plazmáról, a jó időfelbontás alkalmassá teszi ezeket a szondákat az eddig nem teljesen megértett plazmaturbulencia vizsgálatára is.

<sup>3</sup> A tokamakok mágneses geometriája topológiailag egymásba ágyazott, zárt tóruszokkal közelíthető, melyeket mágneses erővonalak hálózhatnak be. Ezeket a tóruszokat mágneses felületeknek nevezzük. Az LCFS (*Last Closed Flux Surface*) a legkülső zárt mágneses felület a tokamakban.

## Plazmafluktuációk

A kísérleti plazmafizikában közismert tény, hogy a plazmában jelen lévő mikroturbulencia – az anomális transzporton<sup>4</sup> keresztül – meghatározza a plazma energia- és részecske-összetartását. Az utóbbi évek jelentős fejlődést hoztak a realisztikus modellek kidolgozásában és ezek számítógépes szimulációjában. Mindazonáltal a kísérleti eredmények nehezen összehasonlíthatók az elméletekkel, mivel a kísérletekben nem áll rendelkezésünkre egyszerre megfelelő tér- és időfelbontás. A nyári iskola során a plazmaturbulenciát az egyik legegyszerűbb diagnosztikai módszerrel vizsgáltuk, amely az előző fejezetben megismert Langmuir-szondák által detektált fluktuációk analízisén alapul. A plazmafluktuációk időskálája a 10 mikroszekundumos nagyságrendbe esik, ezért a mintavételezés frekvenciájának a MHz-es tartományban kell lennie.

A mérés során két mennyiséget vizsgáltunk, az iontelési áram valamint a lebegő potenciál fluktuációit. A fluktuációk jellemzésére a fluktuációs amplitúdón kívül az auto-, illetve a keresztkorrelációs függvényeket használtuk. A korrelációs függvény két statisztikus mennyiség (amely lehet azonos is – ebben az esetben autokorrelációs függvényről beszélünk) lineáris összefüggőségét jellemzi, melynek definíciója folytonos jelek esetén:

$$C_{ij}(\tau) = \frac{\int S_i(t) S_j(t+\tau) dt}{\sqrt{\int S_i^2(t) S_j^2(t+\tau) dt}},$$

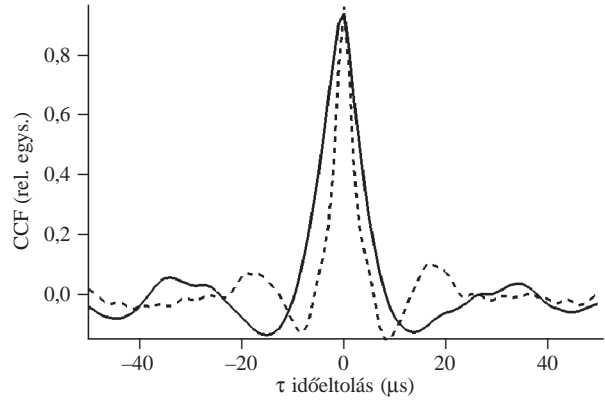
ahol  $S_i$  az  $i$ -edik csatorna időjele.

Az autokorrelációs függvény féltértékszélessége a turbulens struktúrák élettartamáról ad információt. Két, térben különálló csatorna között kiszámítva a korrelációs függvényt, következtethetünk a struktúrák áramlási sebességének arra a komponensére, amelyet a két csatorna térbeli elhelyezkedése határoz meg.

Az 5. ábrán a CASTOR tokamakon mért sűrűségfluktuációk keresztkorrelációs ( $i \neq j$ ) függvénye látható két, egymástól körülbelül 2 cm-re levő szonda között. A pontozott vonal azt az esetet mutatja, amikor a polarizáló elektródára feszültséget kapcsolunk. Jól látható a keresztkorrelációs függvény elkeskenyedése. Ez annak következménye, hogy a nagyobb radiális elektromos térben a plazma turbulens struktúrái gyorsabban mozognak és rövidebb idő alatt haladnak át a mérési ponton.

## Spektroszkópia

A plazma sugárzása három alapvető komponensből tevődik össze: fékezési sugárzás, rekombinációs sugárzás és vonalas sugárzás. A fékezési sugárzás úgy jön létre, hogy a plazmában mozgó szabad elektronok szóródnak az ionok elektromos terén. Intenzitása arányos a plazma hőmérsék-



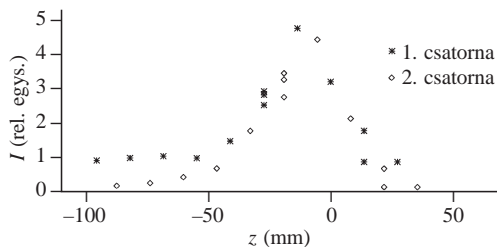
5. ábra. Tipikus keresztkorrelációs függvény (CCF) a CASTOR tokamak szélén

letének gyökével, a plazma sűrűségének és a plazmában előforduló ionok rendszámának négyzetével. A fúziós plazmák fékezési sugárzása nagyrészt a röntgentartományba esik, spektrális eloszlása  $\exp(-E/kt)$ . A rekombinációs sugárzás akkor jön létre, amikor egy szabad elektron kötött pályára fogódik be. Spektrális eloszlása a kötési energia felett megegyezik a fékezési sugárzásával. Különösen sok információt hordoz a plazmáról a vonalas sugárzás, amely egy gerjesztett elektron spontán legerjesztődésével jön létre. A különböző elemekhez tartozó vonalak intenzitásából következtetni lehet a plazma összetételére, a vonal szélessége a hőmérsékletre jellemző (Doppler-kiszélesedés), a vonal felhasadása és eltolódása a mágneses és elektromos terek erősségéről (Stark-, Zeeman-effektus) és az ionok lokális sebességéről (Doppler-eltolódás) hordoz információt.

A CASTOR tokamakban a látható fény tartományában három helyen lehet mérést végezni fotoelektron-sokszorozó segítségével. A mérőberendezés egy látóvonal mentén integrált sugárzást detektál. Ebben a típusú mérőeszközben a plazma sugárzásából mindig csak egy jellegzetes spektrális vonalat szűrünk ki egy interferencia szűrő segítségével. Két helyen mértük a 656,3 nm-es hidrogén ( $H_\alpha$ ) vonalat, és egy helyen a 464,7 nm-es szén (C III) vonalat. A mérés előnye a jó időbeli felbontás: 0,1 ms. A  $H_\alpha$  vonal intenzitása a látóvonal mentén a semleges atomok beáramlásával, míg a C III vonal intenzitása a szén plazmába történő beporlasztásának sebességével arányos. Úgy találtuk, hogy a nagyobb sűrűségű plazmák erősebben sugároznak mind a  $H_\alpha$ , mind a C III vonalon. Ennek valószínűleg az az oka, hogy a nagyobb sűrűségű plazma jobban porlasztja a plazmát határoló polarizáló elektródát.

A plazma fékezési sugárzását a lágyröntgen-tartományban egy látóvonal mentén két félvezető detektorral (SBD) detektáljuk. A detektorok előtt a sugárzást különböző vastagságú alumíniumfóliákkal szűrjük. Az Al-fólia egy kritikus hullámhossz fölött elnyeli a sugárzást. Az átmenet a teljes áteresztésből a teljes elnyelésig folytonos, így a vastagabb fólia kicsit más spektrumot nyel el. A két detektor jelének arányából megbecsülhetjük a látóvonal mentén vett átlagos elektron-hőmérsékletet a mérésnek megfelelő 0,1 ms-os időfelbontással. Ismert radiális profilt feltételezve ebből már kiszámíthatjuk a maximális elektron-hőmérsékletet. Úgy találtuk, hogy a kisü-

<sup>4</sup> A tokamakokban megfigyelték, hogy a részecske- és energiátanszport felülmúlja a Coulomb-ütközéseket és a mágneses geometriát figyelembe vevő elméleti számítások eredményeit. Az ettől eltérő transzportot anomálisnak nevezik.

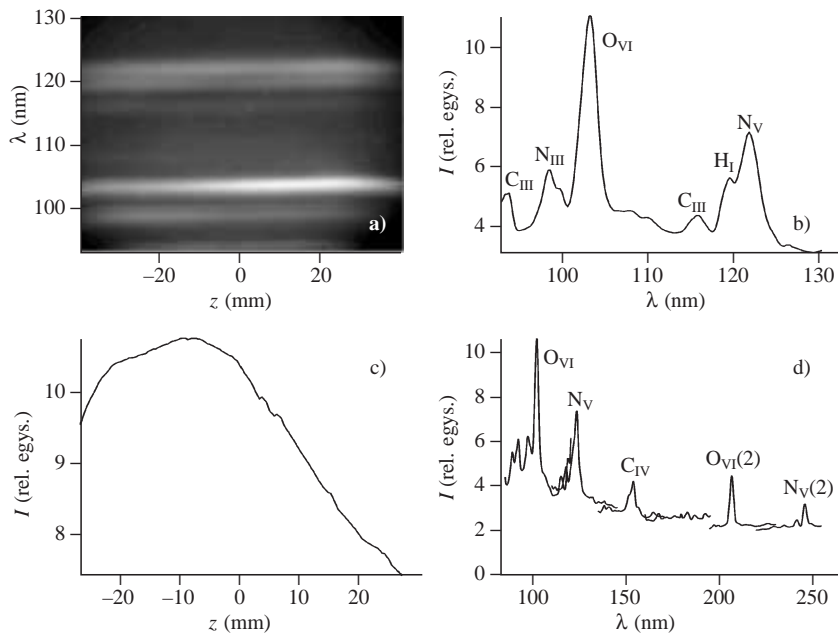


6. ábra. Az XUV monokromátorral mért CV-vonal látóvonal mentén integrált intenzitásának 13, azonos paraméterű lövésből rekonstruált kváziradiális profilja, ahol  $z$  a látóvonal magassága a vákuumkamra közepéhez képest és  $I$  a detektált intenzitás relatív egységben.

és egy középső stacionárius tartományában a fenti módszerrel becsült átlagos elektron-hőmérséklet megegyezik a plazma vezetőképességéből becsült értékkel.

Az előbbieken leírt két, abszorbens fóliát használó módszerben a szennyező ionok által kibocsátott vonalas sugárzást elhanyagoltuk. A vonalas sugárzás mérésével lehet a hidrogénplazmában található kis mennyiségű magasabb rendszámú szennyezők terjedését vizsgálni. Az egyik legfontosabb szennyező a szén, amit a plazma a vele érintkező grafitfelületekről porlaszt le. Ennek egyik vonalát (C V) méri az XUV monokromátor. A detektálandó vonal az ultralágyröntgen-tartományban található (4,03 nm). Az eszköz érdekessége, hogy a spektrális szűrést és az optikai fókuszálást egyetlen eszközzel, egy szférikus, többrétegű tükörrel (MLM) valósítjuk meg. A detektor egy CsI-bevonattal ellátott mikrocsatornás lapka (MCP), ami egy kétdimenziós felbontást biztosító szekunderelektron-sokszorozó multianód kollektorral. Ez az elrendezés lehetővé teszi nagy intenzitású pontos detektálását, így a berendezés képes 0,1 ms-os időbeli felbontással is mérni. Az XUV monokromátorok egy kisüléson belül kicsi a térbeli felbontása, a multianód kollektor 8 csatornája közül 3 használható radiális profil mérésére. (A többi csatornát spektrális csúcs profil mérésére használják.) Ezek 3 egy-

7. ábra. A VUV képalkotó spektrométer adatainak kiértékelése. a) a CCD-kamera képe, b) a spektrum  $z = 0$  mm-nél, c) a vonalprofil  $\lambda = 103$  nm-nél, d) a teljes spektrum.



mástól ~10 mm-re futó ~0,1 mm széles sugárban, a látóvonal mentén integrált sugárzást detektálnak. A kisülések között az egész eszközt meg lehet dönteni egy kézi emelő segítségével, így egy állandó körülmények között végrehajtott mérési sorozattal fel lehet venni egy kváziradiális eloszlást. A 6. ábrán látható profilt két csatorna felhasználásával mértük. Ezen jól kirajzolódik a plazma alakja, és egyértelműen látszik, hogy a plazma a tokamakban a vákuumkamra alja felé tolódott el ~10 mm-rel. (Ezt a hibát más méréssel is észlelték, és a 2004-es SUMTRAIC alatt már aktív plazmapozíció-vezérléssel kiküszöbölték.)

A VUV képalkotó Seya-Namioka-spektrométer talán a legtöbb lehetőséget magában hordozó spektrometriai mérőeszköz a CASTOR tokamakban. A spektrális felbontást és az optikai leképezést – az XUV monokromátorhoz hasonlóan – egyetlen eszköz, egy szférikus optikai rács biztosítja. A jeldetektálást megelőző erősítést úgy oldották meg, hogy az UV-fényt először elektronokká alakítják egy CsI-rétegen, majd a jelet egy mikrocsatornás lapka (MCP) segítségével erősítik. A megsokszorozott elektronokat tovább gyorsítják, és azok egy szcintillátorba csapódva jelenítik meg a felerősített képet. Ezt a képet egy 195×156 pixeles CCD-kamerával detektálják. Egy ilyen kép látható a 7. ábra bal felső sarkában. A függőleges tengelyen a hullámhossz, míg a vízszintes tengelyen a látóvonal magassága látható a vákuumkamra közepéhez képest. Ha kiválasztunk egy függőleges metszetet, kirajzolhatjuk az adott látóvonal mentén felintegrált spektrumot (7. ábra jobb felső kép). Ha egy vízszintes metszetet rajzolunk ki, az adott vonal radiális profilját kapjuk (7. ábra bal alsó kép). Egy felvétel ~70 mm térbeli és ~35 nm hullámhossztartományt fog át, ám mindkét tartomány állítható a kisülések között, és azonos paraméterű lövésekben végzett mérésekkel felvehetőek kváziprofilok és kvázispektrumok. A 7. ábra jobb alsó sarkában is egy ilyen „összeollózott” spektrumot látunk, ezen már megjelen-

lennek a másodrendű vonalak. Az általunk végzett mérések a kisülések közepén egy 5 ms tartamú expozícióval készültek, de lehetséges volna egy lövés alatt több felvételt is készíteni, így az eszköz – bár erősen korlátozott felbontással – alkalmas időbeli változások követésére is. A rendelkezésre álló rövid idő miatt a spektrumokon csak a csúcsok azonosításáig jutottunk el. Egy alapos kvantitatív kiértékeléssel arra vonatkozóan is le lehetne vonni következtetéseket, hogy az egyes szennyezőelemek koncentrációja hogyan függ a plazma sűrűségétől, hőmérsékletétől és egyéb paramétereitől, mindezt térben is felbontva.

A bal felső ábra a CCD-kamera képe, ahol  $z$  a látóvonal magassága a vákuumkamra közepéhez képest, és  $\lambda$  a hullámhossz. A jobb felső ábra spektrum, avagy a kamera képének függőleges metszete, ahol  $I$  a detektált intenzitás relatív egységben. A bal alsó ábra a

103 nm-es vonal radiális profilja, míg a jobb alsó ábra 6 azonos paraméterű lövésből összerakott spektrum.

## Kitekintés

Személyes tapasztalataink alapján állíthatjuk, hogy a későbbi kutatói munkában óriási segítséget nyújtó és máshol meg nem szerezhető tapasztalatokkal gazdagodtunk. Gondoljunk például arra az egyetemi képzésben nehezen megszerezhető tapasztalatra, melyet a nemzetközi csapatban való együttműködés, kommunikáció és az abban való eredményes munka jelent. A kezdeményezés életképességét mi sem bizonyítja jobban, minthogy a 2004-ben megrendezett nyári iskola nemzetközivé bővült.

Az itt képzett kutatók talán a jövő fúziós erőműveinek nélkülözhetetlen szakemberei lesznek. A beszámoló írásának idejekor az ITER (*International Thermonuclear Reactor*), a jövő fúziós erőműveinek előfutára, építésének helyszíne még kérdéses, amely döntés megszületése feltétlenül szükséges a fúziós kutatások további fejlődéséhez.

## Irodalom

<http://www.rmki.kfki.hu/plasma/castor/>  
<http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/>  
<http://www.magfuzio.hu/>  
<http://www.rmki.kfki.hu/plasma/>  
<http://www.rmki.kfki.hu/~zoletnik/>  
<http://server.ipp.cas.cz/~vwei/>

## MEGEMLÉKEZÉSEK

# EGYETEMI TANÁRI KINEVEZÉS 1935-BEN

Hartmann Ervin  
MTA SZFKI

*Gyulai Zoltánt* 1935-ben nevezték ki egyetemi tanárnak a debreceni egyetemre. A kinevezés nem ment simán. *Medveczky László*, Gyulai akkori hallgatója így ír erről [1]: „A hallgatók között általánosan ismert volt a pletyka, hogy a *Wodetzky* távozásával megüresedett professzori helyre több pályázat futott be. A pályázók közül az akkori szokás szerint az egyetem rangsorolta három személyt terjesztett fel a minisztériumba. A fáma szerint a felterjesztettek között nem szerepelt Gyulai. ... Nincs semmi bizonyítékom arra, hogy ennek a hallgatóság között elterjedt hírnek volt-e valami alapja.” *Tarján Imre* akadémikus, aki Gyulainál Debrecenben doktorált, visszaemlékezéseiben [2] ezt írta: „*Gyulai* 1935-ig működött Szegeden. Ekkor ürrült meg a debreceni katedra, amelyet megpályázott. Többen pályáztak, de a sikert *Gyulai* könyvelhette el. *Gyulai Pohl* [Robert *Wichard Pohl* göttingeni professzort] is tájékoztatta pályázatáról, aki azután véleményét *Gyulai* munkásságáról a kultuszminiszternek is megírta egy levélben. A miniszter végső döntésében nyilván szerepe volt *Pohl* véleményének is.” *Boros János* [3], Gyulainak egy másik debreceni doktorandusza, úgy tudta, hogy Gyulai feleségének (*Grätz Mártának*) egyik rokona volt a pártfogó. Hogyan látta maga Gyulai az akkori helyzetet? Viszsaemlékezéseiben [4] a következőket írja:

„Eközben megürrült a *Debreceni Egyetemen* a *Kísérleti Fizikai Tanszék*, mert *Wodetzky Józsefet* – aki csillagász volt – kinevezték *Pestre* a csillagdához. ... Ekkor én megpályáztam a tanszéket. Érdekes, hogy akkor pillanatnyilag úgy nézett ki, hogy ha ezt nem kapom meg, belátható időn belül nem lesz tanszékre kilátásom. Valójában úgy alakult, hogy pár év múlva több lehetőség volt, mert *Pécsen* megbalt *Robrer* [László] és *Pesten* megbalt *Tangl* [Károly].

*Az élet folyton változik, és soha sem lehet kiszámítani mi lesz. – Én megindítottam az előkészületeket. A pályázatra 7–8 jelentkező akadt. Komoly ellenfél volt Schmid Rezső, aki Pogány [Béla] mellett a Spektroszkópiai Intézetben dolgozott. Kiváló spektroszkópus. Másik ellenfél Császár Elemér, aki elméleti fizikából volt magántanár Pesten. Császár szerette volna, ha őt megbírnák Debrecenbe, de mikor ez nem sikerült, nem is adta be a pályázatát. – Az én pártfogóm Tangl volt, Ortway [Rudolf] és Pogány Béla, aki már a Műegyetemen volt. Az ilyen pályázatoknál mindenki megmozgat mindent. Én sebová sem mentem, hanem Tanglra bíztam mindent, vagyis én kizárólag a tudományos eredményeimre támaszkodtam. Úgy sejtem, hogy Ortway írt Pohlnek, hogy valami formában adjon véleményt. A dolog vége az volt, hogy amikor aktuális volt, Tangl, Ortway és Pogány személyesen felmentek a miniszterhez, és ott leadták véleményüket. Erre fel a kinevezésem meg is történt 1935 nyarán, talán augusztus hónapban.*

*Mikor a pályázat ment, én még Szegeden ballottam, hogy Ravasz [László, református püspök] azt mondta, hogy ha Széll Kálmán csak harmadik helyen is jelölést kap, ő feljogosítva érzi magát a Kormányznál minden tekintélyét latba vetni. Ilyen bizonytalan volt az én kinevezésem. Az én erősségem az volt, hogy a tanszék Kísérleti Fizikai Tanszék volt, viszont Széll Kálmán elméleti fizikus volt. Sőt régebben, mikor végzett, neki fel volt ajánlva a tanársegédi állás, de azt ő nem fogadta el, hanem elment a Bethlen családhoz öt évre nevelőnek. ... Az 5 év után kinevezték a kolozsvári kollégiumba tanárnak. ... Széll Kálmán egyénileg igen kellemes, udvarias és elegáns ember volt. Tehát igen jó benyomást gyakorolt környezetére. Ez volt a háttere annak, hogy az én pályázatom esetében neki református oldalról erős pártfogói voltak.*



Csak Debrecenben tudtam meg, amikor elfoglaltam állásomat, hogy a Debreceni Egyetemen legnagyobb ellenfelem Dávid Lajos a matematika tanára volt, aki Tóth Lajos magántanárt, Wodetzky egykori adjunktusát szeretete volna kineveztetni.

Ilyen volt a helyzet akkor, sok személyi érdek volt a dolgok mögött, de azt hiszem, ez mindig és mindenütt így volt, és így van ma [1966] is. (Göttingenben, amikor arról volt szó, hogy [Bernhard] Gudden kinevezzék Erlangenbe, ott is voltak nehézségek, és egyszer egy ilyen beszélgetésnél Gudden azt mondta, hogy tudományos érdem nem akadály egy tanszéki kinevezésnél.)

Mindenesetre a minisztérium itt a szakszerűséget tartotta.”

Ezek után nézzük a M. Kir. Vallás- és Közoktatásügyi Minisztérium IV. osztálya 26.285 számú ügyiratából a miniszteri felterjesztést:

„Az 1935. évi június hó 21-én tartott minisztertanácsban nyert felbatalmazás alapján azzal a legalázatosabb kéressel járulok a Kormányzó Úr Ó Főméltósága elé, hogy a debreceni királyi Tisza István tudományegyetem orvostudományi karán üresedésben levő orvosi fizikai tanszékre dr. Gyulai Zoltán, szegedi magyar királyi Ferenc József tudományegyetemi címzetes nyilvános rendkívüli tanári címmel felruházott egyetemi magántanárt, egyetemi adjunktust, egyetemi nyilvános rendkívüli tanárrá kinevezni méltóztatásék.

A tanszék betöltése érdekében szabályszerűen kiírt nyilvános pályázat alapján nyolcan nyújtották be folyamodványukat és pedig: dr. Schmidt [!] Rezső, egyetemi magántanár; műegyetemi meghívott előadó, dr. Széll Kálmán, egyetemi magántanár, kolozsvári református kollégiumi tanár, dr. Gyulai Zoltán, szegedi magyar királyi Ferenc József tudományegyetemi címzetes nyilvános rendkívüli tanár, adjunktus, dr. Koczás Gyula, pécsi magyar királyi Erzsébet tudományegyetemi tanársegéd, dr. Orbán György, pécsi magyar királyi Erzsébet tudományegyetemi magántanár, tanársegéd, dr. Ernst Jenő, pécsi magyar királyi Erzsébet tudományegyetemi magántanár, tanársegéd, dr. Hampel László, budapesti kereskedelmi iskolai tanár és végül dr. Tóth Lajos, debreceni magyar királyi Tisza István tudományegyetemi magántanár, adjunktus.

Az illetékes orvostudományi kar által kiküldött ötös bizottság – 1935. évi május hó 16-án tartott ülésében I. helyen: dr. Gyulai Zoltánt, II. helyen: dr. Széll Kálmánt, III. helyen: dr. Tóth Lajost, dr. Koczás Gyulát és dr. Orbán Györgyöt hozta javaslatba.

Az orvostudományi kar 1935. május hó 17-én tartott ülésében vette tárgyalás alá az ügyet és a jelölést – ellentétben a bizottság javaslatával – következőképen ejtette meg:

I. helyen jelöli dr. Széll Kálmánt, II. helyen dr. Gyulai Zoltánt és III. helyen pedig dr. Tóth Lajost.

Az egyetemi tanács 1935. június hó 15-én tartott ülésében foglalkozott az orvostudományi kar javaslatával és azt mindenben a szabályoknak megfelelőnek minősítette.

A fent előadottakban bátor voltam ismertetni a szóban forgó tanszék betöltésének ügyét, most pedig a

három első helyre jelölt pályázó eddigi működését van szerencsém az alábbiakban ismertetni:

Széll Kálmán (született 1884-ben Aszújúvároson, református vallású, egyetemi magántanár; a kolozsvári református kollégium tanára) tudományos munkássága az elméleti fizika területére esik és pedig főként a statikai mechanikára és annak alkalmazásaira. Tudományos dolgozatainak ismertetéséből és méltatásából valamint életkörülményeiből megállapítható, hogy évek hosszú során át nagy tudással, kitartó szorgalommal és önzetlen tudányszeretettől áthatva igen behatóan foglalkozik a fentebb említett körökbe tartozó elméleti fizikai problémák tanulmányozásával. Tudományos érdemeinek elismerését jelenti, hogy a szegedi magyar királyi Ferenc József tudományegyetem matematikai és természettudományi kara 1930-ban – két másik pályázóval egyetemben – jelölte az elméleti fizikai tanszékre.

Gyulai Zoltán, (született 1887-ben, Pipén, unitárius vallású, egyetemi rendkívüli tanári címmel felruházott egyetemi magántanár, szegedi tudományegyetemi adjunktus) kutatásának tárgyai a modern kísérleti fizikának olyan területein mozognak, amelyek egyre fokozódó mértékben állanak az érdeklődés központjában. Dolgozataiból megállapítható, hogy igen jó és ügyes kísérletező, világosan meglátja a maga elé tűzött problémát, nagy kísérleti készséggel és gyakorlati érzéssel vizsgálja azt és viszi a megoldás felé. Kiemelkedő kísérletezői leleményessége, amellyel egyszerű eszközökkel és aránylag kis pénzzel is elő tudja állítani az intenzív és eredményes kutatói munkához szükséges berendezéseket és műszereket. Nemcsak hazai, hanem külföldi szakkörök is elismerik, és nagyra értékeli Gyulait, mint kísérletező és kutató szakembert. Dolgozatait a szakirodalomban fontos vonatkozásokban igen gyakran idézik. Gyulai tudományos egyéniségének kialakulására kétségtelenül nagy befolyással volt Pohl göttingai professzor, az ottani egyetemi kísérleti fizikai intézet hírneves vezetője. Az a két esztendő, amelyet egyfolytában töltött el Pohl tanár intézetében igen termékenynek bizonyult. Ez idő alatt hat igen értékes dolgozata jelent meg. Gyulai dolgozataiban kísérleti eredményeit vonatkozásba hozza az elmélettel, igyekszik azoknak mindig elméleti magyarázatát is adni. Gyulait tehát tudása elméleti fizikai eladások tartására is képesíti. Ez a körülmény első sorban is fizikus bölcsészettan hallgatók szempontjából fontos, mint akikre nézve az elméleti fizika hallgatása is kötelező. Gyulai, nemcsak mint kutató, hanem mint oktató is kiváló. A szegedi kísérleti fizikai intézetben a felsőbb éves hallgatók gyakorlatait önállóan vezeti, a tanári szakvizsgálatra készülöket szakdolgozatuk elméleti és kísérleti részének kidolgozásában irányítja és ezen munkában nagy önállóságról, kiváló pedagógiai érzékről és teljesen biztos szaktudásról tett bizonyosságot.

1914 augusztusában katonai szolgálatra vonult be s 1915-ben orosz hadifogságba esett s szenvedésekben és nélkülözésekben bővelkedő 6 évi szibériai raboskodás után 1922 januárjában kerülhetett csak haza.

Tóth Lajos (született 1902-ben, Hajdúszoboszlón, református vallású, debreceni magyar királyi Tisza István tudományegyetemi magántanár, egyetemi adjunktus)

egyetemi tanulmányait a budapesti egyetemen, mint a báró Eötvös József Kollégium tagja végezte el és egy évig belföldi kutató ösztöndíjban részesült. Pályázatához 17 dolgozatot mellékel. Dolgozatai két csoportra oszthatók. Az egyik csoport az elméleti fizika bataráin belül mozog. Elméleti megállapodásokat [megállapításokat?] vezet le, különböző fizikai tényezők összefüggései között és eredményeit kísérleti mérésekkel igazolja. Dolgozatainak második csoportjába a rádió fejlődésével kapcsolatban felmerülő fizikai problémákkal foglalkozik. Immár 10 éve működik a debreceni tudományegyetem kötelékébe.

A bizottság jelentéséből kitűnik, hogy a pályázó szakemberek közül többnek üti meg tudományos tevékenysége azt a mértéket, amely a jelölésre kvalifikál. A 8 pályázó közül a bizottság hetet minősített olyannak, mint akik a pályázathoz csatolt mellékletek szerint az egyetemi színvonalat feltétlenül megüto tudományos és tanítói munkásságról tesznek tanúbizonyságot.

Mérlegelve a folyamodók egyéniségét, eddigi tudományos működését, valamint figyelemmel a tanszék betöltésére kiküldött bizottság javaslatára, – elsősorban Gyulai Zoltánt tartom alkalmasnak az orvostudomány-kari fizikai tanszék ellátására annál is inkább, mert Gyulai inkább kísérleti, Széll pedig inkább az elméleti fizika művelője. Gyulai tudományos súlyának jellemzésére leginkább az a tény szolgál, hogy szinte minden dolgozata élénk visszhangra talált a világ fizikusai közt, amennyiben német, angol, orosz kutatók nemcsak hivatkoznak rá, hanem részletesen foglalkoznak eredményeivel, azokat kiegészítik, dolgozataiban felvetődött kérdéseket megvitatnak; szóval Gyulai kutatásai révén a nemzetközi tudományos kutatási munkában számottevő tényező. Széll Kálmán nem kísérleti fizikus, dolgozatai kizárólag elméleti vonatkozásúak és igen szűk körben maradnak, s annyira elméletiek, hogy semmi olyan kérdést nem vetnek fel, mely kísérleti vizsgálatokat indíthatna meg. Ezzel szemben Gyulai par excellence kísérleti fizikus, aki Szegeden kezdetben mostoha viszonyok között is tanúságot tett arról, hogy a probléma megfelelő megválasztásával ilyen körülmények között is szép eredményű tudományos munkásság fejthető ki, ami rendkívüli invencióról és nagy experimentális készségről tesz tanúságot.

Mindezek alapján, az első helyen jelölt Széll Kálmán javaslatba hozásától el kell tekintenem, annál is inkább, mert a tanszékre, mely hivatva van úgy az orvostanballgatók, mint a bölcsészethallgatók fizikai kiképzését biztosítani, a fentebb felhozottak alapján Gyulai személyében több biztosítékot látok.

A fentiek előrebocsátása után azzal az alázatos kéréssel járulok a Főméltóságú Kormányzó Úr elé, hogy a debreceni magyar királyi Tisza István tudományegyetemen üresedésben levő orvosi fizikai tanszékre dr. Gyulai Zoltán, szegedi magyar királyi Ferenc József tudományegyetemi rendkívüli tanári címmel felruházott egyetemi magántanárt, egyetemi adjunktust, egyetemi nyilvános rendkívüli tanárrá kinevezni méltóztatásék.

Az ilyen értelemben szerkesztett legfelsőbb kormányzó elhatározás tervezetét mély tisztelettel mellékelem.

Budapest, 1935. évi július.”

A magyar királyi vallás- és köz-  
oktatásügyi miniszter előterjesztésé-  
re a debreceni magyar királyi Tisza  
István tudományegyetemen üresedésben  
levő orvosi fizikai tanszékre dr. Gyulai  
Zoltán, szegedi magyar királyi  
Ferenc József tudományegyetemi rendkí-  
vüli tanári címmel felruházott egyete-  
mi magántanárt, adjunktust, egyetemi  
nyilvános rendkívüli tanárrá kinevezem.  
Kelt Budapesten, 1935. évi ju-  
lius hó 29. napján.

1. ábra. Gyulai Zoltán kinevezése az államfő aláírásával és miniszteri ellenjegyzéssel

A döntés szövegét az államfő aláírásával és a miniszter ellenjegyzésével faksimilében adom meg (1. ábra).

Az előterjesztésben felsorolt nyolc pályázó közül hat pályázó egyetemi magántanár volt. Gyulait Szegeden a matematikai és természettudományi kar 1926. október 20-án tartott ülésén Ortway Rudolf egyetemi ny. r. tanár és Fröhlich Pál egyetemi ny. rk. tanár véleménye alapján *Az elektronok és ionok tana, kísérleti alapon* című tárgykörből egyetemi magántanárrá képesítette, és ezen minőségében Klebelsberg Kunó kultuszminiszter 1926. november 24-én megerősítette. Érdekes, hogy az előterjesztés nem tér ki arra, hogy Gyulai Zoltánt Tangl Károly r.t., Pogány Béla r.t., Rybár István r.t., Ortway Rudolf l.t. és Fröhlich Pál l.t. 1932. február 18-i ajánlására a Magyar Tudományos Akadémia 1932. május 6-án tartott nagygyűlésén „a fizikai tudomány terén kifejtett buzgó és sikeres munkásságát méltányolván, levelező tagjává választotta”. Érdemes felfigyelni arra is, hogy Gyulainak megvolt a ny. rk. tanári címe is már. Erre a címre Gyulait a szegedi egyetem matematikai és természettudományi karának dékánja, Kerékjártó Béla 1933. október 11-én terjesztette fel, miután a kar szept. 15-én a dékán felügyelete alatt Fröhlich Pál, Kiss Árpád ny. r. és Bay Zoltán ny. rk. tanárokból álló bizottságot küldte ki, hogy a cím adományozásáról javaslatot tegyen. Gyulai a címet a kultuszminisztertől 1934 januárjában kapta meg. A nyilvános rendes tanári kinevezést Gyulai csak egy éves debreceni tartózkodás után nyerte el 24246/1936/IV. sz. alatt.

Gyulai 1935 szeptemberében már előadott. Visszaemlékezéseiben (harminc év elteltével) higgadtan írja: „Debrecenben kezdetleges állapotok voltak az oktatást illetően.”

Es a kísérlete minte művészetét fejlődését  
 az elvártakhoz képest rogykés és elvártan-  
 kívülre alfelhasználással a területén.  
 Szalay Sándor az a terület jé elvárás  
 amint itteni előadásaitól arról  
 és az elvárás magyarázatát jé magyarázat

2. ábra. Részlet Gyulai Zoltán Szalay Sándorról írt habilitációs bírálataból

A tanterem hiányos, szemléltető eszköz semmi. Az egyetemi előadásokhoz szükséges minimális eszköz hiányzott, nem volt egy vetítógép.” Medveczky [5] azonban az akkori indulatos Gyulait idézi: „A nemrég kinevezett új igazgató, Gyulai Zoltán járta be a dékánnal a helyiségeket, és valószínűleg a könyvtár volt, az utolsó szoba. Ma is előttem van a jelenet, amikor oda belépnek, és Gyulai indulatosan, felháborodással kijelenti, hogy leltárilag a szegedi és a debreceni intézet körülbelül azonos értékű, de a debreceni üres. »Itt nem lehet dolgozni, mert még az oktatásból szükséges minimális felszerelés is hiányzik. Én visszamegyek Szegedre adjunktusnak!« – a dékán csitította és búzta ki a folyosóra, de onnan is behallatszottak szavai, amivel azt bizonygatta, hogy könnyelműség volna egy végre elért egyetemi tanári kinevezésről lemondani.”

A debreceni intézetben nem volt mechanikus. Miután az intézet korábbi adósságai miatt nagyobb beruházási összeget nem kaphatott, duplán fontos volt egy jó mechanikus beállítása. Új állások szervezése nehéz volt, így Gyulai másfél évig saját költségén alkalmazott egy mechanikust. Újabb egy évig egy asztalost tartott hasonló módon, saját költségén, hogy az intézetben a szükséges munkákat olcsón elvégeztethesse. Így sikerült az előadási kísérletekhez szükséges eszközök nagy részét házilag úgy elkészíttetni, hogy az előadási kísérletezés a modern kívánalmaknak közel megfelelt. A gyakorlatot is hasonló módon fejlesztette. Gyulai a debreceni új munkahelyén az egyetemi fizikai oktatásban bevezette a modern fizikai irodalom referálását 2 hetenként, 2 órában megtartott kollokviumokon, melyeket az egyetemi hallgatókon kívül középiskolai tanárok is nagy érdeklődéssel látogattak. „Ez a Gyulai-kollokvium hasonló szerepet töltött be Debrecenben, mint az Ortvay-kollokvium Budapesten” [1]. Az előadók között volt: Békésy György (1899–1972), a későbbi Nobel-díjas, Barnóthy Jenő és Forró Magda, akik a kozmikus sugárzások kutatását Budapesten kezdték el, majd 1947 után Amerikába emigráltak, az akusztikus Tarnóczy Tamás, eljött előadást tartani R.W. Pohl professzor is Göttingenből. Természetesen a debreceni intézet valamennyi tagja szintén előadott, gyakran tantermi demonstrációval egybekötve. Gyulai ezenkívül bevezetett próbaképpen egy heti 1 órás szemináriumot *Fizikai repertórium és feladatok megfejtése* címen I. és II. éves hallgatóknak. Jó munkatársakat is tudott szerezni. Többek között nála doktorált Tarján Imre (1913–2000) akadémikus. Nem mindenki tudja, hogy 1935 szeptemberétől öt éven át Gyulai Zoltánnál volt tanársegéd Szalay Sándor (1909–1987) akadémikus is. Visszaemlékezéseiben Gyulai így ír

róla [4]: „Szalaynak volt egy ösztöndíja Angliába, Rutherford mellé és én örültem, hogy kimegy, és ott tanulhat. Ez meg is adta Szalay fejlődésének irányát, mert amint onnan [nyolc hónap elteltével] hazajött, kezdett berendezkedni az alagsorban, egy szobát saját kezűleg erre a célra készített, és azóta ezen a területen európai hírű ember lett.” Szalay nála habilitált 1939-ben. Gyulai bírálataban a következőket írja (2. ábra): „Szalay a dolgozataiboz használt eszközök jó részét saját maga – sokszor egyszerű anyagi feltételek mellett – készítette, ami nagy kitartást és rendkívüli technikai készséget árul el. Ez a készsége szinte művészetté fejlődött az elektromos rezgések és elektroncsövek alkalmazásának területén. Szalay Sándor azonkívül jó előadó, amint itteni előadásaitól arról gyakran meggyőződtem, ugyancsak Budapesten és külföldön is többször adott elő tudományos gyűléseken. Mindezek után az a véleményem, hogy egyetemünkön a kísérleti fizika tanítása jelentősen intenzívebbé válik, ha Dr. Szalay Sándor a benyújtott előadási tervezetében vázolt módon két féléven át az elektromoságtan modern részeiből és két féléven át atom- és magfizika legújabb eredményeiről előadásokat fog tartani.”

Gyulai 1940-től Kolozsvárott, 1947-től a Budapesti Műszaki Egyetemen folytatta munkásságát. Az MTA rendes tagja 1954-ben lett. Ugyanettől az évtől elnöke az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak, ezt a tisztségét 1968-ban bekövetkezett haláláig betöltötte. Gyulai életének vége felé gyakran emlegette, hogy legboldogabb évei Debrecenhez kötődnek.

Befejezésül talán érdemes egy-egy mondatban azon hat pályázó további sorsáról megemlékezni, „akik a pályázatához csatolt mellékletek szerint az egyetemi színvonalat feltétlenül megűtő tudományos és tanítói munkásságról tettek tanúbizonyosságot.” Széll Kálmán (1884–1952) az elméleti fizika szakelőadója lett Debrecenben 1936 októberétől, majd egyetemi ny. rk. tanár kinevezést kapott a bölcsészettudományi karon. 1940 őszén Gombás Pál utódként a szegedi egyetemre nevezték ki [1, 6]. Tóth Lajos (1902–1990) a debreceni Orvostudományi Egyetemhez csatolt Orvosi Fizikai Intézetben megbízott igazgató 1950-től, először mint intézeti tanár, majd egyetemi docens. 1953-ban kapott intézetigazgatói egyetemi tanári kinevezést [7]. Schmid Rezső (1904–1943), aki vegyészmérnöki oklevélét a Műegyetemen szerezte [8], 1938-ban a m. kir. József Nádor Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetemen újonnan felállított atomfizikai tanszékére is pályázik, de Bay Zoltánnal szemben alulmarad [9]. Tizenöt éves működése alatt 74 tudományos közleményt publikált, többet, mint a magyar fizika történetében bárki előtte [10]. 1950-ben az ELFT Schmid Rezső-díjat alapított az anyagszerkezet-kutatásban elért eredmények elismerésére. Koczkás Gyula (1905–1986) 1935-ben habilitált és megkezdte magántanári előadásait a pécsi egyetemen; 1948 októberétől 1950 szeptemberéig a budapesti Pázmány Péter Tudományegyetem Orvostudományi Karán már egyetemi tanárként vezette az újonnan alapított Orvosi Fizikai Intézetet [11]. A Fizikai Szemle szerkesztőbizottságának első elnöke volt [12]. Orbán György (1903–1977) röntgenfizikus tudományos munkásságáért 1942-ben egyetemi rendkívüli tanári címet kapott.

1956-tól a debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetemen az akkor létrehozott Alkalmazott Fizikai Tanszéknek vezetője docensként, majd a következő évtől 1968-ban történt nyugalmába vonulásáig tanszékvezető egyetemi tanára [13]. Ernst Jenő (1895–1981) orvos, biofizikus címzetes rendkívüli tanár címet 1935-ben kapott. 1945-től 1972-ig vezette a pécsi egyetem Biofizikai Intézetét, melyet mindjárt működése elején Orvosi Fizikai Intézetből Biofizikai Intézetté szervezett át. Az MTA rendes tagjává 1946-ban választották meg [14]. 1961-ben a Magyar Biofizikai Társaságot ő szervezte meg, melynek első elnöke, majd tiszteletbeli elnöke lett [15].



Szeretnék köszönetet mondani mindazoknak, akik az anyaggyűjtésben segítségemre voltak, valamint az OTKA-nak a T 035044 sz. támogatásért.

#### Irodalom

1. MEDVEZKY LÁSZLÓ: *A fizika Debrecenben* – Fejezetek a magyar fizika elmúlt 100 esztendejéből (1891–1991), (szerk. Kovács László), ELFT, Budapest, 1992, 194 old.
2. TARJÁN IMRE: *Ifjúságom: 1912–1950* – Magyar Biofizikai Társaság, Budapest, 1996

3. HARTMANN ERVIN: *Boros János (1912–1991)* – Fizikai Szemle 41 (1991) 93
4. *Gyulai Zoltán emlékezése 1966* – Közreadta Gyulai Ferenc, Gävle (Svédország), 1998
5. *MTA Atommagkutató Intézete Kronológia (1954–1989)* – (összeállította: Medveczky László), Debrecen, 1989, 8. o.
6. BUDÓ ÁGOSTON: *Szell Kálmán* – Fizikai Szemle 2 (1952) 9
7. DAMJANOVICH SÁNDOR: *Tóth Lajos (1902–1990)* – Fizikai Szemle 41 (1991) 20
8. NAGY FERENC: *Bay Zoltán pályája és példája* – Better–OMIK–Püski, Budapest, 1993, 60 o.
9. VARGHA MAGDOLNA: *A fizika oktatása és kutatása a Műegyetemen 1945 előtt* – Fizikai Szemle 45 (1995) 341
10. KOVÁCS ISTVÁN: *Áttekintés a magyarországi molekulárispektroszkópiai kutatások történetéről* – Fizikai Szemle 41 (1991) 17
11. SZÉKELY SÁNDOR (szerk.): *A Semmelweis Orvostudományi Egyetem klinikáinak és intézeteinek története 1945–1975* – Bp. 1976
12. KUNFALVI REZSŐ, TURCHÁNYI GYÖRGY: *Koczka Gyula (1905–1986)* – Fizikai Szemle 36 (1986) 227
13. P.J.: *Orbán György (1903–1977)* – Fizikai Szemle 28 (1978) 228
14. GLATZ FERENC (főszerk.): *A Magyar Tudományos Akadémia tagjai 1825–2002* – MTA Társadalomkutató Központ, Tudománytár. Budapest 2003
15. TIGYI JÓZSEF, KESZTHELYI LAJOS: *Ernst Jenő (1895–1981)* – Fizikai Szemle 31 (1981) 428

## MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

### A MIKROHULLÁMÚ SÜTŐ

A mikrohullámú sütő megalkotása – sok más nagy találmányhoz hasonlóan – a véletlennek köszönhető. Egy amerikai mérnök, *Percy Spencer* egy radaralkatrész kifejlesztésén dolgozott 1946-ban (a radar hullámai is a mikrohullámú tartományba esnek). Az egyik nap egy szelet csokoládét vitt magával a laboratóriumba, amit letett az asztalra az egyik mikrohullámokat kibocsátó készülék mellé. A csoki helyén hamarosan csak az olvadt massa folydogált... Hazánkban a mikrohullámú sütő az 1980-as évek első felében jelent meg a kereskedelmi forgalomban. Mára mintegy másfélmillió készülék került a háztartásokba. Megkönnyíti életünket, azonban sajnos sokan helytelenül használják, sokan pedig félnek tőle. Ennek oka elsősorban a fizikatudás hiányában keresendő.

#### Hogyan melegít...

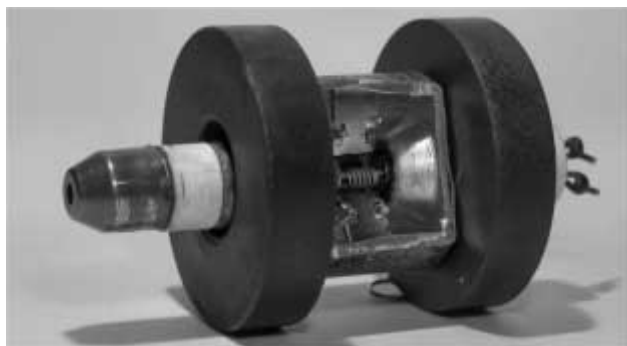
A mikrohullámok, amelyek láthatatlanul melegítik fel ételünket, ugyanolyan „közönséges” elektromágneses hullámok, mint a látható fény, vagy a láthatatlan rádióhullámok, a különbség a hullámhosszban rejlik. A bekapcsolás után, a melegítőtérben 2,45 GHz frekvenciájú elektromágneses hullám hatására jön létre a melegedés. Melegedni azonban csak azok az anyagok fognak, amelyek molekulái polárosak, és egymással kapcsolatban vannak. A hullám hatására rezgésbe jött molekulák, ha magukban állnak – például a vízgőz esetében – a mikrohullámot csak ideiglenesen nyelik el, majd újra kibocsátják anélkül, hogy

a vízmolekulák tartós változáson mennének át. Víz esetében az egymással szoros kapcsolatban lévő molekulák egymással ütközve energiát adnak át egymásnak, átlagos kinetikus energiájuk növekszik, megmelegszik a víz. Jég esetében a molekulán keresztül az egész kristályt hozzuk rezgésbe, és ennek a rezgésnek a csillapodása révén növekszik a belső energia, ez sokkal rosszabb hatásokkal megy végbe, mint a víz melegítése, ezért – és hogy egyenletesen olvadjon ki az étel – a készülék olvasztáskor szakaszosan működik. Külön említést érdemel, a fémek viselkedése a mikrohullámú sütőben. Egészen kis keresztmetszetű fémekben (pl. fémmel festett tányérok, alumínium-fólia) a nagyfrekvenciás tér hatására áram indukálódik, amely felhevíti és elégeti a fémeket. Nagyobb méretű fémek meglepő módon csak nagyon kis mértékben melegsznek fel. Ekkora szaporaságú elektromágneses hullám csak a felületen képes áramokat indukálni (skin-effektus), mélyebb rétegekben nem keletkezik hő. A hullámhossz méretét meghaladó tárgyak (pl. egy lábos) a mikrohullámokat visszaverik, bennük az étel nem melegszik, az állóhullámokat elhangolthatják. Ennek eredményeként túlhevülhet és tönkremehet a magnetroncső.

#### Hogyan állít elő mikrohullámot...

Az elektromágneses rezgés keltésére magnetroncsövet használnak, amely egy speciális kialakítású vákuumdióda (1. ábra). Két végén állandó mágnesek találhatók. A vá-





1. ábra. A mikrohullámot előállító vákuumdióda, a magnetroncső

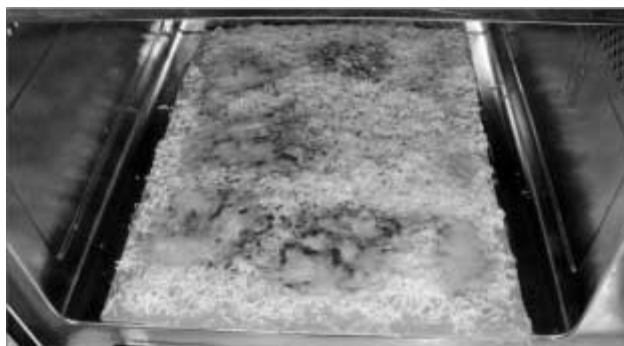
kuumcső tengelyében egy izzítható katód felületéből lépnek ki az elektronok. A katód és az anód közötti, jellemzően 4 KV-os feszültség hatására az elektronok sugárirányban indulnak el. A katódból kilépő elektronokat mágneses tér segítségével spirális pályára kényszerítik. A spirális pályán mozgó elektron gyorsulva mozog, és így elektromágneses hullámokat gerjeszt. Ezek felerősítésére az anód körül fémből készített üregek vannak kialakítva.

### Biztonsági kérdések

A mikrohullámú készülékek szerkezeti felépítésének igen szigorú biztonsági előírásai vannak, mivel a nagy intenzitású mikrohullámú sugárzó energia az emberi szervezetre veszélyes. Az előírások kivétel nélkül azt célozzák, hogy a sugárzó energia semmilyen körülmények között se juthasson ki a készülékből. Az üzembe helyezett készülékektől mért 50 mm-es körzetében nem lehet több a sugárzás intenzitása, mint  $5 \text{ mW/cm}^2$ . Csukott ajtó esetében az ajtónyílás keretében egy  $\lambda/4$  méretű ( $\lambda$  a hullámhossz), ferrittömítéssel kombinált hullámsapda, míg nyitott ajtó esetében egy kettős biztonságú reteszelőkapcsoló akadályozza meg a sugárzó energia kilépését.

### Hogyan használjuk...

Hagyományos módon az ételünket úgy melegítjük, hogy az edénnyel, annak is az aljával közöljük a hőt. Ha folyadék halmazállapotú az étel, akkor a hőmérséklet-különbségek hatására áramlások jönnek létre benne, és könnyedén forrásba jöhet. A mikrohullámú sütőben a meleg az ételben keletkezik, ennek eredményeként az előbb említett áramlások nem jönnek létre, így előfordulhat, hogy a víz túlhevül. A túlhevült víz a legkisebb behatás, rázás, vagy például a teafilterrel történő érintkezés hatására heves forrásba jöhet és égési sérülést okozhat. Ennek elkerülésére egy kanalat érdemes a vízbe tenni, amelynek felületén könnyedén megindul a víz forrása. A mikrohullámú készülék nem képes tészták, húсок *sütésére*, sem az ételken felületi rétegek kialakítására (pl. kenyér héja). Ezek elkészítése kombinált készülékkel lehetséges. A legtöbb mikrosütőben forgó tányért találunk. Ugyanis a melegítőterben állóhullámok alakulnak ki, melyek hullámhossza körülbelül 12 cm, vagyis 6 cm-enként találunk egy csomópontot. Ennek duzzadóhelyén nagyon, csomópontján pedig egyáltalán nem melegszik az étel. A forgatás hatására az étel minden pontja eljut a duzzadóhelyre, és



2. ábra. Mikrosütő állóhullámképe, a duzzadóhelyeken megolvad a sajt. További képek láthatók a <http://jedlik.phy.bme.hu/~hartlein/mikro> helyen.

így lesz egyenletesen meleg. Sokan talán az esztétikai érzékükre hallgatva a forgó tányér közepére helyezik a melegítendő ételt. Ha a sütőben itt duzzadóhely van, akkor az ételben koncentrikus körök mentén eltérő hőmérsékletet hozunk létre. Léteznek olyan sütők is, amelyekben nincs forgótányér, mégis egyenletesen melegítenek. Ezekben a sütőkben a mikrohullám útjába egy forgó fémpropeller lapátjait helyezik el. Így pillanatról pillanatra más és más elrendezésű hullámképet állíthatunk elő. Ilyenkor hasonlóan szóródik a mikrohullám, mint amikor egy forgó ventilátor lapátjain vízsugárral locsolunk keresztül.

### Kísérletek

Két üveg pohárba töltünk paraffint és glicerint. Mindkettőt helyezzük be a mikrohullámú melegítőbe, és melegítsük körülbelül fél perccig! Amikor kivesszük a két poharat, azt tapasztaljuk, hogy a paraffinolaj hideg maradt, a glicerint felforrósodott. Az egyformának kinéző – hasonló sűrűségű és viszkozitású, átlátszó – folyadék eltérő viselkedésének magyarázata azok molekulaszervezetében keresendő. A paraffinolajban  $(\text{CH}_3-(\text{CH}_2)_n-\text{CH}_3)$  apoláros kötések vannak, a láncmolekula végig semleges. A glicerintben viszont a kötések polárosak  $(\text{CH}_2\text{OH}-\text{CHOH}-\text{CH}_2\text{OH})$ , a molekulában az O negatív, a H és C pozitív töltésű.

Az állóhullámok bemutatására végezzünk el egy egyszerű kísérletet! Helyezzünk egy kartonlapot a sütőbe, amely mérete éppen megegyezzen a melegítőter méreteivel, és szórjunk meg egyenletesen reszelt sajttal! Majd körülbelül harminc másodpercig kapcsoljuk be a sütőt. A kartonlapot kivéve láthatóvá válik mikrosütőnk állóhullámképe (2. ábra); a duzzadóhelyeken megolvad a sajt, míg a csomópontokon hideg marad.

Härtlein Károly

### Kapcsolódó internet-oldalak

<http://www.cco.caltech.edu/~phys1/java/phys1/MovingCharge/MovingCharge.html>  
<http://www.colorado.edu/physics/2000/applets/h2o.html>  
<http://www.colorado.edu/physics/2000/applets/oven.html>  
<http://www.colorado.edu/physics/2000/applets/h2ob.html>  
<http://amasci.com/weird/microexp.html>  
<http://apache.airnet.com.au/~fastinfo/microwave/index.html>  
<http://apache.airnet.com.au/~fastinfo/microwave/videos/watervideos.html>  
<http://www.phys.unsw.edu.au/~jw/superheating.html>  
<http://musicclub.web.cern.ch/MusicClub/bands/cernettes/songs/microwave.html>

## FELHÍVÁS JAVASLATTETELRE

A korábbi évekhez hasonlóan az idén is szándékunkban áll kiosztani a Társulat érmeit és díjait. Ezúton is kérem a Társulat szakcsoportjait, a területi szervezeteket és a Társulat valamennyi tagját, hogy a Társulat díjainak odaítélésére vonatkozó javaslatokat (pályázatokat)

2005. ÁPRILIS 20-IG

szíveskedjenek a Társulat titkárságára eljuttatni (Budapest, II. Fő utca 68., postacím: Pf. 433, Budapest 1371).

A díjak odaítélésével kapcsolatban az Alapszabály vonatkozó rendelkezései az irányadóak. A díjak kiosztására a küldöttközgyűlésen kerül sor.

A Társulat díjaira az Alapszabály szerint a Társulat szakcsoportjai és területi szervezetei, valamint a Társulat tagjai tehetnek javaslatot, de minden társulati tag maga is pályázhat a díjakra. A díjak elnyerésének a társulati tagság nem feltétele. A javaslatokat és a pályázatokat az illetékes szakcsoportok véleményével együtt a Társulat honlapjáról letölthető, vagy a titkárságon beszerezhető űrlap felhasználásával kell a Társulat titkárságára eljuttatni.

A díjazottak személyéről a Díjbizottság javaslatára a Társulat Elnöksége dönt.

*Szabó Gábor* főtitkár

### A Társulat által adományozható kitüntetések és díjak

#### TÁRSULATI DÍJAK

*Eötvös Loránd Fizikai Társulat Érmet* adományozhat a Társulat annak a tagnak, aki a fizika területén hosszú időn keresztül folytatott kutatási, alkalmazási vagy oktatási tevékenységével, valamint a társulatban kifejtett munkásságával kiemelkedően hozzájárult a fizika hazai fejlődéséhez.

*A fizikai gondolkodás terjesztéséért* elnevezésű érmmel tüntetheti ki a Társulat azt, aki a fizikai műveltség fokozásához országos hatással hozzájárult.

*Eötvös Plakett* elnevezésű emléktárgyat adományozhat a Társulat annak a társulati tagnak, aki hosszú időn keresztül aktív társadalmi munkával járul hozzá a Társulat egészségének vagy valamelyik csoportjának, szakcsoportjának eredményes működéséhez, olyan személynek, aki társadalmi munkában, vagy egyéb módon rendkívüli

mértékben nyújt segítséget a Társulat célkitűzéseinek megvalósításához, neves külföldi vendégének a Társulat valamely rendezvényén tartott előadása alkalmából.

#### TUDOMÁNYOS DÍJAK:

A Társulat kimagasló tudományos kutatási eredmények, vagy ilyenek sikeres alkalmazásai, valamint a felsőoktatásban nyújtott kiemelkedő teljesítmény elismeréseként az alábbi díjakat adományozhatja:

*Bozóky László-díjat* annak a tagjának, aki a sugárfizika és a környezettudomány területén kimagasló eredményt ért el;

*Bródy Imre-díjat* annak a tagnak, aki a fizika alkalmazásának területén kimagasló eredményt ért el;

*Budó Ágoston-díjat* annak a tagjának, aki az optika, molekulafizika vagy a kísérleti fizika területén kimagasló eredményt ért el;

*Detre László-díjat* annak a tagjának, aki a csillagászatban, valamint bolygónkkal és annak kozmikus környezetével foglalkozó fizikai kutatások területén kimagasló eredményt ért el;

*Gombás Pál-díjat* annak a tagjának, aki az alkalmazott kvantumelmélet kutatása területén kimagasló eredményt ért el;

*Gyulai Zoltán-díjat* annak a tagjának, aki a szilárdtestfizika területén kimagasló kutatási eredményt ért el;

*Jánossy Lajos-díjat* annak a tagjának, aki az elméleti és kísérleti kutatások területén kimagasló eredményt ért el;

*Novobátzky Károly-díjat* annak a tagjának, aki az elméleti fizikai kutatások területén kimagasló eredményt ért el;

*Schmid Rezső-díjat* annak a tagjának, aki az anyag szerkezetének kutatása területén kimagasló eredményt ért el;

*Selényi Pál-díjat* annak a tagjának, aki a kísérleti kutatás területén kimagasló eredményt ért el;

*Szalay Sándor-díjat* annak a tagjának, aki az atom- vagy atommagfizikában, illetve ezek interdiszciplináris alkalmazási területén kimagasló eredményt ért el;

*Szigeti György-díjat* annak a tagjának, aki a lumineszcencia- és félvezető-kutatások gyakorlati alkalmazásában kimagasló eredményt ért el;

*Felsőoktatási Díjat* annak a tagjának, aki a felsőoktatás területén kimagasló eredményt ért el.

## FELHÍVÁS TÁMOGATÁSRA

A Ferenczi György Emlékalapítvány a modern félvezető-fizikai kutatásban és alkalmazásaiban kiemelkedő eredményeket elérő fiatal szakembereket és egyetemi hallgatókat támogat ösztöndíjaival. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat egykori főtitkárának emlékét őrző kura-

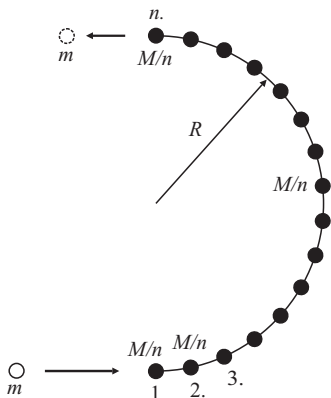
tórium megköszöni a magánszemélyektől eddig kapott támogatást, és kéri, hogy a céljainkkal egyetértő kollégák személyi jövedelemadójuk 1%-ának felajánlásával támogassák tevékenységünket.

*Kiss Ádám*, a Kuratórium elnöke

## NÉGYSZÖGLETES KERÉK

### 135. PROBLÉMA

Egy jégpályán  $R$  sugarú félkör mentén egyenletesen elosztva elhelyezünk  $n$  darab ( $n \gg 1$ ) egyforma fekete jégkorongot, melyek össztömege  $M$ . A korongoknak az ábrán látható irányból (balról) nekilökünk egy  $m$  tömegű fehér korongot, amely a fekete korongokkal való rugalmas ütközések sorozata után eredeti mozgásirányával éppen ellentétesen (tehát balra) távozik.



a) Legalább mekkora kell legyen a  $M/m$  tömegarány, hogy a leírt folyamat végbemehessen?<sup>1</sup>

b) Eredeti sebességének hányad részére csökken a fehér korong sebessége az ütközéssorozat végére, ha a tömegarány éppen az előző kérdésben szereplő határeset?

(A súrlódást a jég és a korongok, valamint fehér és a fekete korongok között elhanyagolhatjuk. A korongok mérete a félkör sugarához képest kicsi, a korongok tömegpontoknak tekinthetők.)

(Kunfalvi Rezső emléktverseny, Budapest, 2003)

<sup>1</sup> A probléma kitűzésekor *tévesen* fordított egyenlőtlenség szerepelt a kérdésben, továbbá a feladat ábrája lemaradt. Az Olvasók szíves elnézését kéri a Rovatszerkesztő.

### A 135. PROBLÉMA MEGOLDÁSA

a) Vizsgáljuk meg először, hogy mekkora  $\alpha$  szögben térülhet el a fehér korong az első rugalmas ütközés során, és mekkora lehet eközben a relatív sebességváltozása! Jelöljük a fehér korong kezdősebességét  $v_0$ -al, ütközés utáni sebességét  $v_1$ -gyel, a meglökött  $(M/n)$  tömegű fekete korong sebességét pedig  $\mathbf{u}$ -val! Az impulzusmegmaradás törvénye szerint

$$m\mathbf{v}_0 = m\mathbf{v}_1 + \frac{M}{n}\mathbf{u},$$

az energiamegmaradás törvénye szerint pedig

$$\frac{1}{2} m\mathbf{v}_0^2 = \frac{1}{2} m\mathbf{v}_1^2 + \frac{1}{2} \frac{M}{n} \mathbf{u}^2.$$

Az első egyenletről kifejezve az  $\mathbf{u}$  vektort és a második-

ba helyettesítve a  $\mathbf{v}_1$  vektor nagyságára a következő kvadratikus egyenletet kapjuk:

$$v_1^2 \left(1 + \frac{m n}{M}\right) - 2 \frac{m n}{M} v_1 v_0 \cos \alpha + v_0^2 \left(\frac{m n}{M} - 1\right) = 0,$$

amelynek akkor van valós megoldása, ha az egyenlet diszkriminánsa nem negatív:

$$4 \left(\frac{m n}{M}\right)^2 v_0^2 \cos^2 \alpha \geq 4 v_0^2 \left(1 + \frac{m n}{M}\right) \left(\frac{m n}{M} - 1\right),$$

azaz

$$\sin \alpha \leq \frac{M}{n m}.$$

A fehér korong akkor pattoghat végig a fekete korongsoron, ha az eltérülési szöge éppen a fekete korongok  $\pi/n$  nagyságú középponti szöge (pontosabban fogalmazva annál egy „hajszálnyival” nagyobb), a kérdéses tömegarányra tehát a

$$\frac{M}{n m} \geq \sin \frac{\pi}{n} \approx \frac{\pi}{n}, \quad \text{azaz} \quad \frac{M}{m} \geq \pi$$

megszorítást kapjuk.

b) Ha a tömegarány éppen a fenti határeset, akkor a relatív sebességváltozás:

$$\frac{v_1}{v_0} = \cos \frac{\pi}{n} \cdot \frac{n}{n + \pi} \approx \frac{n}{n + \pi},$$

$n$  ütközés után tehát a fehér korong sebessége az eredeti érték

$$\left(1 + \frac{\pi}{n}\right)^n$$

részére csökken, amely arány  $n \rightarrow \infty$  határesetben (azaz  $n \gg 1$  esetén)  $e^\pi \approx 23,14$ -hez tart. A fehér korong sebessége tehát az eredeti érték  $1/23$ -ára, mintegy 4%-ra csökken.

Meglepő, hogy egy ilyen egyszerű klasszikus mechanikai feladat megoldásában egyszerre bukkan fel a matematika két leghíresebb transcendentis száma, méghozzá furcsa módon hatvány alakban.

### 136. PROBLÉMA

Van egy négyzet alakú telkünk, 100 méter hosszú kerítéssel körbekerítve. A föld ára a kerítésen belül négyzetméterenként 100 \$, a kerítésen kívül pedig 200 \$. Lehetőségünk van a kerítés áthelyezésére oly módon, hogy a kerítés hossza, továbbá a telek valamelyik átlójának két végpontja változatlan maradjon.

Hogyan módosítsuk a telkünk határát, ha a legnagyobb nyereséget szeretnénk elérni? (A feladat elemi úton, fizikai megfontolások felhasználásával is megoldható!)

(Vladimir Sedach, Seattle, USA)

# Schiller Róbert: EGY KULTÚRA KÖZÖTT

Typotex, 2004, ára 2500 Ft

*Schiller Róbert* könyvének címe ellentmondásosnak tűnik. Korábban sokat elmélkedtek a természettudományos és a bölcsész műveltség közötti feszültségről, a kétféle gondolkodásmód különbözőségről. A szerzőnek a kötetben összegyűjtött írásai arról tanúskodnak, hogy a kétféle műveltség közötti különbségtétel inkább erőltetettnek, mint valósnak mondható. Nagyon sok mindenről tudhatunk valamit, egészen különböző területeken lehetünk tájékozottak. A sokoldalú műveltség olyan felismerésekre vezethet bennünket, amelyekre egy úgymond szakember nem jöhetne rá.

Tekintve az ember véges életét és erejét, tudásának állapotát, két szélsőség jellemezheti. A szakember egy szűk terület jó ismerője, arról nagyon sokat tud. A műkedvelő sok mindenféléről tud valamit, de mindenről csak keveset. Határesetet nézve, a szakember a semmiről tud mindent, míg a műkedvelő mindenről semmit. Vanak viszont olyanok, akik egy adott területen szakemberek, de egyben igen széles körű általános műveltséggel rendelkeznek. Schiller Róbert példa erre.

Ha jobban utánagondolunk, miben lehet a természettudományos és a bölcsész felfogás közötti eltérés alapja, rájöhethetünk, hogy a különbség egyszerűen módszertani. A természettudományos módszer lényegi eleme az okos, feladatmegoldó gondolkodás. Az okos – ahogy a magyar nyelv ki is fejezi – az adott dolgot az ok-okozati összefüggések alapján vizsgálja. Ez akkor jó és hatékony módszer, ha a dolog eléggé egyszerű vagy leegyszerűsíthető, azaz a vizsgálandó rendszer a világ egyéb hatásaitól elszigetelhető. A leegyszerűsítés után pontosan meghatározva, megmondva, hogy mi alatt éppen mit értünk, okszerűen gondolkodva feltárjuk a rendszert jellemző összefüggéseket. Az okos gondolkodás, ha a vizsgált dolog valóban leegyszerűsíthető, nagyon hatékony és eredményes. Az okosság elveti a tekintélyt, számára csak a tiszta érvelés a mérvadó.

A bölcsész, ahogy a név is mutatja, alapvetően bölcsen gondolkodik. A bölcs a világ dolgait, jelenségeit a tapasztalatok összessége alapján igyekszik értelmezni. A bölcs módszere bonyolult, összetett rendszerek esetén is alkalmazható. A bölcs azt keresi, hogy amit vizsgál, ahhoz hasonló hol fordult már elő korábban, mikkel vethető össze, mi lehet a mostaniban a már ismeretekkel közös. A talált hasonlóságok alapján ítéli meg, hogy a vizsgált dolog miféle. A bölcsnek ezért sokat kell tudnia, és a hasonlóságok felismeréséhez jó képzelőerő is szükséges. Azonkívül okosan elemeznie kell, hogy a felismert hasonlóságnak van-e valódi alapja. A bölcs ezért egyúttal okos is.

Az okos ellentéte a buta, aki nem képes összefüggéseket átlátni. A bölcs ellentéte a bolond, aki nem ismeri

fel, hogy a vizsgált dolgok mennyire összetettek, és tekintet nélkül mások tapasztalataira, figyelmeztetéseire, ragaszkodik a túlzott egyszerűsítésekhez. A bonyolult rendszer jellemzői közül egyet kiragad, azzal alaposan foglalkozik, és ennek alapján úgy bánik a rendszerrel, mintha annak egészét megértette volna. Ebből azután nagyon sok baj szokott származni. Az okos bizony lehet egyúttal bolond is, ha rögeszmésen hangsúlyozza saját okosságát és képtelen felismerni leegyszerűsítéseinek korlátait.

Schiller Róbertnek itt összegyűjtött írásainak többségét a *Természet Világa* közölte. A szerző szakterületét, a fizikai kémiát az írások éppen csak érintik, vagy inkább a fizika és a kémia más területeihez kapcsolódnak. Az írások a távoli területeket összekötni képes bölcs gondolkodás gyümölcsei. Élvezetes vitát olvashatunk arról, mit jelent a klasszikus fizika (23. o.). A hanghullámok interferenciáját vizsgáló *Nature*-cikkről a szerzőnek a dalával a várost építő, maga köré piacteret varázsló Orfeusz jut az eszébe (44. o.). Megtudhatjuk, miként viszonyult *Kepler* a Nap középpontú világnézethez. Ez eleinte bölcsészeti, vallásos tartalmú kép volt számára. Amint azonban *Kepler* felismerte, hogy a mérések nem igazolják a világképet, képes volt alapjában megváltoztatni a teremtésben uralkodó rend természetéről addig vallott elképzeléseit (182. o.). Ez az írás, amely *A rendtelenség reménye* címet viseli, egyben a véletlenről és a szükségszerűségről tár elénk olyan olvasmányos és egyben szakszerű képet, amelyet a fizikus és a fizikatanár is nagy élvezettel olvashat. Megtudhatjuk, hogy *Newton* valószínű nagyobb erőfeszítéseket tett az alkímia rejtélyeinek feltárására, mint a fizika és a matematika igazságainak megismerésére (205. o.). Az alkímiáról, a statisztikus fizikáról több más írásban is sok érdekességet tudhatunk meg. „*Jó a döntéshozónak. Rossz a döntésnek.*” – ezt olvashatjuk a szcientometriáról írott, kételkedő hangvételű írásának összegzéseként (238. o.).

Előfordulhat, hogy két ragyogó elme, *Wolfgang Pauli* és a lélekgyógyász *Carl Gustav Jung* barátsága, levelezése és együttműködése nem válik világszemléletünket alakító felismerések forrásává. Vagy talán csak arról lehet szó, hogy ebből az anyagból még Schiller Róbert képzelőereje sem tudott olyat kiemelni, amelyben az olvasó is gyönyörködhetne (270. o.).

Schiller Róbertnek napilapban és az *Élet és irodalom*-ban közölt rövidebb, sokszor inkább a közélet eseményeivel foglalkozó írásai is érdekes olvasmányok. Megkülönböztető jegyük a természettudós szerző tiszta, okszerű gondolkodása, amely üdítően hat, ha az adott kérdésekről író más szerzők érveléseire gondolunk.

Végh László