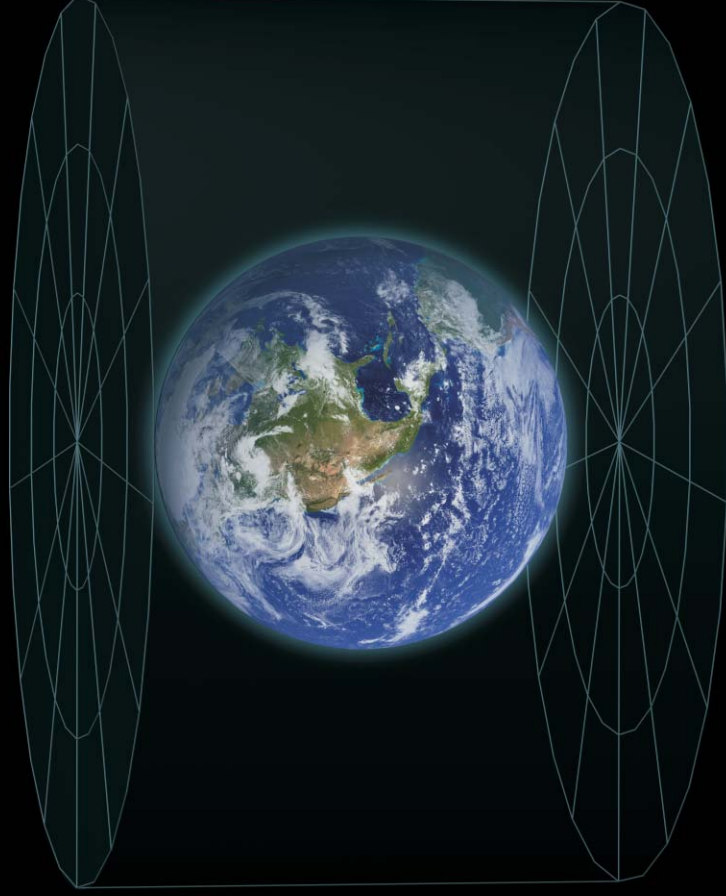


fizikai szemle

2014/1

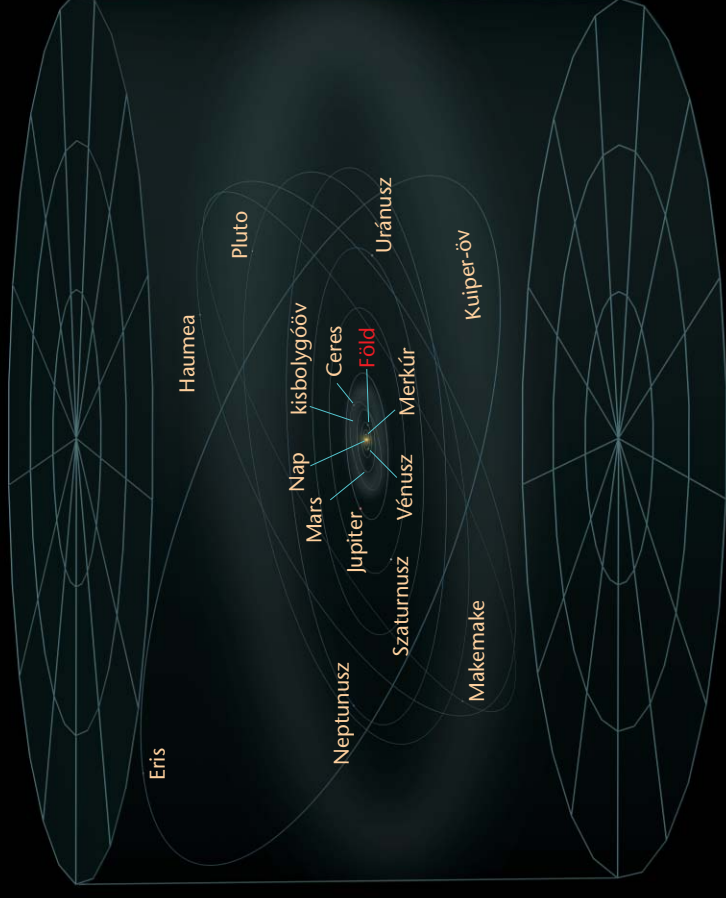
HELYÜNK A VILÁGEGYETEMBEN – I. RÉSZ

Föld



12.700 km

Naprendszer



96 CSE

**Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat
havonta megjelenő folyóirata.**

**Támogatók: A Magyar Tudományos
Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya,
az Emberi Erőforrások Minisztériuma,
a Magyar Biofizikai Társaság,
a Magyar Nukleáris Társaság
és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete**

Főszerkesztő:

Szatmáry Zoltán

Szerkesztőbizottság:

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

Szerkesztő:

Füstöss László

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A folyóirat e-mail címe:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

http://www.fizikaiszemle.hu



A címlapon:

**A síófoki móló békeangyal szobra – Pjotr
Sztronszkij alkotása – és talapzatán a
Molnár János által tervezett napóra
(fotó: Temesvári Gabilla).**

<i>Rácz István:</i> Magyar részvétel az európai gravitációshullám-kísérletekben – I. rész	2
<i>Darai Judit, Cseh József:</i> Erősen deformált magállapotok és fűrtösödésük	5
<i>Len Adél, Füzi János, Darnay Lívია, Harmat Péter, Koncz Kálmánné, Rosta László:</i> Nanoszerkezet vizsgálat kisszögű neutronszórással	9
<i>Molnár János:</i> A síófoki móló napórája	13

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Gnädig Péter:</i> A Maxwell-egyenletek integrális alakja időben változó felületek esetén – I. rész	16
<i>Györfi Tamás, Raics Péter:</i> Diffúziós ködkamra – mutatni a láthatatlant	22
<i>Gündischné Gajzágó Mária:</i> Az „electricis csengetyű” – egy örökzöld fizikai játék Bolyai Farkas jegyzeteiben	26
<i>Mándy Tibamér:</i> XV. Jedlik Ányos Országos Fizikaverseny	28
57. Fizikatanári Ankét és Eszközbemutató – felhívás	31
<i>Leitner Lászlóné:</i> V. Szalay Sándor Emlékkonferencia Nyíregyházán	32

HÍREK – ESEMÉNYEK

<i>I. Rácz:</i> The Hungarian participation in the European experiments searching for gravitational waves – Part I	
<i>J. Darai, J. Cseh:</i> Excessively deformed nuclear states and their clustering	
<i>A. Len, J. Füzi, L. Darnay, P. Harmat, K. Koncz, L. Rosta:</i> The analysis of nano structures based on small angle scattering of neutrons	
<i>J. Molnár:</i> The sun dial on the Siófok pier	

TEACHING PHYSICS

<i>P. Gnädig:</i> The integral form of Maxwell's equations when changes of surfaces are involved – Part I	
<i>T. Györfi, P. Raics:</i> The diffusion cloud chamber	
<i>M. Gündischné-Gajzágó:</i> The “electric hand bell” – an evergreen physical toy mentioned in F. Bolyai's notebooks	
<i>T. Mándy:</i> The XV. Á. Jedlik Physical Contest in Hungary	
<i>L. Leitner:</i> The V. Sándor Szalay Memorial Conference at Nyíregyháza	

EVENTS

<i>I. Rácz:</i> Die ungarische Teilnahme an den europäischen Experimenten bezüglich Gravitationswellen – Teil I.	
<i>J. Darai, J. Cseh:</i> Stark deformierte Atomkerne und ihre Wechselwirkungen	
<i>A. Len, J. Füzi, L. Darnay, P. Harmat, K. Koncz, L. Rosta:</i> Die Untersuchung von Nanostrukturen mit schwach gestreuten Neutronen	
<i>J. Molnár:</i> Die Sonnenuhr am Molo von Siófok	

PHYSIKUNTERRICHT

<i>P. Gnädig:</i> Die integrale Form von Maxwells Gleichungen im Fall zeitlich veränderlicher Oberflächen – Teil I.	
<i>T. Györfi, P. Raics:</i> Die Diffusions-Nebelkammer	
<i>M. Gündischné-Gajzágó:</i> Die „elektrische Klingel“, ein unsterbliches Spielzeug aus den Aufzeichnungen von F. Bolyai	
<i>T. Mándy:</i> Der XV. Á. Jedlik-Physikwettbewerb in Ungarn	
<i>L. Leitner:</i> Die V. Gedächtnis-Konferenz in Nyíregyháza für S. Szalay	

EREIGNISSE

<i>И. Рац:</i> Венгерское участие в европейских экспериментах по гравитационным волнам – часть первая	
<i>Ю. Дарай, Я. Чех:</i> Сильная деформация атомных ядер и её проявление группами	
<i>А. Лен, Я. Фюзи, Л. Дарнай, П. Хармат, К. Коци, Л. Роста:</i> Анализ наноструктур на основе узкого рассеяния ими нейтронов	
<i>Я. Молнар:</i> Солнечные часы гаваны Шиофока	

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

<i>И. Гнэди:</i> Интегральный вид уравнений Максвелла в случае изменяющихся во времени поверхностей – часть первая	
<i>Т. Дьёрфи, П. Раич:</i> Диффузионная камера	
<i>М. Гюндисч-Гайзаго:</i> «Электрический звонок» – столетняя игрушка в записках Ф. Бояи	
<i>Т. Манди:</i> XV. конкурс по физике им. А. Едлика	
<i>Л. Лайтнер:</i> V. Конференция памяти Ш. Салая	

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

MAGYAR RÉSZVÉTEL AZ EURÓPAI GRAVITÁCIÓSHULLÁM-KÍSÉRLETEKBEN – I. RÉSZ

Rácz István
Wigner Virgo csoport, Wigner FK, Budapest

Jelen írás – az európai gravitációshullám-kísérletek rövid bemutatása mellett – betekintést kíván nyújtani az ezekben való magyar részvétel néhány részletéről, kutatócsoportunk, a Wigner Virgo csoport tudományos tevékenységéről, és nem utolsósorban ezen új tudományterület jövőbeni hazai vonatkozású lehetőségeiről.

Európa legnagyobb gravitációshullám-detektorát, az 1. ábrán látható Virgo gravitációshullám-antennát a francia és olasz kormány által erre a célra létrehozott Európai Gravitációs Observatórium (az EGO konzorcium) építette meg 1994 és 2001 között a Pisa közelében található Cascinában [1, 2]. Az eredetileg kizárólag francia és olasz kísérlet napjainkra már egy több mint kétszáz kutató és mérnök munkáját integráló nemzetközi együttműködéssé vált, amelynek holland, angol és lengyel kutatók mellett a mi magyar csoportunk is tevékeny részese. Csoportunk 2008-ban csatlakozott a Virgo Tudományos Együttműködéshez.

Mielőtt a kísérletekkel és az azok kapcsán végzett kutatómunka részleteivel ismerkednénk, tekintsük át röviden azokat az alapismereteket, amelyek a gravitációs hullámok mibenlétét és így a mérések kapcsán felmerülő technikai problémákat is érthetőbbé teszik.

A gravitációs hullámok és az általános relativitáselmélet

Einstein már 1916-ban, közvetlenül az általános relativitáselmélet megalkotása után felismerte, hogy elmélete alkalmas a gravitációs hullámok leírására, majd vizsgálta azok tulajdonságait. *Einstein* elmélete segítségével azt is megjósolta, hogy a gravitációs tér csillagászati léptékű és erősen aszimmetrikus dinamikus folyamatainak során rengeteg energia szabadulhat fel gravitációs hullámok formájában, ugyanakkor ezek a távoli megfigyelők számára nagyon gyenge változásokként jelennek meg.

A 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás írott változata.

Hálával tartozom *Frenkel Andornak* a kézirat gondos átolvasásáért és számos hasznos észrevételéért.

A kutatás a TÁMOP-4.2.4.A/2-11/1-2012-0001 Nemzeti Kiválóság Program című kiemelt projekt keretében zajlott. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

A gravitációs hullámok természetének megértéséhez érdemes azt is felidézni, hogy az *Einstein*-elmélet a gravitáció egy olyan geometrizált elmélete, amelyben nincs gravitációs erő, helyette a gravitációs hatások a téridő geometriájának görbültségén keresztül jeleníthetők meg. Az elmélet alapján a Világmindenségben található anyag elhelyezkedése és mozgása határozza meg annak geometriáját, ugyanakkor az Univerzumot felépítő anyag fejlődése csak ezen az időben és térben is változó geometria fejlődésével együtt írható le.

Fontos kiemelni, hogy az anyagmezőkre vonatkozó teregyenletekkel kibővített *Einstein*-egyenletekhez általános esetben is mindig találhatók olyan mértékváltozások (lásd például [3]-at), amelyek esetén az alapváltozók egy csatolt, bár nemlineáris hullámegyenlet-rendszernek tesznek eleget. Mivel azonban már maguk az *Einstein*-elmélet alapegyenletei sem lineárisak, az analitikus módszerek nem, vagy csak nagyon korlátozott mértékben adhatnak segítséget az olyan dinamikai folyamatok tanulmányozásában, mint például a gravitációs hullámok keltése, vagy azok terjedése. Ezért kutatócsoportunk az elmúlt évek során kifejlesztette a *Grid-Ripper* programcsomagot [4–7], amely az általános relativitáselmélet keretein belül lehetővé teszi különféle asztrofizikai rendszerek dinamikai vizsgálatát, valamint a gravitációshullám-keltési folyamatok és a kialakuló hullámok terjedésének leírását.

A gravitációs hullámok tanulmányozását lényegesen leegyszerűsíti az a feltevés, hogy azok a források

1. ábra. A Pisa melletti Cascinában található Virgo gravitációshullám-detektor madártávlatból.



tól távol már gyengék, így a sugárzási zónában a lineáris közelítés alkalmazható. Ennek, valamint az úgynevezett sugárzási mértéknek a felhasználásával a vákuum Einstein-egyenletekből azt kapjuk, hogy a téridő $g_{\alpha\beta}$ metrikájának az $\eta_{\alpha\beta}$ Minkowski-féle sík metrikától való, a $g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}$ reláció által meghatározott kicsiny $|h_{\alpha\beta}| \ll 1$ eltérése a

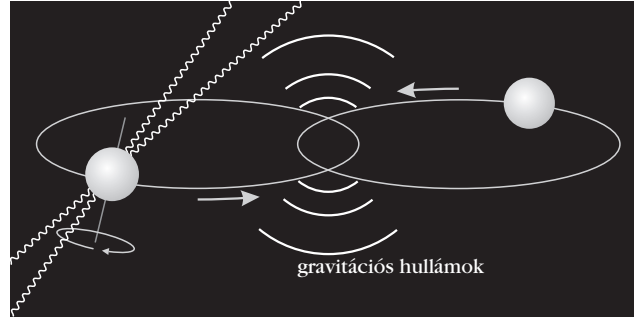
$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) h_{\alpha\beta} = 0$$

homogén hullámegyenletnek tesz eleget. Így az Einstein-elméletben a gravitációs hullámokra a gömb-szimmetriát nem tisztelő módon gyorsuló testek, mint források környezetében fellépő geometriai változásoknak a téridőben fénysebességgel tovaterjedő hatására gondolhatunk.

A gravitációs hullámok kapcsán érdemes azt is megemlíteni, hogy azok, mint a geometria hullámzásai jelennek meg, és mindig csak a relatív gyorsulásokon, azaz a próbatestek egymáshoz viszonyított úgynevezett árapálygyorsulásain keresztül hatnak környezetükre. Ez annak a következménye, hogy Einstein elméletében nincs abszolút tér, így nincs mihez képest abszolút gyorsulni. Az említett relatív gyorsulások egy kiterjedt test esetében úgy jelennek meg, hogy a testet egy időpillanatban valamely irányban összenyomó, ugyanakkor a rá merőleges irányban széthúzó, továbbá ezen irányok folyamatos változása miatt nyíró erőhatások is érik.

Mindezeknek megfelelően a detektorok tervezése során a karokban váltakozva fellépő nyújtásokat, illetve összehúzódásokat tükröző $\delta L(t)/L$ relatív hosszváltozást – itt $\delta L(t)$ az eredetileg egymástól L távolságra lévő (tömeg)pontok távolságának időbeni megváltozását jelöli – választották a legfontosabb megfigyelhető mennyiségnek. A relatív hosszváltozást a $\delta L(t)/L = b(t)$ reláció kapcsolja a $h_{\alpha\beta}$ -kból származtatott $b(t)$ hullámamplitúdóhoz. A fizikai folyamatok által keltett gravitációs hullámok esetén a $b(t)$ hullámamplitúdót a görbült téridőben szabadon eső testek mozgását leíró geodetikusok eltérési egyenlete alapján határozhatjuk meg. Így a $b(t)$ függvény detektor által mért értéke többek között függ az érkező gravitációs hullámot kibocsátó forrás távolságától, valamint a hullámot és a detektort jellemző fő irányok egymáshoz viszonyított elrendezésétől.

A gravitációs hullámok által okozott hatás azonban elképesztően kicsiny. Még a csillagászati értelemben is extrém relativisztikus mozgást végző, körülbelül 15 Mpc távolságra lévő források, mint a bespirálózó, majd összeolvadó kettős neutroncsillagok esetében is csak $b \sim 10^{-18}$ nagyságú relatív hosszváltozás jelenik meg a környezetünkben. Éppen ezért a gravitációs hullámok közvetlen detektálására kifejlesztett gravitációshullám-detektoroknál fellépő technikai követelmények olyan kiugróak, hogy éppen csak napjainkra értük el azt a szintet, hogy a sikeres detektálásnak két-három éven belül valódi esélye lehessen.



2. ábra. A Hulse–Taylor-kettős sematikus ábrázolása.

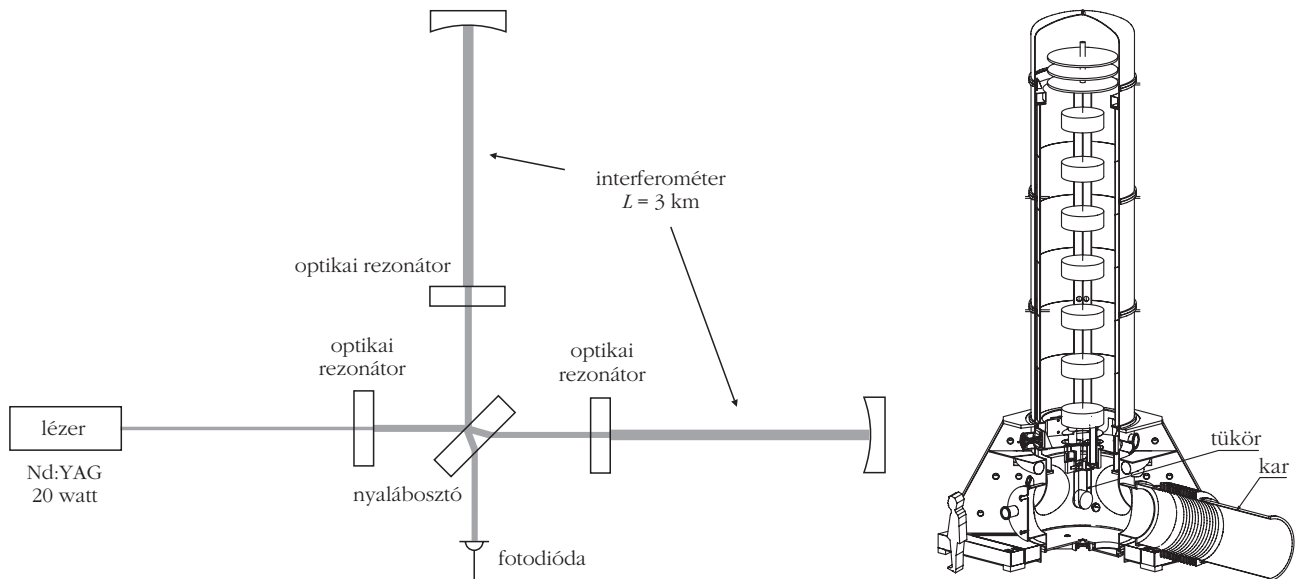
Léteznek-e a gravitációs hullámok?

Mielőtt a detektálásra irányuló erőfeszítésekről beszélnénk, érdemes meggondolni, vajon mi a garancia arra, hogy egyáltalán léteznek a kérdéses hullámok. Fontos hangsúlyozni, hogy a gravitációs hullámok létezésére jelenleg csak közvetett bizonyítékok állnak rendelkezésünkre. Az első ilyen, standard csillagászati megfigyelésekkel alátámasztott közvetett bizonyítékot a *Hulse* és *Taylor* által 1975-ben felfedezett PSR 1913+16 jelű, kettős pulzár viselkedésének hosszú távú megfigyelése szolgáltatta (2. ábra). Az Einstein-elmélet értelmében, amikor két csillag egymás körül kering, a gravitációs hullámok által elvitt energia egyrészt a keringési sugarak csökkenését, másrészt a keringési frekvencia növekedését kell, hogy eredményezze.

A Hulse–Taylor-rendszer egyik résztvevője egy pulzár, amely természetes segítséget kínál fel a megfigyelésekhez, hiszen a pulzár által kibocsátott órajel időbeni változásából következtetni lehet a pulzár helyzetében és sebességében beálló változásokra. Mivel a két neutroncsillag távolsága a Nap átmérőjével összevethető, már viszonylag rövid (néhány évtizedes) megfigyelési idő alatt is mérhető, a sugárzási energiaveszteségeknek megfelelő változásokat találtak a mozgások geometriai méretében és a keringési frekvenciában egyaránt. A gravitációshullám-keltés által előidézett energiaveszteség mértéke éppen az általános relativitáselmélet formulái alapján elvárt nagyságúnak adódott, hiszen a jóslatokat 0,2% pontossággal igazolták a megfigyelések. Ezek a következtetések nem válhattak volna lehetővé Hulse és Taylor 1975-ös felfedezése és évtizedekig tartó kitaró megfigyelései nélkül. Mindezek elismeréseként 1993-ban Hulse és Taylor fizikai Nobel-díjat kaptak.

A gravitációshullám-kísérletekről

Az árapályerők által okozott relatív hosszváltozások elvileg hatékonyan észlelhetők a 3. ábrán mutatott, egymásra merőleges karokkal rendelkező Michelson–Morley-féle interferométerrel. Az interferométer karjaiba több egymásba ágyazott optikai rezonátort építettek, amelyek segítségével lényeges effektív karhosszúság-növekedés érhető el.



3. ábra. A Virgo-detektor optikai rendszerének sematikus ábrázolása.

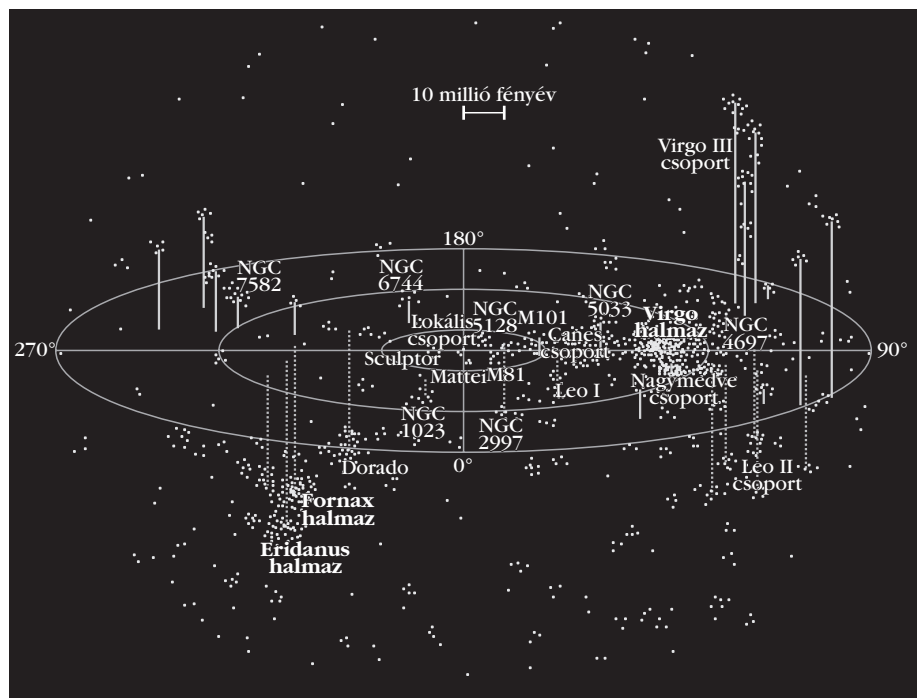
Mára a földfelszínre telepített, a lézer-interferometria elvén működő gravitációshullám-detektorok világhálózata épült ki, amely magába foglalja a két amerikai LIGO, az európai Virgo és GEO600, valamint a TAMA300 detektorokat. Az első-generációs detektorok érzékenységét úgy határozták meg, hogy például a neutroncsillag-kettősök összeolvadását akkor is képesek legyenek megfigyelni, ha az a tőlünk 15 Mpc távolságba eső Virgo-halmazban történik (4. ábra). Az első-generációs interferometrikus detektorok a korábbi tudományos adatgyűjtési tevékenységük során elérték ezt a tervezett érzékenységet és így közvetve igazolták a kidolgozott mérési eljárás megvalósíthatóságát.

Éppen ezért jogosan merülhet fel a kérdés, miért nem sikerült még egyetlen ilyen összeolvadási folyamatot sem megfigyelnünk. Ezzel kapcsolatban fontos megemlíteni, hogy csillagászati megfigyelések alapján a neutroncsillag-kettősök összeolvadására vonatkozó várható eseményráta értéke nagyon alacsony, évente mintegy 0,01–0,1 esemény. Ezekből az kicsiny értékekből az is következik, hogy a biztos detektálás érdekében az eseményrátát körülbelül ezerszeresére kellene növelni, amihez legalább tízszer érzékenyebb detektorokra lenne szükség.

Ennek érdekében jelenleg a Virgo-antenna – a többi detektorral együtt – olyan technológiai fejlesztésen esik át, amitől érzékenysége a koráb-

binál tízszer jobb lesz, és ez a detektálás valószínűségét ezerszeresére növeli. Az így nyert, továbbfejlesztett detektorok részvételével 2015-től olyan felfedező mérésorozatot kezdődik, amelynek elsődleges célja a gravitációs hullámok közvetlen detektálása. A technikai követelmények olyan kiugróak, hogy önmagában semelyik intézmény nem képes a szükséges szakmai és technológiai tudásbázist biztosítani. Ezért alakult ki napjainkra az érdekelt intézményhálózatok szoros nemzetközi együttműködése, amely a világ több pontján felépített szuperérzékeny gravitációshullám-antenna összehangolt tevékenysége révén tesz kísérletet az első közvetlen detektálásra.

4. ábra. A lokális galaxishalmazunkat körülbelül 50 millió fényév sugarú gömbön belül galaxisok ezrei találhatók. Ezek hozzávetőleges eloszlását mutatja az (Richard Powell nyomán).



Így a detektorok továbbfejlesztése a neutroncsillagkettősök összeolvadására vonatkozó érzékenységi határ 20 Mpc-ről 200 Mpc-re történő növelését, illetve a forgás lassulásának több ismert pulzár esetében történő mérését teszi majd lehetővé. Az érzékenyebb detektorokkal évente néhány tucat, csillagászati jelentőséggel is bíró megfigyelés várható, ugyanakkor érdemes azt észben tartani, hogy a jel/zaj arány (az SNR) még viszonylag alacsony lesz ahhoz, hogy a források fizikai paraméterei teljes bizonyossággal meghatározhatók lehessenek.

Két további érdekesség a gravitációs hullámokkal kapcsolatban

A jelenleg alkalmazott csillagászati megfigyelési módszerek majdnem mindegyike az elektromágneses sugárzások észlelésén alapul. Ezeknek egy nagyon fontos közös jellemzője, hogy mindenkor csak a megfigyelt objektum felszínén kibocsátott, a forrás méreténél lényegesen kisebb hullámhosszú fotonok összességét figyelhetjük meg. Ezzel szemben a gravitációs hullámok a forrásukként szolgáló anyag összehangolt együttes mozgásáról hordoznak információt. Gondoljuk meg, hogy például egy olyan neutroncsillagokból álló kettős esetén, amely már éppen az összeolvadás fázisában van, a mozgás olyannyira relativisztikus, hogy a keltett gravitációs hullám frekvenciája akár 1000 Hz, ami még mindig sok nagyságrenddel kisebb a látható fény frekvenciájánál. Ekkor a keltett hullám hullámhossza 300 km, ami lényegesen nagyobb a forrás méreténél, hiszen a rendszer átmérője ennek körülbelül csak a tizede. A nagy hullámhossz magyarázza például azt, hogy a detektorokban több, egymásba skatulyázott Fabry–Pérot optikai rezonátor

kell alkalmazni, ami által lényeges effektív karhosszúság-növekedés érhető el. Lényegében ez teszi lehetővé az ilyen nagy hullámhosszú gravitációs hullámok detektálhatóságát.

Ennél talán fontosabb az, hogy csillagászati megfigyelésekben fellépő elektromágneses sugárzások tipikus hullámhossza sokkal kisebb, mint maga a megfigyelt csillagászati objektum mérete. Lényegében ez biztosítja, hogy az adott égitestekről optikai képet alkothassunk, és szokásos csillagászati eszközeinket az adott megfigyelési pontra irányíthassuk. Ezzel szemben, ahogy a fenti példa is mutatja, a gravitációs hullámok hullámhossza általában a forrás méreténél is jóval nagyobb és csak egyetlen hullámvonulat érkezik a forrásról. Ez kicsit ahhoz hasonlatos, mintha egyetlen és megismételhetetlen elektromágneses jelet kellene megtalálnunk a szokásos távcsöveinkkel. Így a gravitációs hullámok segítségével nem tudunk majd optikai értelemben vett képet előállítani a forrásokról, továbbá az egyes detektoroknak nem is lehet irányérzékenysége. Ezért a gravitációs hullám-források helyének meghatározásához mindig több detektor egyidejű érzékelésére lesz szükség.

Irodalom

1. <https://www.casina.virgo.infn.it>
2. https://pub3.ego-gw.it/itf/Members_DB/Private/Institut_List.php
3. I. Rácz: On the existence of Killing vector fields. *Class. Quant. Grav.* 16 (1999) 1695–1703.
4. I. Rácz, G. Z. Tóth: Numerical investigation of the late-time Kerr tails. *Class. Quant. Grav.* 28 (2011) 195003.
5. P. Csiszmadia, A. László, I. Rácz: On the use of multipole expansion in time evolution of nonlinear dynamical systems and some surprises related to superradiance. *Class. Quant. Grav.* 30 (2013) 015010.
6. <http://www.kfki.hu/~cspeter/gridripper/index.html>
7. P. Csiszmadia, I. Rácz: Gravitational collapse and topology change in spherically symmetric dynamical systems, *Class. Quant. Grav.* 27 (2010) 015001.

ERŐSEN DEFORMÁLT MAGÁLLAPOTOK ÉS FÜRTÖSÖDÉSÜK

Darai Judit – Debreceni Egyetem
Cseh József – MTA ATOMKI

Napjaink magfizikai kutatása az atommagok viselkedését főként egzotikus körülmények között tanulmányozza. Ezen kutatások egyik új és érdekes fejezete a nagyon megnyúlt magalakok vizsgálata. Szuperdeformálnak nevezzük a magot, ha egyik irányban kétszer olyan hosszú, mint a másik kettőben, hiperdeformálnak pedig, ha az egyik tengelye háromszor akkora, mint a másik kettő. A legtöbb atommagot sok nukleon építi fel, és az a körülmény, hogy éppen a 2:1:1 vagy a 3:1:1 tengelyarányú alak a stabil képződmény,

távolról sem magától értetődő. Ez az egymással kölcsönhatásban álló nukleonok kényes egyensúlyának következménye, amit az elméleti magszerkezeti megfontolások megjósoltak és kísérleti vizsgálatok sok esetben igazoltak.

Különösen érdekesek azok az atommagok, amelyekben a protonok (Z) és a neutronok (N) száma azonos és páros. Ezek kiváló mikrofizikai laboratóriumi olyan jelenségeknek, amelyek más magokban nem tanulmányozhatók. Tekintsük például a párképződést! Ezt a jelenséget a szilárdtestfizikából „importálta” a magfizika. Azonban a magokat kétféle fermion (proton és neutron) építi fel, ezért a magfizikában kétféle, úgynevezett izoskalár és izovektor párképző-

A 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás írott változata.

A munkát az OTKA (K106035) támogatta.

dés is létezik. Ezek versengése csak az $N = Z =$ páros magokban tanulmányozható igazán. Ezek a magok hasonlóképpen kitüntetett helyei a kvartettképződésnek (két proton és két neutron csoportosulásának), továbbá az ahhoz hasonló alfa-klaszterizációnak is. Ilyen magokban szuperdeformált állapotokat csak a kétezres években találtak, hiperdeformált állapotukra pedig a legutóbbi időkig csak elméleti előrejelzések léteztek.

Az extrém deformáció tanulmányozása a magelmélet különböző fejezeteinek metszéspontjában helyezkedik el. A magalak a kollektív modell fogalma, ezt a modellt a héjmodell kapcsolja a klasztermodellhez, a klaszterkonfiguráció pedig meghatározza, hogy milyen reakciókban állhat elő (vagy milyen csatornába bomolhat) az adott magállapot, ami már a reakcióelmélet területe.

Mi ezeket az állapotokat egy új, szimmetriákra alapozott módszerrel tanulmányoztuk, amit magunk fejlesztettünk ki [1–6]. A vizsgálat két lépésből áll. Mindkét lépésben szimmetriamegfontolásokat alkalmazunk. Egyrészt meghatározzuk az adott mag lehetséges stabil alakjait, vagyis az alakizomér állapotait. Másrészt megkeressük ezek lehetséges fűrtösődését, más szóval klaszterizációját (azaz milyen reakciókban állíthatók elő).

Számos magot vizsgáltunk szisztematikusan, alapállapotuktól az úgynevezett alfalánc állapotukig. Néhány esetben elméleti jóslatainkat a legújabb kísérleti eredmények máris alátámasztották.

Az atommagok $U(3)$ szimmetriája

Módszerünk bemutatásakor először a könnyű magok dinamikai (vagy más elnevezésben dinamikailag sérült) $U(3)$ szimmetriájáról szólnunk. Elliott az 50-es években megmutatta, hogy ezekben a magokban az $U(3)$ szimmetria közelítőleg érvényes. Legegyszerűbben mondván ez azt jelenti, hogy a magállapotoknak az $U(3)$ – vagy $SU(3)$ – kvantumszámok jó kvantumszámjai. Ezek a kvantumszámok a mag kvadrupólus deformációjával vannak egyértelmű kapcsolatban. A szimmetria (közelítő) érvényessége azzal függ össze, hogy könnyű magokban a harmonikus oszcillátor potenciálja a héjmodell-potenciál jó közelítése. A harmonikus oszcillátor Hamilton-operátora egzakt $U(3)$ szimmetriával rendelkezik. Fellépnek még nukleon-nukleon erők is, amelyek közül egyesek őrzik, mások sértik az $U(3)$ szimmetriát. Könnyű atommagokban a szimmetriaőrző kölcsönhatások súlya jelentős, de vannak szimmetriasértők is. Itt a szimmetriasértés speciális: habár a kölcsönhatás már nem rendelkezik többé $U(3)$ szimmetriával, de a hullámfüggvény még igen. Tehát az $U(3)$ kvantumszámok jó kvantumszámok maradnak. Ezt hívjuk dinamikai vagy dinamikailag sérült szimmetriának.¹

¹ Hasonlóan a hadronfizikai $\bar{u}u$ - $SU(3)$ sérüléséhez, amit Gell-Mann és munkatársai fedeztek fel a 60-as években.

További, erős szimmetriasértő kölcsönhatások fel léptekor (például nagy gerjesztések, vagy nehéz atommagok esetén) a valódi $U(3)$ szimmetria letörik. Ennek ellenére az $U(3)$ szimmetria egy általánosítása, az úgynevezett kvázidinamikai vagy effektív szimmetria jelen lehet ilyen esetekben is. A kvázidinamikai szimmetria a kvantummechanika legáltalánosabb szimmetriafogalma [7], egzakt matematikai megalapozása D. Rowe és munkatársai nevéhez fűződik [8].

Ily módon a magállapotok jellemezhetők effektív $U(3)$ kvantumszámokkal. A meghatározásukra szolgáló módszer héjmodellszámításon, jelesen Nilsson-számításon alapul. A Nilsson-modell olyan héjmodell, ami deformált potenciálban számol ki egyrészeske-pályákat. Könnyű atommagok azon állapotaira, ahol érvényes a valódi $U(3)$ szimmetria, az ilyen módon számolt effektív $U(3)$ kvantumszámok jól egyeznek a valódiakkal.

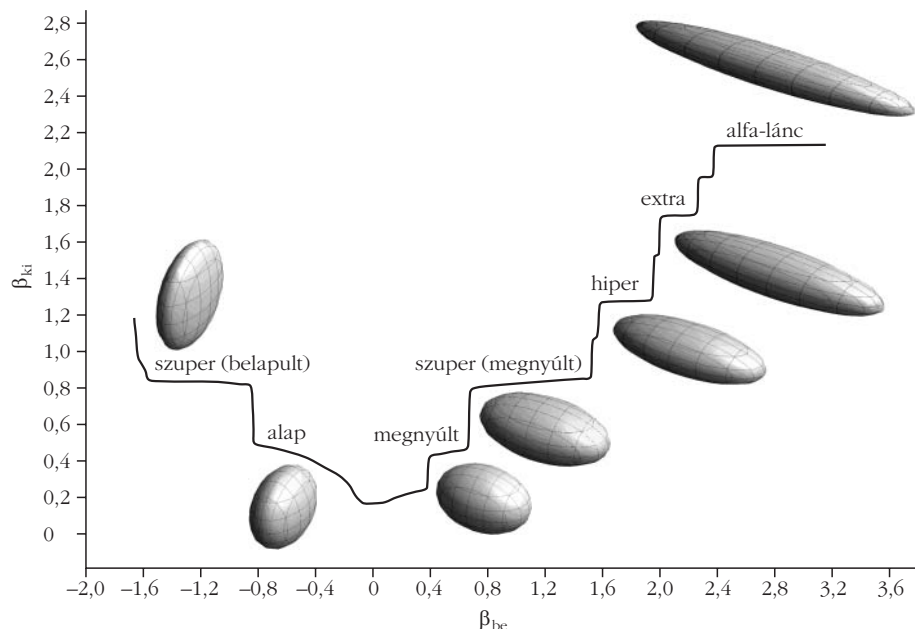
Stabil magalakok meghatározása

A magok lehetséges stabil alakjainak meghatározására önkonzisztencia-számításokat dolgoztunk ki [3–6]. Az önkonzisztencia a kvadrupólusalakra vonatkozik. A bemenő kvadrupólus-deformációt folytonosan változtatva a Nilsson-modell alapján effektív $U(3)$ kvantumszámokat számolunk, ezekből kimenő kvadrupólus-deformációt határozzuk meg (a köztük lévő egyértelmű kapcsolat alapján). Az eredmény a fizikai (mérhető) kvadrupólus-deformáció, mint a bemenő paraméter függvénye. Ez a függvény mutatja a stabil magalakokat. Jellegét tekintve lépcsős függvény, amelyben a platók felelnek meg a stabil alakizoméreknek. Ezek a helyeken a bemenő és kimenő kvadrupólus-deformációk közelítőleg egyeznek, és a kimenő kvadrupólus-deformáció stabil (a bemenő paraméter kis változtatásával szemben).

Példaként az 1. ábra a ^{28}Si esetét mutatja. A számítás a következő stabil alakokat adja: a belapult alapállapoton túl egy megnyúlt állapot, egy megnyúlt és egy belapult szuperdeformált állapot, egy hiperdeformált, egy extra deformált és az alfalánc-állapot.

A Nilsson-modellt mások is használják alakizomérek meghatározására, de a hagyományos módszerben az energiafelületet vizsgálják a deformáció függvényében, annak a minimumait keresik. Könnyű magokra a mi alak-önkonzisztencia számításaink eredményei jó egyezésben vannak az energiaminimumszámításokból nyert eredményekkel. Módszerünk tehát egy új, független utat jelent a stabil magalakok keresésére.

A lépcsős ábra olyan szempontból is érdekes, hogy az $U(3)$ szimmetria stabilitását az alapállapottól távol észlelhetjük rajta. Elliott az $U(3)$ szimmetriát az alapállapot környezetében találta érvényesnek. Csak a legutóbbi idők kutatásai mutattak rá, hogy speciális nagyobb deformációk esetén (ilyen a szuper- és hiperdeformált állapot) az $U(3)$ szimmetria újra felépülhet.



1. ábra. A ^{28}Si atommag stabil alakjai a kvadrupólus deformációra vonatkozó önkonzisztencia-számításokból. (β a kvadrupólus deformáció mértéke, a kollektív modell szokásos jelölésében.)

tumszámhármass szerepel, a jobb oldali direkt szorzat tényezői pedig a klasztereket jellemző $U(3)$ kvantumszámok és a relatív mozgásukat leíró $U(3)$. A jobb oldali szorzás eredménye $U(3)$ kvantumszámok direkt összege. Ha ennek tagjai között szerepel a szülőmagot jellemző $U(3)$, akkor az adott klaszterizáció az $U(3)$ kiválasztási szabály szerint megengedett. A héj- és klasztermodell állapotai közti ezen kapcsolat megalapozása *Wildermouth* és *Kanellopoulos* nevéhez fűződik.

Itt érthető meg, hogy számunkra miért fontos az alakizomereket alak-önkonzisztencia számításból meghatározni. Az $U(3)$ kiválasztási szabály alkalmazásához szükségünk van az $U(3)$ szimmetria kvantumszámaira. Az önkonzisztencia-számítás éppen a stabil effektív $U(3)$ kvantumszámokat adja meg.

Erre vonatkozóan a mi eredményeink pillanatnyilag talán a legáltalánosabbak, abban az értelemben, hogy a deformáció tág tartományára terjednek ki, és realizitikus kölcsönhatásokon alapulnak.

A kiválasztási szabály szemléletes jelentése, hogy megmutatja, mennyire hasonló egymáshoz az adott alakizomér esetében a héjmodell és a klaszterkonfiguráció kvadrupólus alakja. A kiválasztási szabály kvalitatív igen-nem választ ad arra a kérdésre, hogy szerkezetileg megengedett-e az adott klaszterizáció. Számos esetben ennél kvantitatívabb megállapítás tehető. Sok esetben az derül ki, hogy az adott $U(3)$ szimmetriájú héjmodell és klasztermodell hullámfüggvényének átfedése 100%.

Az alakizomérek fűrtösödése

Ha megtaláltuk az alakizomereket, a következő kérdés, hogy azok milyen klaszterizációkat engednek meg, azaz várhatóan milyen reakciókkal állíthatók elő. Amikor egy atommagot kisebb atommagokból akarunk felépíteni, két alapvető fizikai törvényt kell figyelembe vennünk: a Pauli-elvet és az energiaminimum elvét.

A Pauli-elvet az $U(3)$ kiválasztási szabállyal vesszük tekintetbe. Ez a szabály természetesen csak közelítően képes a Pauli-elv beépítésére, de ezt jól kontrollálható módon teszi. Ahol lehetőség van teljesen mikroszkopikus klaszterszámítások eredményeivel való összehasonlításra, ott ellenőrizhetjük, hogy szabályunk jól működik-e.²

A két kisebb magból felépülő, úgynevezett bináris klaszterkonfiguráció esetén az $U(3)$ kiválasztási szabály konkrét alakja a következő:

$$[n_1, n_2, n_3] = [n_1^{(1)}, n_2^{(1)}, n_3^{(1)}] \times [n_1^{(2)}, n_2^{(2)}, n_3^{(2)}] \times [n^{(R)}, 0, 0].$$

A szabály jelentése ahhoz hasonló, mint amit az impulzusmomentum-kiválasztási szabályból ismerünk. A bal oldalon a szülőmag-állapotot jellemző $U(3)$ kvan-

számhármass szerepel, a jobb oldali direkt szorzat tényezői pedig a klasztereket jellemző $U(3)$ kvantumszámok és a relatív mozgásukat leíró $U(3)$. A jobb oldali szorzás eredménye $U(3)$ kvantumszámok direkt összege. Ha ennek tagjai között szerepel a szülőmagot jellemző $U(3)$, akkor az adott klaszterizáció az $U(3)$ kiválasztási szabály szerint megengedett. A héj- és klasztermodell állapotai közti ezen kapcsolat megalapozása *Wildermouth* és *Kanellopoulos* nevéhez fűződik.

Itt érthető meg, hogy számunkra miért fontos az alakizomereket alak-önkonzisztencia számításból meghatározni. Az $U(3)$ kiválasztási szabály alkalmazásához szükségünk van az $U(3)$ szimmetria kvantumszámaira. Az önkonzisztencia-számítás éppen a stabil effektív $U(3)$ kvantumszámokat adja meg.

A kiválasztási szabály szemléletes jelentése, hogy megmutatja, mennyire hasonló egymáshoz az adott alakizomér esetében a héjmodell és a klaszterkonfiguráció kvadrupólus alakja. A kiválasztási szabály kvalitatív igen-nem választ ad arra a kérdésre, hogy szerkezetileg megengedett-e az adott klaszterizáció. Számos esetben ennél kvantitatívabb megállapítás tehető. Sok esetben az derül ki, hogy az adott $U(3)$ szimmetriájú héjmodell és klasztermodell hullámfüggvényének átfedése 100%.

Az ^{36}Ar hiperdeformált állapota

Az ^{36}Ar szuperdeformált állapotát kísérletileg 2000-ben azonosították. A kísérleti megfigyelés 2004-ben arra ösztönzött minket, hogy szisztematikusan vizsgáljuk ezen állapot lehetséges bináris klaszterizációit [1]. Hasonló szisztematikusan vizsgálatokat végeztünk az ^{36}Ar alapállapotára és – az akkor még csak megjósolt – hiperdeformált állapotára is. A jóslást alfaklasztermodellben tették. Azt kaptuk, hogy az ^{36}Ar hiperdeformált állapota a $^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ és a $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ reakciókban állhatna elő.

² Valójában egy másik szabályt, a Harvey-előírást is figyelembe vesszünk a lehetséges klaszterizációk kiválasztásánál, de erre most nem térünk ki részletesen.

2008-ban egy São Pauló-i kísérleti csoport (a magyar származású Szily Alinka³ professzor vezetésével) $^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ rugalmas szórás kísérletük igen gondos analizisét végezte el [9]. Arra a következtetésre jutottak, hogy a hatáskeresztmetszetek csak úgy értelmezhetők, ha a potenciálszórásra ráülő rezonanciákkal írják le az eredményeket. Öt ilyen kvázi-kötött állapotot találtak, amelyek $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ reakcióban korábban talált rezonanciákkal együtt egy rotációs sávot alkotnak. A tehetetlenségi nyomaték nagyon jól egyezik az alfaklasztermodellből jósolt hiperdeformált állapot tehetetlenségi nyomatékával.

A tehetetlenségi nyomatékok egyezése, valamint az a tény, hogy a rezonanciákat éppen abban a két reakcióban találták, amelyeket mi korábban jósoltunk, azt sugallja, hogy ezen rezonanciák sorozata igen jó jelölt az ^{36}Ar hiperdeformált állapotára.

Ezek után (ekkor történetileg utólag) izgalmas kérdésnek tűnt, hogy vajon a héjmodellszámításokban mutatkozik-e ez az alakizomér. Elvégeztük a Nilsson-moddellen és a kvázidinamikai U(3) szimmetrián alapuló alakizomér-számításokat [3]. Eredményül pontosan ugyanazt a hiperdeformált állapotot kaptuk, amit az alfaklasztermodell is jósolt. Ez azt jelenti, hogy nem csak az állapot tehetetlenségi nyomatéka egyezik meg az alfaklasztermodell előrejelzésével és a kísérletileg kapottal, hanem az állapotot jellemző U(3) kvantumszámok is azonosak az alfaklasztermodell jóslatával.

Mindezek alapján mondhatjuk, hogy az utóbbi évek kutatásai mind kísérleti, mind elméleti oldalról, főként pedig ezek összecsengése révén igen erősen valószínűsítik, hogy megvan az első olyan atommag, amelynek azonos a proton- és neutronszáma, valamint rendelkezik szuperdeformált és hiperdeformált állapottal is.

A ^{28}Si szuperdeformált állapota

Az utóbbi években jelentős elméleti erőfeszítések történtek a ^{28}Si atommag erősen deformált állapotainak leírására. Több modellben is előrejelzéseket tettek szuperdeformált állapotának tulajdonságaira. Kísérleti vizsgálatokban már korábban is megtalálni vélték a ^{28}Si szuperdeformált sávját, de a tények nem voltak egyértelműen meggyőzőek. Ráadásul újabb keletű számítások (az antiszimmetrizált molekuláris dinamika, AMD keretében) eltérő tehetetlenségi nyomatékokat adtak.

Ez az izgalmas helyzet sarkallt minket arra, hogy módszerünkkel a ^{28}Si erősen deformált állapotainak szisztematikus elméleti leírását adjuk [6]. Önkonzisztencia-számításainkból először meghatároztuk a ^{28}Si lehetséges stabil alakjait (1. ábra). Az általunk talált alakizomérek legtöbbje adódott a Nilsson-moddellel

végzett energiaminimum-számításokból is. Különösen figyelemre méltó, hogy az alfaklasztermodellben ugyanannyi alakizomért találtak, mint mi, és egy kivételével az állapotok pontosan megfelelnek egymásnak.

Az általunk kapott szuperdeformált állapot tehetetlenségi nyomatéka jól egyezik az AMD-számításokból jósolt, valamint a kísérletből [10] nyert értékkel. Szisztematikusán megvizsgáltuk az egyes alakizomérek lehetséges bináris klaszterizációit. A szuperdeformált állapot esetében azt kaptuk, hogy a $^4\text{He}+^{24}\text{Mg}$ és a $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ fűtődések a legvalószínűbbek. A kísérleti adatok éppen ezekből a reakciókból származnak. Nagyon figyelemre méltó a két különböző módszerrel nyert elméleti eredmény és a kísérleti adatok egyezése. Külön hangsúlyt érdemel, hogy az újabb mérések [10] a kiemelkedően megbízható, többszörös gamma-koincidencia-technika alkalmazásával történtek. Mindezen egyezések alapján úgy tűnik, hogy egy új, jól megalapozott jelöltünk van a ^{28}Si mag szuperdeformált állapotára.

Összefoglalás

Mondandónkkal azt próbáltuk szemléltetni, hogy a szimmetriamegfontolások nagyon hasznosak lehetnek a magszerkezet tanulmányozásában. Itt most arra mutattunk példát, hogyan kereshetők meg a stabil, többnyire nagyon egzotikus magalakok és azok lehetséges fűtődései (jelezvén a reakciócsatornákat, amelyekben az adott alakizomér előállítható).

Érdekességként megemlíjtük, hogy egy másik újkéltű módszer, a szimmetriamegfontolásokkal kombinált törzsnélküli (no-core) héjmodell az egyik legperspektivikusabb ab initio módszer az elméleti magfizikában. (Olykor ezt komputerizált csoportelméleti eljárásnak is nevezik.) Igen sokat ígérő elméletnek tűnik, hiszen reális kölcsönhatásokat alkalmaz, és minden nukleont tekintetbe vesz. A valódi nukleon-nukleon erőket vagy közvetlenül a kétnukleonrendszerre vonatkozó kísérletekből származtatják, vagy az erős kölcsönhatás alapvető elmélete, a QCD által inspirált (effektív) térelméletből. Ily módon a számítások eredményei a QCD következményeit képesek szembe-tesíteni a könnyű magok spektroszkópiájával.

Irodalom

1. Cseh J., Algora A., Darai J., Hess P. O., *Phys. Rev. C* 70 (2004) 034311.
2. Cseh J., Darai J. et al., *Phys. Lett. B* 639 (2006) 451; *EPJ Web of Conferences* 17 (2011) 16001.
3. Cseh J., Darai J. et al., *Phys. Rev. C* 80 (2009) 034320.
4. Darai J., Cseh J. et al., *Phys. Rev. C* 84 (2011) 024302; *EPJ Web of Conferences* 38 (2012) 16001.
5. Cseh J., Darai J., *Természet Világa* 2011. január, 14. o.
6. Darai J., Cseh J., Jenkins D., *Phys. Rev. C* 86 (2012) 064309.
7. Cseh J., *Fizikai Szemle* 54/5 (2004) 165.
8. Rowe D. et al., *J. Mat. Phys.* 29 (1988) 572; *Nucl. Phys. A* 528 (1991) 409; Hess P. O. et al., *Eur. Phys. J. A* 15 (2002) 449.
9. Sciani W. et al., *Phys. Rev. C* 80 (2009) 034319.
10. Jenkins D. G. et al., *Phys. Rev. C* 86 (2012) 064308.

³ Szily Alinka Szily Kálmán dédunokája, akiről folyóiratunk tavalyi 7–8. számában, a 242–243. oldalakon jelent meg A. Szála Erzsébet írása.

NANOSZERKEZET-VIZSGÁLAT KISSZÖGŰ NEUTRONSZÓRÁSSAL

Len Adél,¹ Füzi János,¹ Darnay Lívia,²
Harmat Péter,³ Koncz Kálmán,² Rosta László¹

¹MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

²Budapesti Corvinus Egyetem

³ANTE Innovatív Technológiák Kft.

Bár az 1930-as években már végeztek neutrodiffrakciós kísérleteket, a neutronszórás igazi fejlődését a '70-es évektől kezdődően, a nagyteljesítményű kutatóreaktorok, majd később a spallációs források építése hozta meg. A neutronszórás ma már mind az alap kutatás, mind a szerteágazó alkalmazott kutatási területek igen hatékony eszköze. Így az eredetileg csak a fizika eszközeként használt neutronszórás jelen van, mint anyagkutatói módszer a tudomány számos területén, a gyógyszer- és orvostudománytól kezdve az archeometrián át, az alap kutatásig.

A neutronszórás-terminológia általános jelentése olyan különféle területeket és módszereket is felölel, amelyekkel ma már külön laboratóriumok foglalkoznak. Ennek alapjait a neutron azon tulajdonságai képezik, amelyek az anyagon való áthatolást, szóródást vagy elnyelődést teszik lehetővé különböző körülmények között. A neutronszórás koherens vagy inkoherens, rugalmas vagy rugalmatlan volta, a neutron energiája és mágneses tulajdonságai csak néhány azon jellemzők közül, amelyek a különféle módszerek kialakulásához vezettek [1].

A neutron és anyag kölcsönhatásának legfőbb tulajdonságai a nagy áthatoló képesség és a roncsolásmentesség, amelyek miatt a neutronszórás előnyöket élvez más módszerekkel szemben. A hidrogén és deutérium magjának neutronnal szembeni egymástól nagyon különböző viselkedése pedig lehetőséget ad az úgynevezett kontrasztvariációra, amely a vizes közegben létező anyagok széles skálájának vizsgálatát teszi lehetővé. A kis szögben szóródott neutronok a minta szerkezetét nem egy kiválasztott és megfelelően előkészített felületen „látják”, ahogy például a különböző elektron-mikroszkópiás módszerek, hanem a minta egész térfogatából jövő, átlagolt információt közvetítenek. Ezért fontos kiegészítője a mikroszkópiás szerkezetvizsgáló módszereknek. A neutronszerkezetvizsgáló kísérleti vizsgálatok során a neutronok részecske- és hullámtermészetét egyaránt alkalmazzuk. A neutronokat először részecskeként írjuk le, amikor a haladásukról, irányukról vagy sebességükről beszélünk, gyakran éppen a sebességük szerint válogatjuk őket. Majd a neutron és a vizsgálandó anyag kölcsönhatását már hullámtulajdonságokkal jellemezzük, neutron-hullámhosszról beszélünk, valamint diffrakciós egyenleteket írunk fel. A szórás vizsgálatokban a neutronok repülési sebessége a gyorsítóban szoká-

sos részecskesebbségeknél sok nagyságrenddel kisebb, jellemzően a levegőben szokásos hangsebesség körüli. Az eV-nál kisebb energiataromány miatt nincs szükség relativisztikus közelítésre, a neutronok optikai hullámhossza a neutronok sebességének reciprokéval arányos.

A neutronszerkezetvizsgáló berendezések egyik leggyakrabban alkalmazott módszere az anyagvizsgáló területeken az úgynevezett kisszögű neutronszerkezetvizsgáló berendezés. Jelen írásban a Budapesti Neutron Központban létesített kisszögű szórásvizsgáló berendezés bemutatása révén néhány példával demonstráljuk a fenti állítást. Tesszük ezt elsősorban azért, hogy hozzájáruljunk e módszer itthoni szélesebb körű megismertetéséhez, a kutatóreaktorok ezen felhasználási területének bemutatásához és ahhoz, hogy e módszer belföldi felhasználók általi kihasználása elérhesse a határainkon túli felhasználók eredményességét.

Kisszögű neutronszerkezetvizsgáló berendezések

A Budapesti Kutatóreaktornál 2000 óta működő hidegneutron-forrás egyik berendezése a *Yellow Submarine* (Sárga Tengeralattjáró) nevű kisszögű neutronszerkezetvizsgáló berendezés (angol rövidítésből: SANS – *Small Angle Neutron Scattering*) (1. ábra).

A hidegneutron-forráson áthaladva a hidrogénmaggal való ütközés következtében a neutronok lelassulnak, így a megfelelő berendezésekhez eljutva az atomnál nagyobb, vagyis nanoszerkezetek vizsgálatá-

1. ábra. Yellow Submarine kisszögű szórásvizsgáló berendezés fényképe.



Az írás a 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás alapján készült.

ra lesznek alkalmasak. A kisszögű neutronszórással vizsgált 5–500 nm tartomány nagy hullámhosszú, kis energiájú neutronokat igényel, amelyek roncsolásmentesen haladnak át az anyagon; anyagminőségtől függően kis mértékben elnyelődnek és szóródnak, ami szintén nem befolyásolja a mintát, így olyan esetekben is alkalmazható, amikor kiemelten fontos a minta roncsolásmentes vizsgálata.

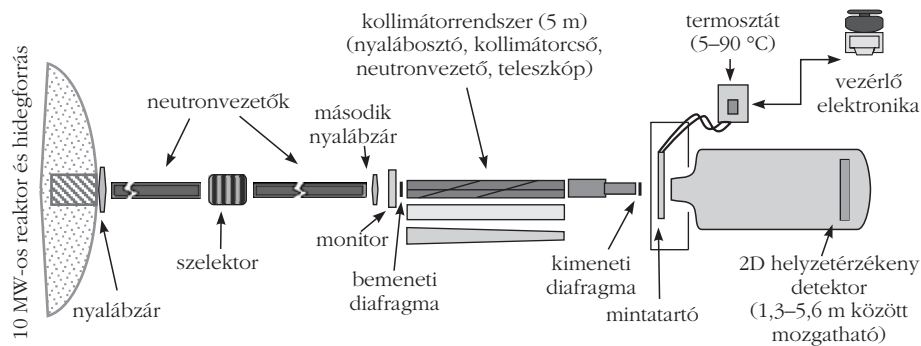
A kisszögű szórás módszere az 5 foknál kisebb szögekben szórt neutronokat használja fel, a minta szerkezetétől függő szórás matematikai kiértékelése segítségével.

A berendezés tehát neutronforrást, atomreaktor vagy spallációs forrást igényel; a budapesti berendezés esetében ez egy 10 MW teljesítménnyel működő kutatóreaktor. Szükség van egy úgynevezett sebességszelektorra, amely meghatározza a mintára eső neutronnyaláb hullámhosszát, neutronvezető rendszerre, kollimációs rendszerre, mintatartóra és végül egy neutrontektorra (2. ábra).

A szóródott neutronokat egy kétdimenziós helyzetérzékelő, általában héliumizotóp gázzal vagy bórfuroriddal töltött detektor számlálja.

A berendezés nagyon fontos része az úgynevezett mintakörnyezet. Ez ad lehetőséget arra, hogy figyelemmel kövessünk olyan szerkezetváltozásokat, amelyek időben játszódnak le különböző külső vagy belső hatások következményeként. Ilyenek például a hőmérséklet, mágneses tér, fény, mikrohullám, ultrahang, a minta húzása, összenyomása, vagy éppen különböző reagensek adagolása. Ehhez esetenként olyan finoman hangolható és precíz műszerekre van szükség, amelyek egyedi tervezést és kivitelezést igényelnek.

A detektálható szórás szögek nagyságát a detektor mintától való távolsága határozza meg: minél távolabb helyezkedik el a detektor a mintától, annál kisebb szögben szóródott neutronok érik el a detektorfelületet. Minél kisebb szögekben szóródott neutronokat tudunk detektálni, annál nagyobb mérettartományok vizsgálatára nyílik lehetőség. A maximális mintadetektor távolság (Yellow Submarine: 5,5 m) a neutronnyaláb intenzitásához, vagyis a neutronforrásként szolgáló kutatóreaktor teljesítményéhez igazodik. Így tehát lesz egy olyan minimálisan detektálható szórás szög, amely meghatározza a vizsgálható maximális méreteket. A szögtartomány kisebb szögek, vagyis kisebb szórásvektor irányába való kiterjesztését szolgálják a fókuszáló kisszögű berendezések.



2. ábra. Yellow Submarine kisszögű szórásvizsgáló berendezés elvi vázlata.

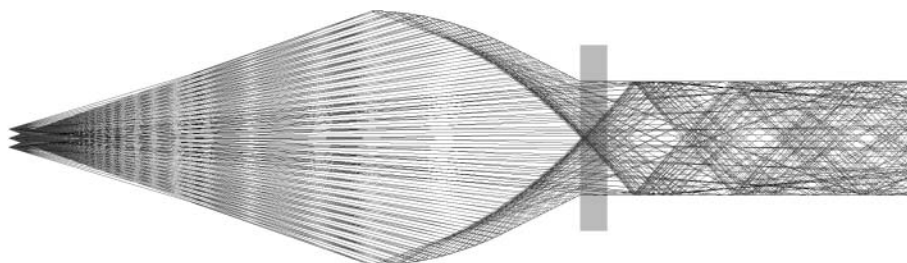
A Budapesti Neutron Központban épülő fókuszáló kisszögű berendezés egy nagyságrenddel fogja csökkenteni a szórásvektor mostani legkisebb határát, de más speciális igényeket is kielégít majd. Ilyen például a repülési idő módban való mérés, amely helyettesíti egy adott hullámhosszú neutron sebességszelektorral való kiválasztását, egyszerre hasznosítja az összes bejövő neutron hullámhosszától függetlenül, mérve a repülési idejüket a bejövő rés és a detektor között. Így lehetővé válik egy széles szórásvektor-tartomány egyidejű vizsgálata.

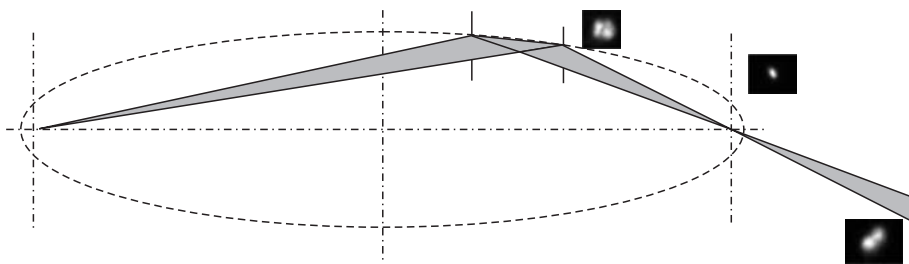
Az új berendezés a fókuszálásnak két különböző módját teszi lehetővé. Az egyik az úgynevezett sokcsatornás fókuszáló (3. ábra), amely kétirányú Soller-kollimátorként működik; neutronelnyelő anyaggal bevont csatornafalak akadályozzák meg az egyes nyalábok összekeveredését. A fókuszpont a detektorra esik, ezért a direkt nyalábot takaró neutronelnyelő anyagból készült, a detektor védelmét szolgáló lemez mérete jelentősen csökkenthető. Előnye, hogy kisebb szögek detektálását teszi lehetővé azonos neutronfluxus mellett, megnövelt szórásvektor-felbontással. A fókuszálás másik eszköze az úgynevezett Kirkpatrick-Baez elrendezésű elliptikus tükör (4. ábra), amely két flexibilis, görbített üvegre párologtatott Ni-Ti multiréteg segítségével szintén a detektorra fókuszálja a neutronokat. A görbület változtatásával változtatható a fókusz távolság.

Mi vizsgálható kisszögű neutronszórással?

Kisszögű neutronszórás ott következik be, ahol a mintában a neutron szempontjából különböző fázisok vannak jelen. Itt a „fázison” egy adott térrészre koncentrált azonos neutronszórás hossz-sűrűséget értünk.

3. ábra. Soknyalábos fókuszáló.





4. ábra. Fókuszálás elliptikus tükörrel.

az az adalékanyag, amely így a volfrámhuzal magas hőmérsékleti tulajdonságaiért, illetve élettartamáért is felelős. A kisszögű neutronszórásos mérések segítségével sikerült a káliumbuborékok volfrámban való viselkedését leírni a gyártás különböző fázisaiban, valamint a káliumbuborékon

A szórás hossz nem egyenletesen növekszik az atommag méretével, mint például az elektronokkal kölcsönható röntgenszórás esetében, hanem szélsőségesen atommagfüggő, hiszen a neutron jellemzően az atom magjával hat kölcsön. Ennek megfelelően egyazon elem izotópjai – tehát méretben szomszédos atommagok is – egymástól nagyon különböző szórás-hosszakkal rendelkezhetnek. Ez ad lehetőséget az úgynevezett kontrasztvariációra, amely a hidrogén és deutérium szórás hosszának jelentős különbségén alapul. Hidrogéntartalmú (illetve vizes közegű) minták esetén ez nagy hatékonysággal alkalmazható a neutronszórással való szerkezetkutatásban.

A mintánk tehát a neutron szempontjából nem lehet homogén; legalább két fázist, az úgynevezett mátrixot és a szóró objektumot kell tartalmaznia. Ekkor a szóró objektum alakjáról, méretéről, orientációjáról, mágneses tulajdonságairól, méreteloszlásáról, az esetleges másodlagos elrendeződéseiről stb. kaphatunk információt [2].

Volfrám

A hagyományosan kálium-alumínium-szilícium adalékolt volfrám tipikus kisszögű neutronszórással vizsgálható kétfázisú rendszer. Bár a volfrámhuzal izzólámpák technológiai kérdései ma már háttérbe szorultak, ez a fém kiváló, tiszta modellanyagként tekinthető nagy mennyiségű, kis méretű buborékkal – tehát lágy második fázissal – keményített, magas hőmérsékleten megnövelt szilárdságú anyagok viselkedésének tanulmányozásához. Az új és szélesebb körű információ reményében kezdődött meg a volfrámhuzal kisszögű neutronszórással való tanulmányozása. A tanulmány mind anyagtudományi, mind metodikai eredményeket szolgáltatott [3].

Az adalékokból a kálium az, amelyik a gyártás során, az úgynevezett szinterelést követően kis méretű buborékok formájában benne marad a volfrámban. Ez

5. ábra. A volfrámba ágyazott káliumbuborék belsejének vázlata.



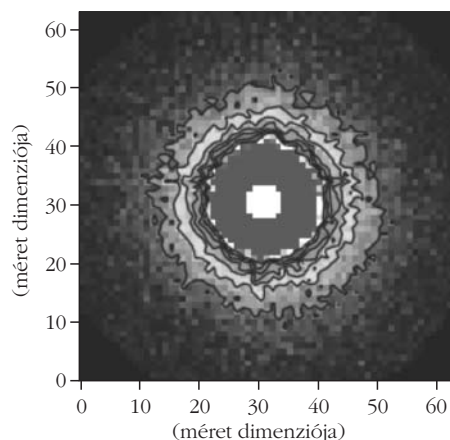
belüli viselkedését vizsgálni magas, a volfrámhuzal használati hőmérsékletéhez közeli hőmérsékleten. A volfrám izzószálgyártás utolsó fázisa váltakozó szállhúzási és hőkezelési lépésekből áll. Az itt bemutatott minták ezen gyártási fázis különböző lépéseiből valók.

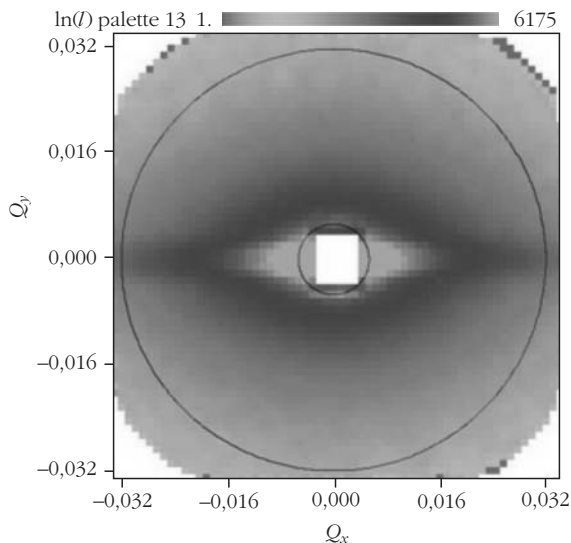
Neutronszórás a volfrámmátrixban levő káliumbuborékoktól (5. ábra) származik, amelyek mérete a kisszögű szórással vizsgálható mérettartományba esik.

Szórási vizsgálatot végeztünk a káliumtartalmú buborékok belső struktúrájának feltárására is. A vizsgálatnak három szakaszát különböztetjük meg. Az első szakaszban a magas hőmérsékleten (2000 °C fölött) előhőkezelt gömb alakú káliumbuborékokat vizsgáltuk. Kisszögű neutronszórással sikerült meghatározni a kálium falvastagságát a hőkezelési folyamat egyes lépéseiben (6. ábra). A szilárd káliumhéj vastagságát 300 °C és 900 °C hőmérsékletek közt vizsgáltuk 2200 °C és 2400 °C hőmérsékleteken előhőkezelt mintákon. Ez a nyálabbba helyezett magas hőmérsékletű kályha segítségével történő hőmérséklet-emelést és in-situ kisszögű neutronszórás-mérést jelentett.

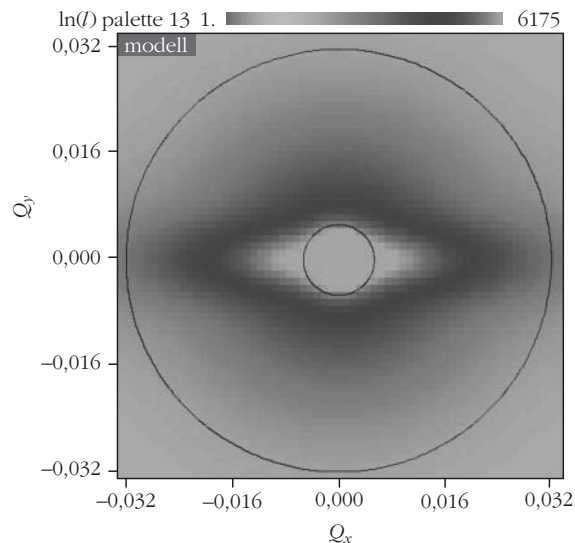
Kihasnálva a volfrám – szilárd kálium és a szilárd kálium – gáz kálium kontrasztjai közti különbséget, lehetségessé vált nemcsak a szilárd káliumhéj vastagságának meghatározása, hanem a szórási felületek jellemzése is. Így meg tudtuk állapítani, a káliumbuborékok összfelületének változását a húzás és hőkezelés folyamatában. A húzás során a buborékok elnyúlnak, az elnyúlás mértéke arányos a húzás mértékével; egyre kevesebb gömbfelület és egyre több ellipszoidfelület jelenik meg az anizotrop kisszögű szórásban, amely érzékeny a buborékok orientációjára. A hőkezelés hatása az elnyúlt buborékokra abban nyilvánul

6. ábra. A 2D detektorral mért intenzitástérkép.





7. ábra. 1200 °C-on, in-situ hőkezelt minta 2D szórási képe.



8. ábra. 1200 °C-on, in-situ hőkezelt minta 2D illesztett modellje.

meg, hogy a hőmérséklet emelésével csökken az elnyúlt felületek mennyisége, a gömb alakú felületeké pedig növekszik. Meglepő eredmény, hogy a 2000 °C fölötti hőmérsékleten, az irodalomban található elméleti számításokkal ellentétben, még mindig jelentős mennyiségű elnyúlt buborék van jelen (a szórás 40%-ban elnyúlt felületektől származik).

A buborékok elnyúltságának, valamint a buborékok méretének meghatározására egy olyan mérést végeztünk, amely lehetővé tette a hőkezeléssel egyidejű kisszögű neutronszerés detektálását is. Ezen mérések a Franciaországi Grenoble-ban található kisszögű neutronszerés-vizsgáló berendezésen történtek. Kétdimenziós adatkiértékelési módszerrel sikerült olyan modellt illeszteni a mérési adatsorozatra, amely kellőképpen leírja a hőkezelés folyamatát, így bizonyítást nyert a feltételezés, hogy a hosszú, elnyúlt buborékok hőkezelés hatására felszakadoznak, majd a rövidebb buborékok gömbösödnek. 1200 °C-on már megjelennek a gömb alakú buborékok, de a mintában még mindig vannak 7-es elnyúltsági aránnyal rendelkező káliumbuborékok is. A 7. és 8. ábrák a mért és illesztett kétdimenziós térképeket mutatják be.

A 9. ábra a buborékok elnyúltságának változását mutatja a hőkezelés hőmérsékletének függvényében.

Mikrobiális transzsglutamináz kazein micellákra való hatásának vizsgálata

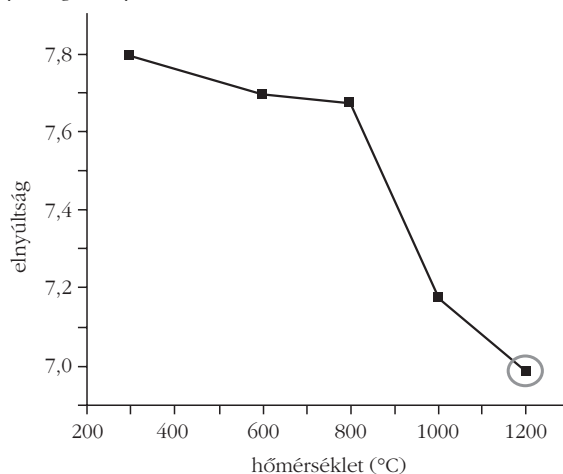
A mikrobiális transzsglutamináz enzimet (E.C. 2.3.2.13 – fehérje-glutamin γ -glutamiltransferáz röviden: mTG) az élelmiszeripar azon területein használhatják állománymódosítóként, ahol a mátrixban valamilyen fehérje található, ilyenek például a tejtermékek vagy a húsipari termékek. Az enzim működése során a fehérjékben lévő glutamin és lizin aminosavak között hoz létre keresztköteket és így ϵ -(γ -gluamil)lizin kötésű polimerizált fehérjemolekulák keletkeznek. Ennek következtében a kialakuló fehérjeháló vissza tudja

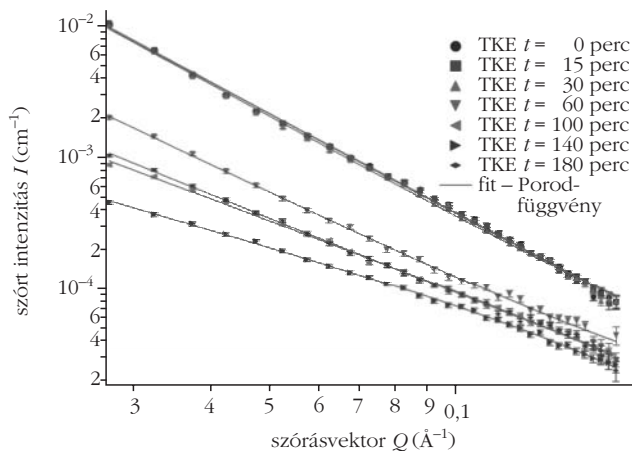
tartani a vizet, savófehérjéket, valamint a zsírcseppecskéket. A mikrobiális transzsglutamináz enzim egyik legjobb szubsztrátja a tejfehérjék 80%-át alkotó kazeinfehérje. Az enzim hatására a kazeinmicellák aggregálódnak és olyan komplex kazeinmátrix jön létre, amely joghurtok esetén nagyobb gélzilárdságot és kevesebb savóeresztést eredményez, a sajtgyártásban pedig a savófehérjék beépítésével növeli a kihozatalt és növeli a sajt tápértékét.

A kazeinmicella szerkezetére nincs elfogadott modell, szinte évenként jelennek meg újabb javaslatok. Kutatásaink célja a fermentáció kazeinmicellára gyakorolt változásának nyomon követése volt az enzim hozzáadásával és anélkül. Ehhez a kisszögű neutronszerés vizsgálat egyedülálló lehetőséget adott.

A minták előkészítésénél felhasználtuk a már ismertetett kontrasztvariációs módszert, az oldatokat nehézvízben készítettük el. Sovány tejporból indulunk ki, majd hozzáadtuk a fagyasztva szárított joghurtkultúrát és a transzsglutamináz enzimet. A méréseket a budapesti Yellow Submarine berendezésen végeztük, 43 °C hőmérsékleten, amely optimális hő-

9. ábra. Az in-situ hőkezelés folyamatának követése során kapott elnyúltsági arányok.

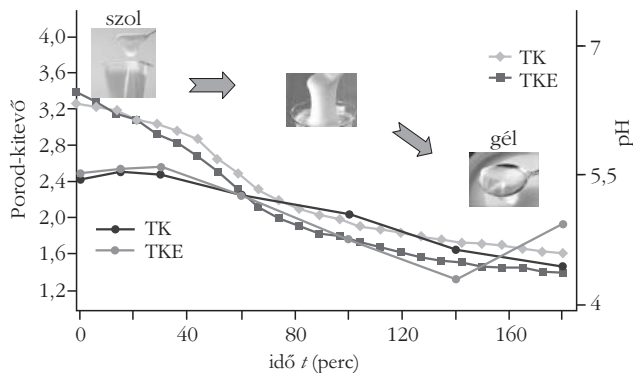




10. ábra. A joghurt erjedésének folyamatából vett, enzimkezelt minták kisszögű szórásgörbéi. A folyamatos vonal az illesztett modellgörbét (Porod-függvény) jelenti.

mérséklet a használt joghurtkultúrákhoz. Az enzimkezelt minták esetében a megfelelő mérési pontok előtt 70 °C-on inaktiváltuk az enzimet, így végig tudtuk követni a mikrobiális transzglutamináz enzim hatását a tejsavas erjesztésre adott időpillanatokban, egészen a folyamat végéig.

A 10. ábrán láthatók az erjedés folyamatából vett, enzimkezelt minták szórásgörbéi. A függőleges tengely a szórt intenzitást (cm^{-1} -ben kifejezett makroszkopikus differenciális hatáskeresztmetszet), a vízszintes tengely a szórásvektort adja meg. A görbék illesztéséből megkaptuk az úgynevezett Porod-kitevőt, amely az enzim hatására történő szerkezetváltozást jellemzi. A kisebb kitevő kompaktabb szerkezetet jellemzője. A 11. ábrán látható, hogy az enzimkezelt minta esetében a térhálós szerkezet hamarabb kialakul, mint a kontrollminta esetében, bár a pH mérések alapján a joghurtok hasonló ütemben savanyodtak. A joghurt alvadási folyamata során fellépő térszerkezeti változások neutronszintű megértése úttörő



11. ábra. A transzglutamináz enzim hatása a joghurt erjedési folyamatára. Körökkel a Porod-kitevő, négyzetekkel a pH értékeink változása látható.

eredményt jelenthet az élelmiszertudomány területén és egyúttal választ kaphatunk arra is, miként módosítja a kialakuló gélszerkezetet az mTG enzim a folyamat során.

Következtetések

A kisszögű neutronszórás a nanoszerkezet-kutatás egyik hatékony és fontos módszere, más – azonos vagy hasonló mérettartományokat vizsgáló – módszerekkel együtt lehetőséget nyújt olyan problémák megoldására, amelyek mind tudományos, mind pedig gyakorlati – ipari, mezőgazdasági, orvosi, biztonságtechnikai stb. – szempontból fontos elemei a kutatásnak.

Irodalom

1. Rosta L.: Neutronkutatások Magyarországon. *Nukleon* 5 (2012) 124; <http://mnt.kfki.hu/Nukleon/index.php?action=abstract&cikk=215>
2. Cser L.: Kondenzált közegek vizsgálata neutronszórással, Typotex Kiadó, Budapest, 2010.
3. Len A.: Volfrám huzalok vizsgálata kisszögű neutronszórással. PhD értekezés, 2009, http://teo.elte.hu/minosites/ertekezes2009/len_a.pdf

A SIÓFOKI MÓLÓ NAPÓRÁJA

Molnár János
mérnök, Siófok

A történelem során mindig alapigény volt, hogy a láthatóan ismétlődő természeti jelenségeket (a Nap járását, a Hold és a csillagok változásait, a Nílus áradásait stb.) lehessen valamiféle óra- és naptárkészítés formájában csapdába fogni, azaz megismerni, rendszerbe foglalni. Ma már tudjuk, hogy a könnyen észlelhető csillagászati jelenségek ismétlődési idejei nem teszik lehetővé a viszonylag rövid távú (napi) és hosszabb távú (havi, évi) igények szerinti egyszerű rendszerbe foglalásukat, mert a számításba jövő mozgások (Nap, Hold, bolygók) periódusidejei nem összemérhetők, hányadosaik nem egészek. A hétköznapi életben is tapasztalható, hogy a nappalok hossza változik hely-

től, évszaktól függően; a szökőnapok rendszere 4 – 100 – 400 éves közelítő ciklusokat tartalmaz; a heteken belüli napnevek és hónapokon belüli napszámok csak 28 évente ismétlődnek. A Hold és a Nap együttes változásai legalább 19 éves, vagy inkább ennek többszöröse szerinti ismétlődésűek. Van tehát mit megfigyelni, megismerni Földünk mindennapi mozgáslátványából.

Az évszázadok folyamán az időmérés pontossága iránti igény egyre növekedett. A bibliai előidőkben jószerével elegendő volt a reggel – délelőtt – délben – stb. részletezésű időmeghatározás. Később már a mindenkorai nappal hosszának 12-ed részeként értel-

mezett órák szerint tartották számon az egyes eseményeket. Nyilván azért, mert nem volt igény a nagyobb pontosságra. Az ókori, csillagászatilag jól megalapozottan tervezett napórák már percnyi pontossággal mutatták a napi időt – akárcsak mai társaik. Ezért is adtak a 16–17. században a még sokkal pontatlanabb, kezdetleges gépórákhoz napórát: legyen mivel pontosítani. 1904-ben a pontossági „világcsúcsot” a napi 0,008 másodperces „járás” (hibakorlát) jelentette.

A Nap többé-kevésbé egyenletesnek tekinthető kelet–nyugat irányú látszólagos mozgása alapján, egy célszerűen megválasztott tárgy árnyékának hossza, illetve iránya számszerűsíthetően mutatja az idő napi múlását. A Föld tengelyforgásából adódik, hogy a Nap látszólagos mozgási síkjában egy óra alatt $360^\circ/24 \text{ óra} = 15$ szögfokkal mozdul el. E mozgást számszerűsíteni képes szerkezet az idő mérésére, azaz óraként is alkalmazható „egyszerű” elrendezés a napóra.

A napórákat árnyékvetőjük, illetve a számlapjuk elhelyezkedése szerint csoportosíthatjuk. A legegyszerűbb „szerkezetű” napóra egy földbe szúrt, függőleges bot (a gnomon), amelynek árnyékát a vízszintes talajon lehet nyomon követni. Amilyen egyszerű ez a felépítés, olyan nehézkes a mérésre alkalmas számlap megszerkesztése. Bonyolultabb elrendezésűek azok a napórák, amelyek rúd alakú árnyékvetője a Föld forgástengelyével párhuzamos és a számlap a vízszinteshez viszonyítva valamilyen ferde, vagy függőleges síkban van. Ezekben az esetekben a napórák osztásközei nem egyenletesek, a skála osztásvonalait számításokkal lehet meghatározni.

A vízszintes óra előnye, hogy a besugárzási viszonyoktól függően akár napkeltétől napnyugtáig is „működhet” egész évben. A függőleges óra „működési” ideje legjobb esetben naponta csak 12 óra lehet és ez is változik az évszakok függvényében. A hátrányt ellensúlyozhatja, hogy egész évben, éjjel-nappal nagyon látványos lehet. És napjainkban ez a napóra legfontosabb tulajdonsága: szép, érdekes díszítményeivel, ábráival, bonyolultnak tűnő skálavonalalaival nemcsak ápolja a hagyományokat és erősíti a kapcsolatot az ember és a természet között, hanem mutatós ékítményként is szolgálhat.

latot az ember és a természet között, hanem mutatós ékítményként is szolgálhat.

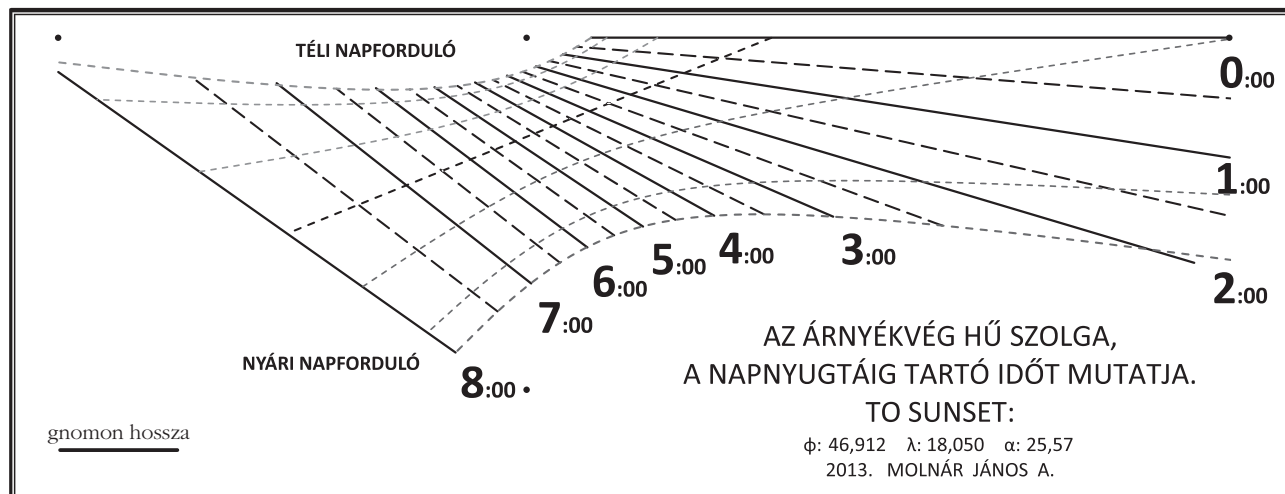
A fali dísznapórák felülete akár 10–40 négyzetméteres is lehet. Ezeknél gyakran megszakítottak az órákat jelölő vonalak: felső végük a téli alacsony napálláshoz, alsó végük a nyári magashoz illeszkedő hosszúságú és nem futnak bele a mutató dőféspontjába.

A napórák működésével, skálaszerkesztéseivel az elmúlt évszázadokban igen sokan, igen alaposan foglalkoztak, a vonatkozó régi irodalmi források sora szinte végtelen. A korabeli ismeretek és lehetőségek miatt ezek az ismertetőik gyakorlatilag a körzővel-vonalzóval végzendő geometriai szerkesztések leírását tartalmazzák. Elvben ezek a szerkesztések jól, a gyakorlatban különféle rajztechnikai, kényelmi okok miatt csak nehézkesen használhatók.

A Nap járásáról és ennek kapcsán az árnyék vándorlásáról, az idő méréséről, az órák számlálásának módjáról, kialakulásának történetéről könyvtárnyi kötetet írtak. Régen készített napórákon többfajta időszámítás szerinti skálákkal találkozhatunk. Ezért a Nap járása kapcsán foglalkozni kell a kelés-nyugvás idejével és helyével, mert ezek nemcsak a napóra működési idejét határozzák meg, hanem az óraszámolás jellege ezekhez is köthető.

Az ősi *babiloni* időszámítási-óramérési módszer a nappali, illetve éjszakai félnapokat hosszuktól függetlenül 12-12 egyenlő részre osztotta, eszerint számlálta. A későbbi héber, majd az *italiainak* nevezett időmérési módszer már 24, egyenlő tartamú órára osztotta a természetes napot úgy, hogy hivatkozási kezdőpontjuk a napnyugta volt. Ezért az éjszakát a nap első részének tekintették, és így a Nap nyugtával van a napnak is vége. Egy-egy órányi idő hossza megegyezik a mai 60 percnyi időtartammal. Hagyományosan úgy nevezték meg az időt, hogy a lenyugvás előtti első óra, a lenyugvás előtti második óra, a lenyugvás előtti harmadik stb., azaz a mai szokás szellemében visszafelé számozták az óravonalakat. Ennek ugyanis közvetlen, jól értelmezhető tartalma volt és van ma is az időpont megadásán túl. Az így számolt idő megadja, hogy még hány órán át

1. ábra. A siófoki mólóra készített napóra méretarányos rajza, rajta jelölve a gnomon hossza.





2. ábra. A napóra felszerelése.

lehet látni, mennyi ideig lesz még világos, hiszen e rendszer kialakításakor a mécses és a fáklya luxuscikk volt, amely nemcsak drága, de rossz szagú is. Ez az időszámítási mód a közlekedési repülés területén manapság is előfordul. Ugyanis a komolyabb navigációs berendezések nélküli kis repülőgépek csak nappal, azaz a napnyugta előtt repülhetnek. Ezek számára adhat közvetlen adatot a még hátralévő repülési-hajózási időtartamról az ilyen fajta időszámítás.

Az effajta óraszámolásnak van még egy jelentős előnye: mivel a Nap mindig a helyi délben delel és a megfelelő helyi időben kel és nyugszik, az ezekhez az időpontokhoz való igazodás esetén sem a zónaidő, sem az időegyenlet szerinti javításokra nincs szükség.

A napóra árnyékvonalainak szerkesztéséhez azt a módszert alkalmazzuk, hogy a kiválasztott függőleges falsíkra állított G hosszúságú, merőleges árnyékvető pálcica, a gnomon csúcspontjához tartozó árnyékpont x, y koordinátáit számítjuk. A koordináta-rendszer síkja a fal síkja, kezdőpontja a gnomon talppontja, az x tengely a fal vízszintes egyenese és kelet felé pozitív, y a helyi délkör síkjában lévő függőleges és fölfelé pozitív. Ekkor

$$x = G \cdot \sin(A - \alpha),$$

$$y = -\frac{G \cdot \operatorname{tg}(m)}{\cos(A - \alpha)},$$

ahol $A(\tau, \phi, \delta)$ a Nap irányszöge a helyi délvonaltól mérve, $m(\tau, \phi, \delta)$ a Nap szögmagassága a vízszintes látóhatártól mérve, $P(\tau, \phi, \delta)$ egy segédváltozó, α a délnyugati irányba néző fal síkjának elfordulási szöge a K–Ny-i irányhoz képest, τ a Nap-járás időszöge, ϕ a hely földrajzi szélesség, δ a Nap deklinációja, továbbá

$$\operatorname{tg} A = \frac{\sin \tau}{P},$$

$$\sin m = \sin \delta \cdot \sin \phi + \cos \delta \cdot \cos \phi \cdot \cos \tau,$$

$$P = \sin \phi \cdot \left(\cos \tau - \frac{\operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \phi} \right),$$

ha $P < 0$, $A = A + 180^\circ$.

A Nap helyzetét és így a napi kelési-nyugvási idejét befolyásolja a Föld-tengely ferdesége. A sarkkörökön belül időszakosan nem kel fel, illetve nem nyugszik le a Nap, azaz ott nem működik „rendesen” egy napóra. Ezért e számításoknál a földrajzi szélességre vonatkozó korlát: $|\phi| < 90^\circ - \delta_{\max} = 66,56^\circ$. E szélességek alatt napkeltétől napnyugtáig kap megvilágítást a szabadon álló árnyékvető. Am a függőleges falra helyezett gnomon megvilágítását nemcsak a Nap, hanem a fal tájolása is befolyásolja, emiatt a fali napórák napi működési ideje rövidebb a vízszintes skálájú változatokénál. A fali napóra egyébként csak akkor működik, ha $|A - \alpha| < 90^\circ$.

Ha a napnyugtától visszafelé akarjuk számolni az egyenlő hosszúságú órákat, akkor a $t = 0, 1, 2, 3, \dots$ óráknak megfelelő skálavonalakhoz a számításba veendő τ időszögeket a τ_{ny} napnyugvási időszögből kiindulva a

$$\cos(-\tau_{ny}) = -C_2 = -\operatorname{tg} \phi \cdot \operatorname{tg} \delta,$$

$$\tau = \tau_{ny} - t \cdot 15^\circ$$

képletekkel kell meghatározni. Ha valódi babilóniai-italiai skálázást akarunk csinálni, akkor a mindenkori napkeltétől a napnyugtáig tartó időszakot (a nappali világosság idejét) kell 12, változó hosszúságú órára osztani. Így a 15 fokos ($= 360^\circ/24$) óraszöveget tartalmazó képlet helyett a

$$\tau = \tau_{ny} \cdot \left(1 - \frac{t}{6} \right),$$

ahol $\pm t = 0, 1, 2, \dots, 12$ – összefüggéssel kell számolni. Igény esetén természetesen sűrűbb, fél-, negyedórás skálahálózatot is számolhatunk a kívánt időközökhöz igazodó t értékekkel.

A skála óravonalai egyenesek, így meghatározásukhoz elég két pontjukat ismerni. Célszerű, ha a téli és a nyári napfordulónak megfelelő $\delta = \pm 23,4^\circ$ -hoz tartozó szélső árnyékpontokkal adjuk meg az óravonalakat. Így egyúttal a téli-nyári hiperbolák is kirajzolódnak. Érdemes még a $\delta = 0$ értékkel egy harmadik pontot is felhasználni. Ezzel nemcsak a tavaszvonal pontjait fogjuk megkapni, hanem, ha túl távolra kerülne az óravonal végpontja, akkor az óravonal egyenesét a rajzfelületen belül könnyebben kirajzolhatjuk. Természetesen annak sincs akadálya, hogy az állatövi jegyeknek megfelelően, a havi gyakoriságú valamenynyi hiperbolát kirajzoljuk. Legfeljebb még további négy, összesen tehát hét deklinációs értékkel ($\delta = \pm 23,4^\circ; \pm 20^\circ; \pm 11^\circ; 0$) kell elvégezni a számításokat például az Excel táblázatkezelő egy célszerűen összeállított munkalapján.

Ha a skálavonalak láthatóságával nem akarunk különösebben foglalkozni, akkor további megfontolni valónk nincs. Ha azt akarjuk, hogy csak azok a vonalrészecskék kerüljenek képernyőre-papírra, amelyek a valóságban a napórán ténylegesen látszanak, akkor az $m > 0$ feltételt még figyelembe kell vennünk x és y megjelenítésénél. Hiszen a látóhatár alatt lévő Nap

nem látszik, így nem is vet árnyékot. Az $m < 0$ értékekhez tartozó x, y koordinátákat üres karakterrel célszerű helyettesíteni. A számításokat a táblázatkezelő munkalapján érdemes úgy szervezni, hogy a t idő függvényében és a $3-7 \delta$ deklinációval, mint paraméterrel számolunk. A napóra működési korlátját jelentő $|A - \alpha| < 90^\circ$ láthatósági korlátot is – az $m < 0$ feltételhez hasonlóan – be lehet iktatni.

A hiperbolák egyedi kirajzoltatásához kissé nehézkes módon, még egy külön létrehozott táblázatba kell bemásolni a megfelelő helyről vett t, x, y adatokat, ha nem elégedünk meg az óravonalakon lévő függvénypontok látványával. Ebben egy-egy skálavonalhoz (t időparaméterhez) kell hozzárendelni a $3-7$ deklináció $3-7$ darab x független változóját és ezekhez a $3-7$ darab $y(x)$ függő változót. A táblázatkezelőt ezek után már rutinműveletekkel lehet rajzolásra bírni. A láthatósági feltétel miatt e második táblázatnak azokat a

sorait, amelyekben az üres karakterek jelennek meg, nem törölni, hanem ideiglenesen elrejtetni kell.

A síófoki mólón lévő Angyal szobor talapzatára került napóra (lásd a címlapot) skálájához használt Excelrajzot, mint a kivitelezés alapját, az 1. ábra mutatja. A napóra az itáliai rendszerű számozásokhoz hasonló, de egyenletes óráközökkel és fekete színű skálaegyenesek segítségével az évszakok hosszához igazodóan azt mutatja, hogy hány óra van még hátra a Nap lenyugvásáig. A téli és a nyári napfordulók közti színes hiperbolaívек, a Nap évszakok szerinti mozgásához igazodóan az éppen esedékes hónapok/napok leolvasását (vagy más-ként értelmezve: a Nap éppen időszerű deklinációjának mértékét) teszik láthatóvá. A körülbelül 60×160 cm méretű napóra felszerelését a 2. ábra ábra mutatja.

Irodalom

Molnár J.: *A napóráról*. Kairos, Budapest, 2012.

A FIZIKA TANÍTÁSA

A MAXWELL-EGYENLETEK INTEGRÁLIS ALAKJA IDŐBEN VÁLTOZÓ FELÜLETEK ESETÉN – I. RÉSZ

Gnädig Péter

ELTE Fizikai Intézet

A klasszikus elektrodinamika törvényeinek matematikai megfogalmazásával ismerkedő egyetemi hallgatók előtt jól ismert, hogy ezek a törvények kétféleképpen, differenciális és integrális formában is megadhatóak. Emlékeztetőül (a vákuumbeli esetre szorítkozva):

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{q}, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (4)$$

illetve

$$\oint_F \mathbf{E} \, d\mathbf{F} = \int_V \frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{q} \, dV, \quad (1')$$

$$\oint_F \mathbf{B} \, d\mathbf{F} = 0, \quad (2')$$

$$\oint_\Gamma \mathbf{E} \, d\mathbf{r} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \, d\mathbf{F}, \quad (3')$$

$$\oint_\Gamma \mathbf{B} \, d\mathbf{r} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} \, d\mathbf{F} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d}{dt} \int_S \mathbf{E} \, d\mathbf{F}. \quad (4')$$

A fenti integrálokban F egy tetszőleges V térfogatot határoló zárt felület, Γ pedig egy tetszőleges S felület zárt határgörbéje. (A zárt felület normálvektorait „kifelé” irányítjuk, az S felület irányítása önkényes, de a Γ görbe irányítottsága a jobbkézsabálynak megfelelő kell legyen.)

Két – a továbbiak szempontjából fontos – dolgot kell még figyelembe vennünk:

1. A (3') és (4') integrálokban szereplő S felület időben állandó, rögzített helyzetű kell legyen, így az idő szerinti deriválás bevihető az integráljel alá:

$$\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \, d\mathbf{F} = \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \, d\mathbf{F} \quad \text{és} \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{E} \, d\mathbf{F} = \int_S \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \, d\mathbf{F}.$$

2. A (4') jobb oldalán szereplő két integrált ugyanazon S felületre végzendő el. (S egyébként a Γ határgörbére illeszkedő tetszőleges felület lehet.) A

$$\mathbf{j} \text{ és } \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

vektormezők külön-külön *nem forrásmentesek*, csupán az összegük divergenciamentes; lásd (1)-et és a töltésmegmaradást kifejező

$$\operatorname{div} \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

kontinuitási egyenletet! Ha például az eltolási áramot és a töltések áramát *más-más* felületre számítanánk ki, nyilván hibás eredményt kapnánk! Egy ismert példa erre a fokozatosan feltöltődő, emiatt változó elektromos térrel jellemezhető síkkondenzátor (1. ábra). Ha a kondenzátortól messze akarjuk meghatározni az indukált mágneses mezőt, és – hibásan – az elektromos áram járulékát az S_1 , az eltolási áramét pedig az S_2 felületre számítjuk, mindkét integrál nulla lesz, jóllehet az indukált mágneses mező vonalintegrálja *nem tűnik el!*

Az (1)-(4) és az (1')-(4') egyenletrendszer (az említett feltételek teljesülése esetén) matematikailag ekvivalens, mint az a vektoranalízis nevezetes integráltételei, a

$$\oint_F \mathbf{w}(\mathbf{r}) \, d\mathbf{F} = \int_V \operatorname{div} \mathbf{w}(\mathbf{r}) \, dV \quad (6)$$

Gauss–Osztrogradszkij-tétel és a

$$\oint_T \mathbf{w}(\mathbf{r}) \, d\mathbf{r} = \int_S \operatorname{rot} \mathbf{w}(\mathbf{r}) \, d\mathbf{F} \quad (7)$$

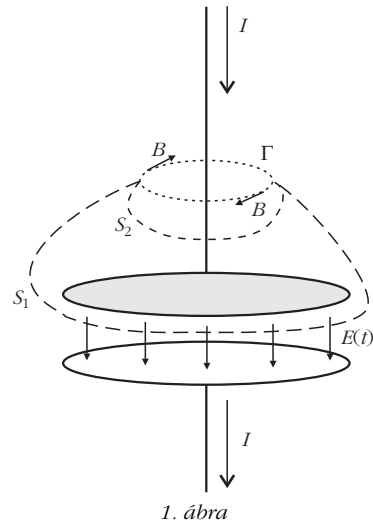
Stokes-tétel segítségével könnyen belátható.¹

A Maxwell-egyenletek differenciális megfogalmazása az elektrodinamika teljes leírását adja, matematikai alakja azonban (a vektoranalízis egész apparátusának alkalmazása miatt) nem túl szemléletes és nem könnyű. Az integrális megfogalmazás sokkal szemléletesebb, akár középiskolásoknak is elmagyarázható, alkalmazása azonban csak az erősen szimmetrikus esetekben válik egyszerűvé. (Ilyen például egy ponttöltés gömbszimmetrikus, vagy egy nagyon hosszú, egyenletesen töltött, egyenes szigetelő szál hengerszimmetrikus elektrosztatikus tere, valamint az áramjárta, egyenes vezető mágneses tere.)

Mozgási indukció

Felmerül a kérdés, alkalmazhatók-e (és ha igen, milyen módon) az integrális Maxwell-egyenletek olyan esetekben is, amikor az F felület – és vele együtt an-

¹ Az integrális egyenletek a határfeltételek kezelésénél látszólag gazdagabb jelentéssel bírnak, amennyiben csak a hagyományos matematikai analízis eszköztárára szorítkozunk. Felületi töltéssűrűség vagy felületi áramok fellépte esetén is érvényesek a differenciális egyenletek, amennyiben a szinguláris mennyiségeket (a fizikai realitásnak megfelelően) egy nagyon vékony rétegben szétkentnek gondoljuk, vagy ha a disztribúcióelmélet (Dirac-delta és társai) alkalmazásától se riadunk vissza.



nak esetleges határgörbéje – mozog, tehát *időben változik*. Ezt a kérdést az indokolja, hogy a különböző alkalmazásokban (például egy villanymotor forgórészénél) ténylegesen megvalósítható a mágneses térben mozgó zárt görbe, illetve az arra illeszkedő – időben változó helyzetű és alakú – felület.

Az (1') és (2') egyenletek nyilván ebben az esetben is érvényesek maradnak, mert bennük semmi nem utal az időbeli változásra, azok egy adott időpillanatban értendők. Nem ilyen egyszerű a helyzet a másik két egyenlettel!

Az indukciótörvény (3') alakja nyilván *nem igaz*, ennek belátásához lássunk egy ellenpéldát. Mozogjon az S felület inhomogén, sztatikus mágneses mezőben, és az elektromos térerősség legyen nulla! A mágneses fluxus időben változik, az elektromos mező körintegrálja pedig nulla!

Vajon lehet-e úgy módosítani (például valamilyen járulékos tagok hozzáadásával) az indukciótörvény integrális alakját, hogy az időben változó felületek esetén is egyenértékű legyen a (3) differenciális alakkal, tényleg helyesen írja le a megfigyelhető jelenségeket? A választ már körülbelül 180 évvel ezelőtt megadta *M. Faraday*, amikor megfogalmazta az indukció törvényét:

$$U_{\text{ind}} = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad (8)$$

ahol a Φ mágneses fluxus időbeli változását akár a mágneses indukcióvektor időfüggése (nyugalmi indukció), akár a felületet és az azt határoló görbe elmozdulása (mozgási indukció) okozhatja. Annak kiderítésére, hogy az indukált feszültség (amelyet műszerrel lehet mérni) hogyan függ össze az elektromágneses térerősségekkel, további 60 évet kellett várni. *H. Lorentz* fogalmazta meg a ma ismert alakban, hogy egy Q töltésű, \mathbf{v} sebességgel mozgó töltött részecskére

$$\mathbf{F} = Q[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] \quad (9)$$

erő, az úgynevezett *Lorentz-erő* hat, és az indukált feszültség (egységnyi töltés esetén) ezen erő körintegrálja. Ennek megfelelően a harmadik Maxwell-egyenlet integrális alakja

$$\oint_{\Gamma(t)} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] d\mathbf{r} = \quad (3'')$$

$$= - \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F},$$

ahol $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ az integrációs kontúr egyes pontjainak sebessége, és a $\Gamma(t)$, valamint az $S(t)$ jelölések az integrálási tartományok időbeli változását hangsúlyozzák.

Bebizonyítjuk, hogy a harmadik Maxwell-egyenlet – immár helyesen alkalmazott – (3'') integrális alakja és a (3) differenciális alak egymással egyenértékű, matematikailag ekvivalens. Ehhez felhasználjuk az alábbi matematikai azonosságot, melynek bizonyítása a *Függelékben* található:

$$\frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F} =$$

$$= \int_{S(t)} \frac{\partial \mathbf{w}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} d\mathbf{F} + \oint_{\Gamma(t)} [\mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)] d\mathbf{r} + \quad (10)$$

$$+ \int_{S(t)} [\text{div } \mathbf{w}(\mathbf{r}, t)] \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F},$$

ahol $\mathbf{w}(\mathbf{r}, t)$ tetszőleges (megfelelő deriválhatósági tulajdonságokkal rendelkező) vektormező, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ pedig a felület pontjainak sebességét jelöli. (Megjegyezzük, hogy a $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ vektorok megadása nem egyértelmű, a felületi pontok átparaméterezésének megfelelő mozgás erejéig határozatlan. Egy adott módon mozgó felületnél a felületi pontok sebességéhez szabadon hozzáadhatunk egy olyan $\mathbf{v}^*(\mathbf{r}, t)$ sebességmezőt, amely mindenhol merőleges a felület normálisára, a határgörbénél pedig annak érintőjével párhuzamos. Ez a „határozatlanság” azonban (10)-ben nem jelenik meg, ott \mathbf{v}^* nem ad járulékot.)

Alkalmazzuk (10)-et a $\mathbf{w} \equiv \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ vektormezőre, és használjuk ki, hogy $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ forrásmentes, vagyis $\text{div } \mathbf{B} \equiv 0$. Ekkor (3'') így írható:

$$\oint_{\Gamma(t)} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] d\mathbf{r} =$$

$$= - \int_{S(t)} \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} d\mathbf{F} - \oint_{\Gamma(t)} [\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)] d\mathbf{r},$$

azaz

$$\oint_{\Gamma(t)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = - \int_{S(t)} \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} d\mathbf{F},$$

tehát (a Stokes-tétel szerint)

$$\int_{S(t)} \left[\text{rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right] d\mathbf{F} \equiv 0,$$

ami valóban egyenértékű (3)-mal.

A (3'') egyenlet fizikai interpretációjához a következőket érdemes megfontolni.

(i) Látható, hogy a Faraday-féle indukciótörvény (8) alakjából (ha azt tetszőleges, akár mozgó felületekre is érvényesnek fogadjuk el) matematikai lépésekkel eljuthatunk a Lorentz-erő (9) képletéhez, mintegy „levezethetjük azt”. (A levezetés szót nem kell nagyon komolyan venni, mindössze arról van szó, hogy az említett fizikai törvények nem függetlenek egymástól.)

(ii) A (3'') egyenlet úgy is értelmezhető, mint az indukciótörvény azon alakja, amelyet a $\Gamma(t)$ kontúrral együttmozgó megfigyelők írnának fel (a fénysebességhez képest) kis sebességű mozgások esetén. Az együttmozgó megfigyelők fogalma természetesen csak lokálisan, egy-egy ívelemdarabkára értelmezhető, hiszen a $\Gamma(t)$ görbe darabkái általában különböző nagyságú és különböző irányú sebességgel rendelkeznek. A térerősségek transzformációs szabálya kis sebességek (Galilei-transzformáció) esetén:

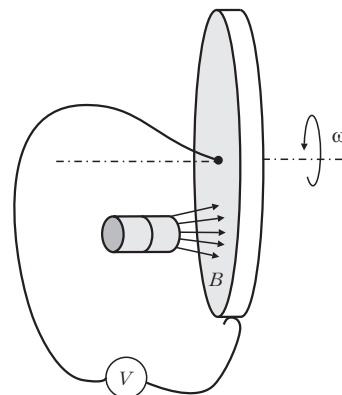
$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B},$$

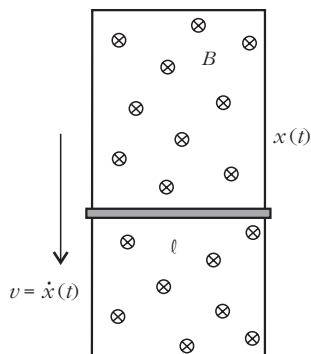
ha a \mathcal{K}' koordináta-rendszer \mathbf{v} sebességgel mozog a \mathcal{K} rendszerhez képest. Ez leolvasható például a relativisztikus transzformációs képletek $v \ll c$ közelítésben érvényes alakjából.

A voltmérő által mutatott feszültség (ami az egysegnyi nagyságú töltésnek a kontúr menti körbemozgatásához szükséges munkával egyenlő) a kontúr kis részekre osztása után az egyes ívelemdarabkákkal együttmozgó megfigyelők által észlelt \mathbf{E}' elektromos térerősség és az álló vonaldarabka $d\mathbf{r}$ differenciáljának szorzatösszegeként is megkapható. Ez a körfeszültség jelenik meg például a Kirchhoff-egyenletekben, amikor azokkal (kvázistacionárius közelítésben) bonyolultabb áramkörökben folyó áramerősségeket számoljuk. Hangsúlyozni kell, hogy ezen – az alkalmazások szempontjából igen fontos – interpretáció csak $v \ll c$ esetben és időben nem túl gyorsan változó (kvázistacionárius) terekre érvényes, míg maga a (3'') egyenlet közelítésmentes, egzaktul igaz.

(iii) Az indukciótörvény (8) alakja csak akkor adja biztosan helyesen a voltmérővel is mérhető indukált

2. ábra





3. ábra

feszültséget, ha a törvényben szereplő zárt görbe pontjait egy vezető test (például egy rézdrót) mindig ugyanazon anyagi részei képezik. Ha a zárt görbét – például csúszóérintkező alkalmazásával – időben változóan más és más anyagdarabkák valósítják meg, akkor az integrális törvény néha jó, néha viszont hibás eredményre vezet (lásd például az alább következő két példát)!

Tekintsük például (R. Feynman: *Mai Fizika*, VI. kötet alapján) a 2. ábrán látható elrendezést! Az egyenes ω szögsebességgel forgó rézkorong közelében egy állandó mágneset helyezünk el. A korong tengelyéhez és a kerületéhez csúszóérintkezőkön keresztül galvanométert csatlakoztatunk. A műszer indukált feszültséget jelez, hiszen a Lorentz-erő sugárirányban „hajtja” az elektronokat, jóllehet a mágneses fluxus (tetszőlegesen választott felületre) nyilvánvalóan időben állandó!

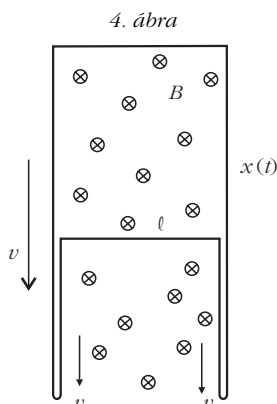
Egy másik példában, a párhuzamos síneken, a sínek síkjára merőleges, homogén, időben állandó mágneses mezőben csúszó rúd esetében (3. ábra) az indukált feszültség nagyságát, akár a Lorentz-erő segítségével, a középiskolából ismert

$$U = B \cdot \ell \cdot v$$

képletből számoljuk, akár pedig a fluxusváltozásból:

$$U = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} [B \cdot \ell \cdot x(t)] = B \cdot \ell \frac{dx(t)}{dt} = B \cdot \ell \cdot v$$

helyes eredményt kapjuk. (Az indukciótörvényben szereplő előjellel itt most azért nem kellett törődni, mert csupán a feszültség nagyságát akartuk meghatározni.)



4. ábra

Mi lehet az oka, hogy az egyik csúszóérintkezős esetben hibás, a másiknál pedig helyes eredményt kapunk az – ilyenkor nem feltétlenül megbízható – integrális törvényből? A párhuzamos síneken csúszó rúd esetében – egy kis trükkkel – csúszásmentes, zárt áramkör alakítható ki (4. ábra). A rúdhoz és a sínekhez erősített hajlékony vezetékben a Lorentz-erő nem ad járulékot az indukált feszültséghez, mert $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ merőleges $d\mathbf{r}$ -re.

Ha ugyanezt a „trükköt” próbáljuk alkalmazni a forgó rézkorongnál, és például az 5. ábrán látható zárt, csúszóérintkező nélküli vezetékkel kapcsoljuk a voltmérőre, egy olyan körülölelt területet kapunk, amelynek nagysága a vezeték forgatása közben *csökken*, emiatt a mágneses fluxus időben változik, összhangban az indukált feszültség *nem nulla* értékével.

A gerjesztési törvény – mozgó felületek esetén

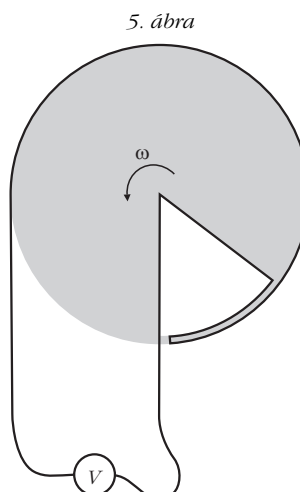
Térjünk most rá megfontolásaink legfontosabb részére, annak vizsgálatára, hogy megfogalmazható-e a negyedik Maxwell-egyenlet (a gerjesztési törvény) integrális alakban akkor, ha a felület (és vele együtt annak határoló görbéje) időben változik. Ha igen, az biztosan nem (4')-vel megegyező alakú lesz, hanem – a felület mozgása következtében – további járulékos tagok megjelenésére számíthatunk.

Induljunk ki a biztosan érvényes differenciális alakból, vagyis (4)-ből, és integráljuk annak mindkét oldalát egy tetszőlegesen választott $S(t)$ felületre, melyet a $\Gamma(t)$ zárt görbe határol:

$$\int_{S(t)} \text{rot } \mathbf{B} \, d\mathbf{F} = \mu_0 \int_{S(t)} \mathbf{j} \, d\mathbf{F} + \mu_0 \epsilon_0 \int_{S(t)} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \, d\mathbf{F}. \quad (11)$$

(A vektorterek hely- és időfüggését a tömörség kedvéért nem írtuk ki, de értelemszerűen minden vektormező \mathbf{r} és t függvénye.)

A (11) egyenlet bal oldala (a Stokes-tétel felhasználásával) vonalintegrállá alakítható, a jobb oldal pedig (10) értelmében kifejezhető az elektromos fluxus időderiváltjával:



5. ábra

$$\oint_{\Gamma(t)} \mathbf{B} \, d\mathbf{r} = \mu_0 \int_{S(t)} \mathbf{j} \, d\mathbf{F} + \mu_0 \epsilon_0 \left[\frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{E} \, d\mathbf{F} - \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{E} \times \mathbf{v}) \, d\mathbf{r} - \int_{S(t)} \operatorname{div} \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} \, d\mathbf{F} \right]. \quad (12)$$

A fenti képletben \mathbf{v} a felület pontjainak sebessége, ami természetesen szintén \mathbf{r} és t függvénye.

Rendezzük a vonal- és felületi integrálokat az egyenlet bal és jobb oldalára, használjuk ki, hogy $\operatorname{div} \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0$:

$$\oint_{\Gamma(t)} \left(\mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \right) d\mathbf{r} = \mu_0 \int_{S(t)} (\mathbf{j} - \rho \mathbf{v}) \, d\mathbf{F} + \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \frac{1}{c^2} \mathbf{E} \, d\mathbf{F}. \quad (13)$$

(Kihasználtuk, hogy $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$, ahol c a vákuumbeli fénysebesség.)

Az áramsűrűség kifejezhető a töltéshordozók $\mathbf{v}_{\text{töltés}}$ sebességével is:

$$\mathbf{j} = \rho \cdot \mathbf{v}_{\text{töltés}},$$

és így a gerjesztési törvény végül a

$$\oint_{\Gamma(t)} \left(\mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v}_{\text{felület}} \times \mathbf{E} \right) d\mathbf{r} = \mu_0 \int_{S(t)} \rho (\mathbf{v}_{\text{töltés}} - \mathbf{v}_{\text{felület}}) \, d\mathbf{F} + \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \frac{1}{c^2} \mathbf{E} \, d\mathbf{F} \quad (4'')$$

alakot ölti. (A jelölések egyértelművé tétele kedvéért a felületi pontok eddig \mathbf{v} -vel jelölt sebességét $\mathbf{v}_{\text{felület}}$ módon írtuk fel.)

A (4'') egyenlet egyes tagjai – a gerjesztési törvénynél megtanultak mintájára – jól interpretálhatók.

(i) A bal oldalon \mathbf{B} mellett megjelent a Lorentz-erő elektromos megfelelője is; egységnyi nagyságú mágneses töltéssel rendelkező monopólusra (ha létezne ilyen) éppen ekkor erő hatna, ha elektromos merőben $\mathbf{v}_{\text{felület}}$ sebességgel mozog.

Másként is interpretálhatjuk a (4'') egyenlet bal oldalán a zárójelben szereplő vektort: ilyen \mathbf{B}' mágneses indukciót érzékel az a megfigyelő, aki a $\Gamma(t)$ görbe egyes ívelemdarabkáival együtt mozog. (Ez az interpretáció ismét csak Galilei-transzformációs közelítésben, tehát $v \ll c$ esetben igaz, míg a (4'') egyenlet tetszőleges sebességekre egzaktul teljesül.) Első pillanatban zavarba ejtő lehet, hogy miért nem hagyjuk el az $1/c^2$ -tel arányos, tehát kicsinek vélhető tagot ebben a „nem-relativisztikus” határesetben. Ne feledjük azonban, hogy \mathbf{E} nagyságától függően ez a tag még kicsiny sebességeknél is számottevő értéket vehet fel.

(ii) A jobb oldal első integrálja a töltött részecskék mozgásából adódó áramot veszi figyelembe, de azokból csak a mozgó felületen időegységenként ténylegesen átlépő töltéseket számítja, emiatt szerepel a képletben a töltések és a felület *relatív* sebessége.

(iii) A jobb oldal utolsó tagja az elektromos fluxus időderiváltja, ez felel meg az eltolási áramnak a differenciális leírásban.

Cikkünk II. részében néhány egyszerű és bonyolultabb példát mutatunk majd be az indukciótörvény és a gerjesztési törvény időben változó felületeknél történő alkalmazására. Addig is gondolkodhat rajta az Olvasó: elképzelhető-e, hogy egy mágneses tétől mentes elektrosztatikus mezőben – ami, mint jól tudjuk, konzervatív – egy egyenletes sebességgel mozgó megfigyelő körfeszültséget észleljen, vagyis azt tapasztalja, hogy az elektromos mező *nem* konzervatív?

Függelék

Az *F-1. ábrán* látható $S(t)$ felület egyes pontjai kicsiny Δt idő alatt $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \cdot \Delta t$ vektorral mozdulnak odébb, így az egész felület az $S(t+\Delta t)$ alakzatba, $\Gamma(t)$ határgörbéje pedig a $\Gamma(t+\Delta t)$ görbébe megy át.

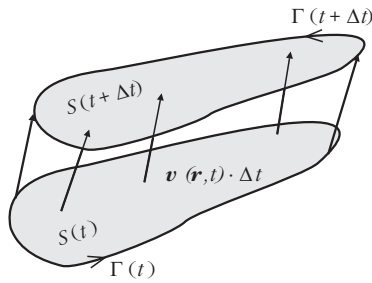
Feladatunk annak vizsgálata, hogy egy adott $\mathbf{w}(\mathbf{r}, t)$ vektormező $S(t)$ -re vett

$$\Phi(t) = \int_{S(t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F}$$

fluxusa milyen gyorsan változik időben, vagyis mekkora az idő szerinti deriváltja.

$$\begin{aligned} \Phi'(t) &\approx \frac{\Phi(t+\Delta t) - \Phi(t)}{\Delta t} = \\ &= \frac{\int_{S(t+\Delta t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t+\Delta t) \, d\mathbf{F} - \int_{S(t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F}}{\Delta t} = \\ &= \frac{\int_{S(t+\Delta t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t+\Delta t) \, d\mathbf{F} - \int_{S(t+\Delta t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F}}{\Delta t} + \\ &+ \frac{\int_{S(t+\Delta t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F} - \int_{S(t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F}}{\Delta t} \approx \\ &\approx \int_{S(t)} \frac{\partial \mathbf{w}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \, d\mathbf{F} + \frac{\int_{S(t+\Delta t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F} - \int_{S(t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F}}{\Delta t}. \end{aligned}$$

Az utolsó sor második tagjában két – egymáshoz közeli felületre integráljuk a $\mathbf{w}(\mathbf{r}, t)$ vektormezőt. Az elrendezés egy metszetét az *F-2. ábra* mutatja. (Az ábrán feltüntettük a zárt térrészről kifelé mutató felületi normálvektorokat is.) Ha a számlálóban szereplő integrálokat kiegészítjük a két felület határvonalai-



F-1. ábra

ra illeszkedő III. jelzésű „szalagra” történő integrállal, akkor egy zárt felületre képezett integrálhoz jutunk, amelyet a Gauss–Osztrogradszij-tétel segítségével térfogati integrállá alakíthatunk.

$$\frac{\int_{S(t+\Delta t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F} - \int_{S(t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F}}{\Delta t} =$$

$$= \frac{1}{\Delta t} \oint_{\text{I. + II. + III.}} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F} - \frac{1}{\Delta t} \int_{\text{III.}} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F} =$$

$$= \frac{1}{\Delta t} \int \text{div } \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) dV - \frac{1}{\Delta t} \int_{\text{III.}} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F}.$$

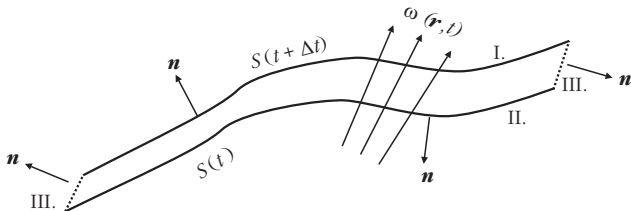
Mivel a térfogati integrálban a térfogatelem

$$dV = v_{\perp} \cdot \Delta t \cdot |d\mathbf{F}| = (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) \cdot \Delta t \cdot |d\mathbf{F}| = \Delta t (\mathbf{v} \cdot d\mathbf{F}),$$

fennáll, hogy

$$\frac{1}{\Delta t} \int \text{div } \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) dV \approx \int_{S(t)} (\mathbf{v} \cdot \text{div } \mathbf{w}) d\mathbf{F}.$$

F-2. ábra



Hátra van még a „szalagra” vett felületi integrál kiértékelése. A felületelem az F-3. ábrán látható jelölésekkel így írható fel

$$d\mathbf{F} = \mathbf{v} \Delta t \times d\mathbf{r}.$$

Eszerint

$$- \frac{1}{\Delta t} \int_{\text{III.}} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F} \approx$$

$$\approx - \frac{1}{\Delta t} \oint_{\Gamma(t)} \mathbf{w}(\mathbf{v} \Delta t \times d\mathbf{r}) = \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{w} \times \mathbf{v}) d\mathbf{r}.$$

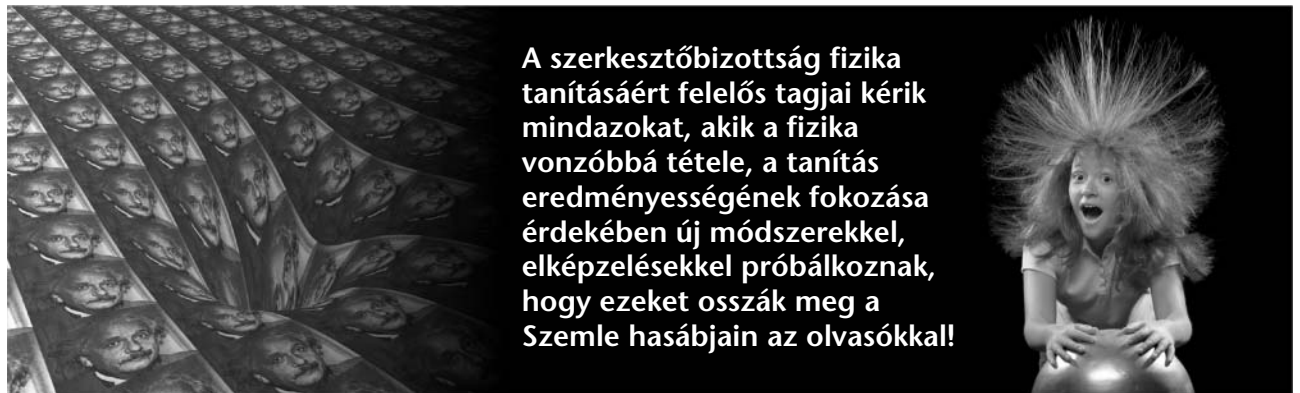
Ezzel beláttuk, hogy fennáll:

$$\frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F} =$$

$$= \int_{S(t)} \frac{\partial \mathbf{w}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} d\mathbf{F} + \oint_{\Gamma(t)} [\mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)] d\mathbf{r} +$$

$$+ \int_{S(t)} [\text{div } \mathbf{w}(\mathbf{r}, t)] \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F}.$$

(Ha a felületi pontok elmozdulása a felület normálisára merőleges, illetve ha a határgörbe pontjainak elmozdulása a görbe érintőjével párhuzamos, akkor ezek a fenti egyenlet jobb oldalának második és harmadik tagjában *nem* adnak járulékot. Ez természetes, hiszen az említett $\mathbf{v} \cdot \Delta t$ vektorok csupán átparameterezést jelentenek, és nem járnak együtt a felület vagy a határgörbe tényleges elmozdulásával.)



A szerkesztőbizottság fizika tanításáért felelős tagjai kéri mindazokat, akik a fizika vonzóbbá tétele, a tanítás eredményességének fokozása érdekében új módszerekkel, elképzelésekkel próbálkoznak, hogy ezeket osszák meg a Szemle hasábjain az olvasókkal!

DIFFÚZIÓS KÖDKAMRA – MUTATNI A LÁTHATATLANT

Gyórfi Tamás – Eötvös József Főiskola, Baja

Raics Péter – Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék

A radioaktivitás és a vele járó ionizáló sugárzások a természet részét képezik. Végigkísérik az élet kialakulását, az emberi egyedfejlődést. A sugárzásokat észlelő berendezéseknek számos típusa ismeretes. A ködkamra volt az első olyan eszköz amellyel a részecskék pályája valós időben megjeleníthetővé vált.

A ködkamrák működésük alapján két csoportba oszthatók. Az *expanziós* vagy Wilson-féle ködkamrában (1911, Nobel-díj 1927) a túltelítettséget hirtelen térfogatcsökkenéssel hozzák létre. Az expanszióban létrejövő nyomokat villanófény segítségével sztereofényképeken rögzítik, amint az a híres Csikai-Szalay neutrínós kísérletnél is történt [1]. A kamrában belüli hőmérséklet-gradiens a *diffúziós ködkamra* (Langsdorf 1939) működésének alapja. A diffúziós ködkamra folyamatos megfigyelést tesz lehetővé.

Atommag- és részecskefizikai kutatásokra a ködkamrákat az 1950-es évek végéig alkalmazták. Oktatási és demonstrációs célokra manapság is kitűnően használhatók. Magyarországon először 1955-ben Hrebuss Gyula dolgozott ki egyszerű felépítésű, megbízható működésű diffúziós ködkamrát [2, 3], amely alkalmas volt a középiskolában történő felhasználásra. A későbbiekben többféle egyszerű berendezést fejlesztettek ki oktatási célokra [4, 5]. Újabban Simon Jánosék építettek nagy felületű diffúziós ködkamrát [6].

Írásunkban bemutatjuk a PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamra [7] működését, jellemzőit, a benne megfigyelhető különféle sugárzások nyomait, valamint az ezek kiértékelésére létrehozott képfeldolgozó programokat. Tanulmányunk következő részében a ködkamrával végzett kísérleteket ismertetjük.

Diffúziós ködkamra

A sugárzások vizsgálatára a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizika Tanszékén található PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamrát használtuk (1. ábra), amelyet a Göttingeni Egyetemen fejlesztettek ki. Hazánkban a Paksi Atomerőmű Tájékoztató és Látogató Köz-

A Szerzők tisztelettel ajánlják munkájukat Csikai Gyula professzornak abból az alkalomból, hogy az Európai Fizikai Társulat „EPS Történelmi Emlékhely – Debrecen: A neutrínókísérlet, Csikai Gyula és Szalay Sándor” emléktáblát avatott tudományos ülésszak keretében 2013. október 25-én az MTA Atommagkutató Intézetben.



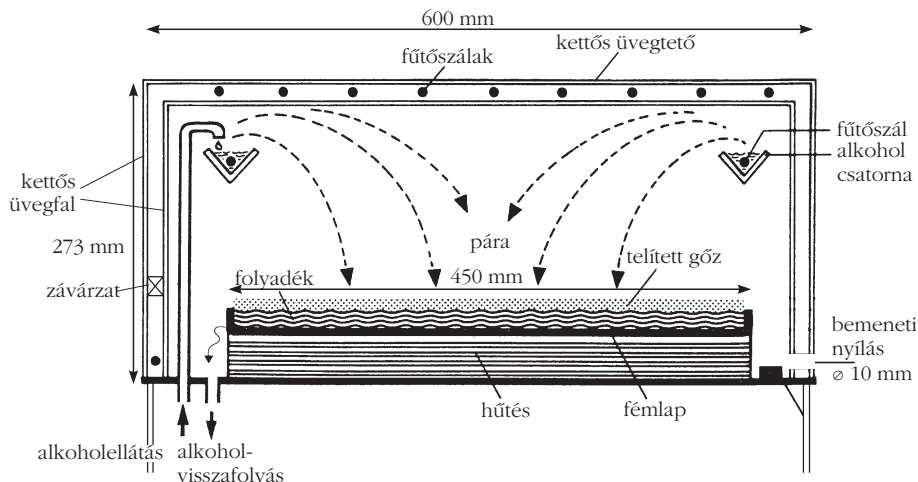
1. ábra. A PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamra.

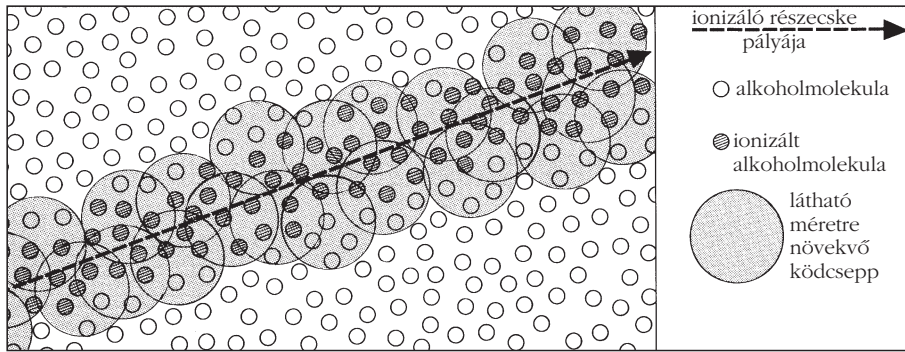
pontja, a budapesti Csodák Palotája és a Miskolci Egyetem Fizika Tanszéke rendelkezik még ilyen nagy felületű, 45×45 cm²-es detektorral, amely képes folyamatosan megjeleníteni a különféle sugárzások nyomait.

Felépítése, működése

A ködkamra vázlatrajza és működési elve a 2. ábrán látható. Alul, a fekete színű fémlemezt a hűtőgép -27 °C-ra hűti le. A felső rész kettős falú üvegdobozból áll a jó hőszigetelés végett. Az üveglapok közötti fűtőszálak melegítik a ködkamra felső részét, megakadályozva a lecsapódást, valamint nagyfeszültséggel

2. ábra. A diffúziós ködkamra keresztmetszete és működési elve.





3. ábra. „Ködfonalak” kialakulása a ködkamrában [7].

elektromos mezőt hoznak létre az ionok kivonására. A belső üvegbúra oldala mentén helyezkedik el az elektromosan melegített alkoholcsatorna, amelybe isopropyl-alkohol (C_3H_8O) csepeg folyamatosan. Ez a fűtőszálok melegítő hatására párologni kezd, majd szétterjed a felső (melegebb) rész felől az alsó (hidegebb) tér felé. Az alkoholgőz apró cseppek formájában lecsapódik, majd a cseppfolyós alkohol felett kialakul egy túltelített – ~1 cm magasságú – réteg, amely az érzékeny térfogatot alkotja. Az ezen áthaladó, elektromosan töltött részecskék hagynak nyomokat a ködkamrában. A túltelített réteg magasságát kollimált Th(B+C) alfa-forrás segítségével állapítottuk meg.

A ködkamra oldalán egy 10 mm átmérőjű nyílás található a források bevitelére. Ezt használtuk a függőleges irányú hőmérséklet-eloszlás meghatározására is, amelyet egy vas-konstantán termoelempárral végeztünk el. A hőmérséklet-gradiens jelentős az alsó 0–20 mm-es magasságban: átlagosan ~2 °C/mm.

Nyomkialakulás

A diffúziós ködkamrában láthatóvá válik a részecskék pályája, információt szolgáltatva azok típusáról és energiájáról. A túltelített rétegben az alkoholgőz nyomása az adott hőmérsékletre tartozó telítési nyomás többszörösét is elérheti. Ha ebbe a térbe jutnak az úgynevezett ködmagvak (a pálya mentén keltett ionok), a gőz ezekre apró cseppek alakjában lecsapódik, és így a részecske pályája láthatóvá válik (3. ábra). A látható méretre növekvő ködcseppek képződését a túltelítettségi fok határozza meg.

Az r sugarú ködcseppek kialakulása az alábbi (1) és (2) feltételek teljesülését követeli meg [8]: semleges részecske esetén:

$$S = \ln \frac{P_E(r, T)}{P_E(\infty, T)} \geq \frac{1}{r} \frac{M}{\rho R T} 2f, \quad (1)$$

töltött részecskére:

$$S = \ln \frac{P_E(r, T)}{P_E(\infty, T)} \geq \frac{1}{r} \frac{M}{\rho R T} \left[2f - \frac{e^2}{8\pi r^3} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \right], \quad (2)$$

ahol P_E az egyensúlyi gőznyomás, ρ a közeg sűrűsége, M a moláris tömeg, T a hőmérséklet, R a gázállandó, ϵ a dielektromos állandó és f a felületi feszültség.

A sugárzás keltette „ködfonalszerű” nyomkialakulás hasonló ahhoz a jelenséghez, amikor egy repülő olyan nagy magasságban halad, hogy őt magát már nem, csak az általa húzott kondenzcsíkot látjuk.

Holtidő

A diffúziós ködkamra holtideje abból származik, hogy a nyomkialakulás után lokálisan meg-

szűnik a túltelítettség. Ekkor a nyom helyén látható lesz a kamra alján lévő fekete fémlemez. Ugyanazon a helyen nyom ismételen akkor alakulhat ki, ha a köd lezállásával ismét túltelítetté válik az adott térfogat.

Nagy intenzitású Th(B+C) alfa-forrás nyomairól készített videofelvételeken megszámláltuk, hogy hány képen keresztül nem volt látható nyom ugyanazon a helyen. A kapott képkockaszámból és a videó sebességéből meghatároztuk a holtidőt, amelynek értéke ~1 s.

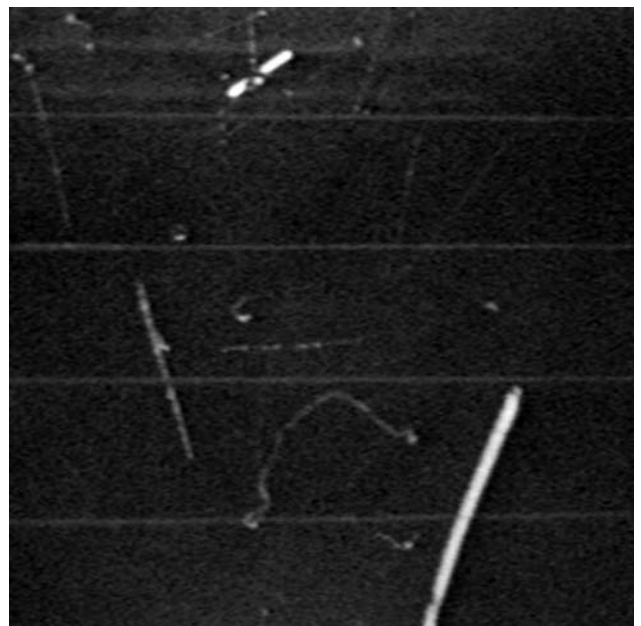
Anyag és módszer

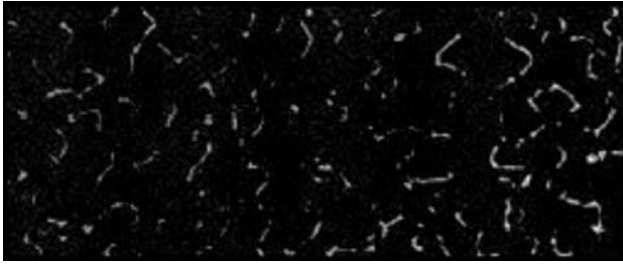
A háttérsugárzásról és a különféle mesterséges radioaktív források sugárzásainak nyomairól analóg és digitális (web) kamerák segítségével felvételeket készítettünk, amelyeket saját fejlesztésű képfeldolgozó programokkal értékeltünk ki.

Háttérsugárzás nyomai a ködkamrában

A 4. ábra a háttérsugárzás nyomait mutatja be. A részecskék hatótávolságuk, illetve fékezőképességük alapján különböztethetők meg. A nyomok térben és

4. ábra. A háttérbeli alfa- és béta-sugárzás nyomai a ködkamrában.





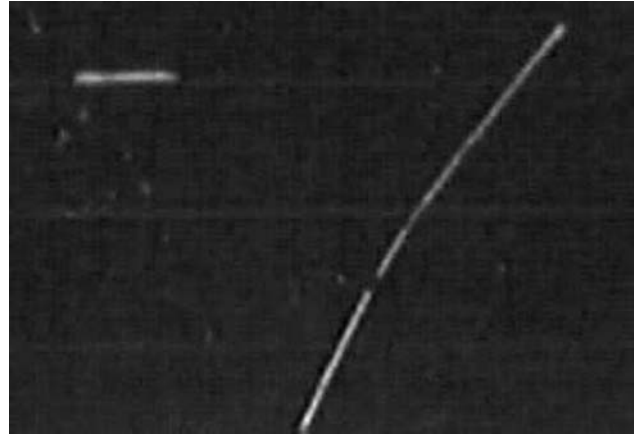
5. ábra. Kis energiájú elektronok nyomai [7].

időben véletlenszerűen oszlanak el a bomlások véletlenszerűsége miatt: nem lehet előre megmondani, hogy hol és mikor fog megjelenni a következő nyom. A rövid, egyenes, vastagabb nyomvonalak a ^{222}Rn és bomlástermékeinek alfa-részecskéihez tartoznak. Az alfa-részecskék úthossza legelőször 3–5 cm, és ez alkoholgőzben is hasonló.

Az elektronoknak kicsi a fajlagos ionizációjuk. Ezért a vékony, hosszú röppályák gyors elektronokra utalnak. A lassú elektronok pályája (5. ábra) rövidebb és zezugos a gyakori ütközések, irányváltoztatások miatt. Az elektronok a kamra térfogatában végbemenő negatív béta-bomlásból származnak (radon és leányelemei) vagy kívülről bevitt forrásból.

A müonok az elektronokhoz képest valamivel vastagabb, hosszú egyenes nyomot hagynak (6. ábra) és pályájuk a kamrán kívül is folytatódik.

A fotonok úgy hozhatnak létre nyomokat, hogy például „kiütnek” egy elektront az atomból fotoeffektussal, vagy a Compton-szórás révén meglövik azokat. Emiatt ismét zezugos nyomok keletkeznek. A gamma-sugárzás a diffúziós ködkamra 1-2 mm vastag fémdobozán, illetve az 1 cm-es üvegen áthaladva alig gyengül, viszont a béta- és alfa-részecskék elnyelődnek benne, így a külső forrás fotonjai könnyen azonosíthatók.



6. ábra. A ködkamrában megjelenő müon.

Mesterséges radioaktív források sugárzásainak nyomai

A diffúziós ködkamra oldalán lévő nyíláson keresztül egy pálcá segítségével különféle forrásokat (1. táblázat) juttattunk be az érzékeny térfogatba és a kialakuló folyamatokat rögzítettük.

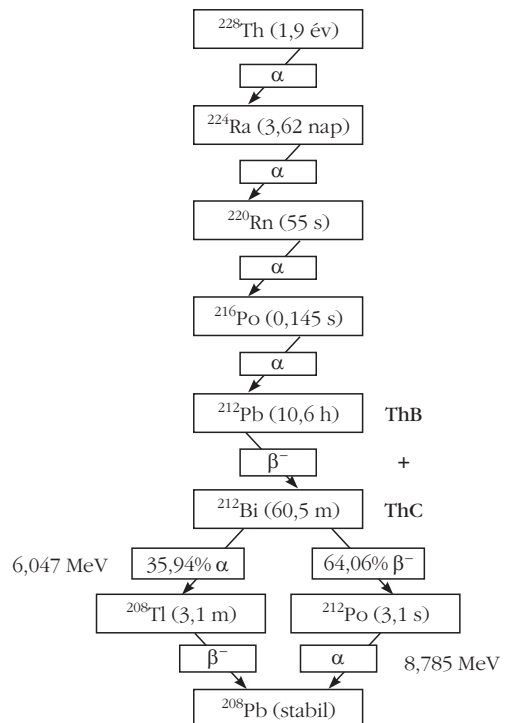
Az alfa-részecskék nyomai láthatók a legjobban a ködkamrában. Ezért a méréseinkhez általában a Th(B+C) forrást használtuk, amely a ^{228}Th -ből készült preparátum. Az elektromos térrel egy fényes csavarfelületre az emanációból kigyűjtött ThB, azaz a ^{212}Pb sugárforrás önabszorpció-mentes. Ebből monoenergiás alfa-részecskék lépnek ki 6,050 illetve 8,785 MeV energiával a 10,6 óra felezési idejű ^{212}Pb bomlását követően. A bomlási sort a 7. ábrán mutatjuk be.

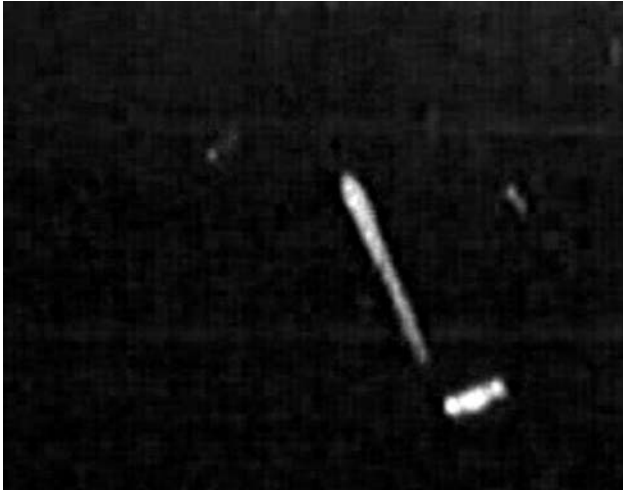
1. táblázat

Az alkalmazott források és jellemzőik		
források	felezési idő	energia (keV)
alfa-források		
Th(B+C) ¹	10,6 óra	6050; 8785
^{235}U	$7,038 \cdot 10^8$ év	4366; 4398; ...
^{232}Th	$1,405 \cdot 10^{10}$ év	3953; 4010
^{238}U	$4,468 \cdot 10^9$ év	4147; 4196
^{222}Rn	3,8 nap	4986; 5490
^{241}Am	432,2 év	5443; 5486
béta-forrás		
$^{90}\text{Sr}/\text{Y}$	28,6 év / 64,1 óra	546 / 2284 (max)
neutron-forrás		
$^{239}\text{PuBe}$	24 131 év	$\langle E_n \rangle \sim 5500$

¹ Az alfa-spektrumban további vonalak is találhatóak, de ezeket kisebb intenzitásuk és a ködkamra gyenge energiafeloldása miatt e felvételeken nem lehet megkülönböztetni.

7. ábra. A Th(B+C) bomlási sora.





8. ábra. A pályája végén kiszélesedő alfarészecske-nyom.

Töltött részecskék fékeződése

A részecskék a pályájuk mentén pozitív-negatív töltéshordozókból álló felhőt keltenek, miközben energiájuk csökken. Ez a folyamat az ionizáció. R hosszúságú út megtétele után a részecskék energiája 0 lesz, ezt nevezzük hatótávolságnak. Az ütközések miatt a részecskék zezzugos, L hosszúságú pályát futottak be: $L \geq R$. A hatótávolság L -nek a kezdeti impulzus irányára vett vetülete.

Nehéz töltött részecskék ΔE ionizációs energiavesztése a Δx úton a *Bethe* és *Bloch* által levezetett képlettel számítható ki [9, 10]. A pályamenti ionizációt a Bragg-görbe írja le, amely az egységnyi úthosszon keltett ionpárok számát mutatja a hatótávolság függvényében. A *Bethe*- és *Bloch*-képlet ugyanezt fejezi ki az egységnyi úton leadott energiával a részecskesebesség négyzetétől függően. Csökkenő sebesség esetén az energiavesztés növekszik, az ionizáló képesség a pálya végén megnő, majd a hatótávolságnál megszűnik. Ez látható a diffúziós ködkamrában, amikor a részecskenyom a pálya végén kiszélesedik (8. ábra). Ennek megjelenéséből a részecske haladási irányára is lehet következtetni.

Részecskenyomok kiértékelése

A ködkamrában megfigyelhető nyomkialakulások felvételeit VisualBasic fejlesztői környezetben létrehozott képkértékelő-program segítségével analizáltuk [11].

A képeken a részecskenyomok hosszúsága, vastagsága, láthatósága mérhető, amelyek megkülönböztetik őket egymástól. A nyomvonalak hosszúsága függ a részecskék energiájától és irányától. A vastagságból (a ködfonal eltűnésének idejéből) a részecskék ionizációs képességére lehet következtetni.

Maximális hosszúságú nyomokat a ködkamra síkjával párhuzamosan érkező részecskék hagynak. A ferdén érkezőknek csak a vetülete látható. Amikor például a részecskék függőlegesen hatolnak a túlteltett

alkoholrétegbe, akkor csak egy pontot látunk. Szabad szemmel történő megfigyelés alapján nehéz eldönteni, hogy miért rövidebb az adott nyom: kisebb energiájú részecske az érzékeny térfogatban ment végig, vagy egy nagyenergiájú haladt át ferdén. A Bragg-görbének megfelelően kiszélesedő nyom segít ennek eldöntésében.

Ismert összetételű közegben hosszúságmérésből a részecskék energiája meghatározható. Ezekből az adatokból energiaeloszlás, hatótávolság-energiafüggés számolható ki.

Az általunk készített program működésének alapja, hogy a ködkamrában fehér (szürkés) színű nyomok láthatók fekete háttéren. Az „avi” vagy „bmp” formátumban készített felvételeken a pixelek színe alapján megkeressük a részecskenyomokat, megállapítjuk kezdő és végkoordinátájukat, amelyekből a hosszúság kiszámolható. A részecskenyomot alkotó pixelek száma megadja az adott nyom területét, a terület és a hosszúság hányadosa pedig a szélességét.

A vizsgálandó nyomok minimális hosszúsága és „halványága” állítható, így a méret és fényerőküszöb változtatásával az érzékenység szabályozható. A kapott adatok (kezdő és végkoordináta, hosszúság, terület, vastagság) Excel-táblázatba kerülnek.

Mivel egy-egy részecskenyom több képen keresztül is látható, ezért a kiértékelés következő lépésében megkeressük az adott nyomvonal egymás utáni képei közül a legnagyobb hosszúságút és ennek jellemzőit külön elmentjük. Problémát okoz, hogy a képeken egyidejűleg több nyom is található. A több képen látható részecskenyomok adatai közti párosítást az alapján végezzük el, hogy az egymást követő pillanatsfelvételek befoglaló téglalapjai egymásba ágyazottak és kis eltéréssel közös az átlójuk is.

A nagy nyomsűrűség miatt sok esetben a nyomok kiértékelése egyesével nehezen végezhető el, ezért ilyenkor azok összterületének változását vizsgáljuk az idő függvényében. A képfeldolgozó programot úgy fejlesztettük tovább, hogy a vizsgálni kívánt részt ki kell jelölni az adott felvételen, és ezt követően előállítjuk az adott képernyőrészen belüli részecskenyomok adatainak táblázatát.

A felvételek kiértékelése során a szabad felhasználású *Lince* (*Linear Intercept*) szoftvert [12] is alkalmaztuk a részecskék nyomhosszúságának meghatározására, valamint hitelesítésére. A szoftver saját fejlesztésű képfeldolgozó programunk ellenőrzésére is szolgált.

Irodalom

1. J. Csikai, A. Szalay: The recoil effect of the neutrino in the beta-decay of ${}^6\text{He}$. *Int. Conf. on Mesons and Recently Discovered Particles*, Padova-Venezia, 22–28. Sept. 1957. IV.8–IV.6, 467–475., valamint:
J. Csikai: Photographic evidence for the existence of the neutrino. *Il Nuovo Cimento* 5/4 (1957) 1011–1012.
A kísérletről és a berendezésről részletesebben lásd: Dóczy R.: A neutrínó visszalökő hatásának észlelése a He-6 béta-bomlásában – 50 évvel ezelőtt. *Fizikai Szemle* 55/10 (2005) 356–361.
2. Hrehuss Gy.: Diffúziós ködkamra. *Fizikai Szemle* 6 (1956) 153–156.

- Hrehuss Gy., Molnár B.: Egyszerű szerkezetű diffúziós ködkamra oktatási célokra. *Fizikai Szemle* 32 (1982) 299–301.
- Jeges K.: Diffúziós ködkamra ionlecsapatással. *Fizikai Szemle* 30 (1980) 266–270.
- Sajó-Bohus L., Barnaföldi G. G., Halász G., Hernáth Sz., Horváth Á.: *Educational Cloud Chamber To Improve Nuclear Literacy* 2002. <http://falcon.phys.klte.hu/kisfiz/ires2002/manuscripts/sajo2.rtf>
- Simon J.: *Wilson: vizuális részecske detektor – ködkamra*. Posztoczky Károly csillagvizsgáló amatőr csillagászati szakköre, Tata, 2013. (magánközlés)
- PHYWE series of publications: *Visualisation of radioactive particles / Diffusion cloud chamber* (Laboratory Experiments Physics, PHYWE SYSTEME GmbH, Göttingen, Germany). <http://www.phywe.com>
- Burcham W. E.: *Nuclear Physics*. McGraw-Hill, New York, 1963, 242.
- Fényes T.: *Atommagfizika*. 2. kiadás, Kossuth Egyetem Kiadó, Debrecen, 2009.
- Raics P.: *Atommag- és részecskefizika*, DE Kísérleti Fizikai Tanszék, Debrecen, 2002. <http://kisfiz.phys.klte.hu/kisfiz/Raics>
- Györfi T.: *Atommagfizika az oktatásban. Környezeti radioaktivitás vizsgálata és szemléltetése*. Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem, 2011. <http://w3.atomki.hu/PhD/these/Gy%3%b6r%20Tam%3%a1s>
- S. L. dos Santos e Lucato: *Lince – Linear Intercept v. 2.4*. Department of Material Science, Darmstadt University of Technology, 1999. http://www.mawi.tu-darmstadt.de/naw/nawstartseite/service/software/sv_software.en.jsp

AZ »ELECTRIS CSENGETYŰ« – egy örökzöld fizikai játék Bolyai Farkas jegyzeteiben

Gündischné Gajzágó Mária
Hatvan

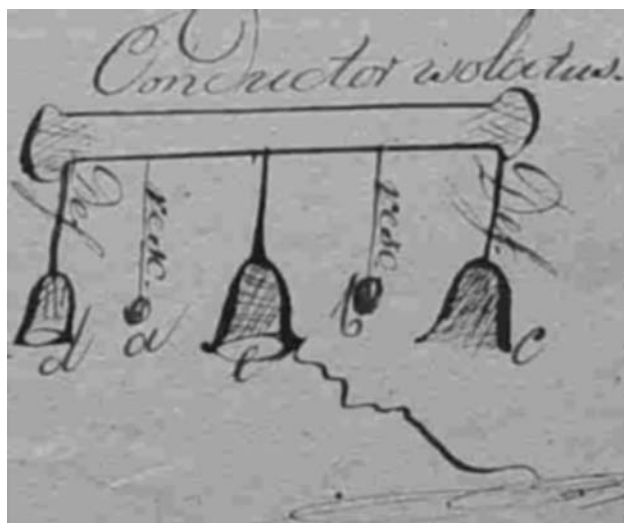
Amint arról a *Fizikai Szemle* néhány korábbi számában (1994/3, 2007/8, 2012/12) is olvashattunk, *Bolyai Farkas* 1804 májusától 1852 októberéig matematikát, fizikát, kémiát és csillagászatot tanított a marosvásárhelyi Református Kollégiumban. A tanórákhoz kapcsolódó jegyzetei diákjai kézírásában több száz oldalon megőrződtek és megtalálhatók Marosvásárhelyen a Teleki–Bolyai Könyvtárban, valamint az MTA Könyvtárának Mikrofilm-tárában, Budapesten.

Egy igen tömör fogalmazású magyar nyelvű jegyzetben¹ egész sor elektromozó géppel, elektroforral vagy kondenzátorteleppel működtethető elektromos játék felsorolását találjuk. Ilyen például a „Zegner machina, cuglizó-, klavírozó masina, electricis csengetyű, a’ lábait mozgató pok” stb., amelyeknek leírását, rajzát – az elektromos Zegner-kerék kivételével – a jegyzet nem tartalmazza.

Három latin nyelvű jegyzetben viszont rajzot és leírást is találunk például az elektromos csengetyűről.² A következőkben a legáttekinthetőbb rajz alapján (1. ábra) az elektromos csengetyű felépítését és működését fogjuk vizsgálni.

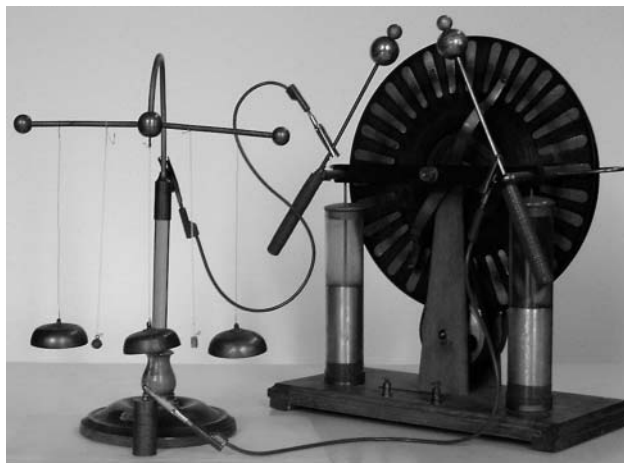
A vízszintes helyzetű szigetelt fémrúdon (Conductor isolatus) 3 kis fémharang függ: a két szélső, *d* és *c* jelzésű fémszálon, a középső, *e* jelzésű selyemszálon. A középső harangot földelték. Az *a* és *b* fémgolyócskák selyemcérnán (resc. = rescindens = szigetelő) lógnak.

Ha a vízszintes fémrudat az elektromozógépről, elektroforról vagy kondenzátortelepről („batteria”) feltöltjük, a csengetyű működni kezd. Ugyanis a *d* és



1. ábra. Bolyai Farkas elektromos csengetyűjének korabeli rajza.

2. ábra. Múlt század elejéről származó elektromos csengetyű a Bolyai Farkas Líceum szertárából.



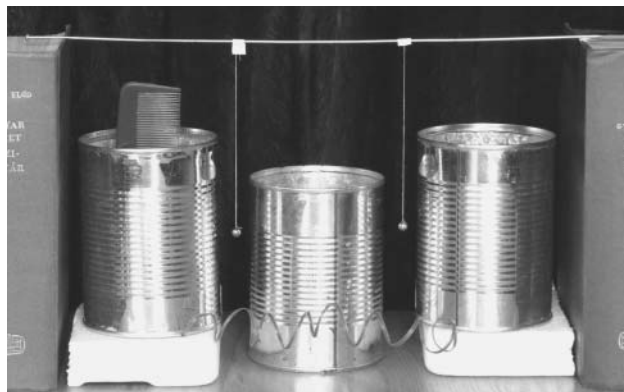
¹ Az említett magyar nyelvű jegyzet megfelelő oldalainak könyvtári jelzete B 563/4^v–5.

² Az elektromos csengetyű rajzát tartalmazó jegyzetoldalak jelzetei: BF 427/99^v, B 652/59^v, B 649/15^v. Az elsőként említett jegyzet Bolyai Farkas kézírása és 1815-ös keltezésű. Az fent közölt ábra a B 649 jegyzetből való.

középső konzervdoboz, amely az asztalon van, földeltnek tekinthető.

Fésülködéssel feltöltött fésűt helyezünk az egyik szélső konzervdobozba úgy, hogy a fésű fogai e művelet közben érintsék a konzervdoboz peremét. A cérnára ragasztott fémgolyók „harangozni” kezdenek.

Magyarázat: a fésűvel töltést vittünk a szélső konzervdobozokba, a golyókban megosztás történt, a konzervdobozok magukhoz rántották, majd eltaszították a fémgolyókat, amelyek azután a középső konzervdobozhoz ütköztek, töltést adtak át neki, majd visszapatantak róla, és ez így folytatódik, amíg a fésűvel bevitt töltés fokozatosan el nem fogy – elsősorban a középső, gyakorlatilag földelt konzervdobozon keresztül.



5. ábra. Bolyai elektromos játéka mai alapanyagokból.

XV. JEDLIK ÁNYOS ORSZÁGOS FIZIKAVERSENY

Mándy Tihamér

Nyíregyházi Főiskola, a zsűri elnöke

2013 április–májusában tartották meg Nyíregyházán a XV. Jedlik Ányos Országos Fizikaverseny döntőjének két fordulóját. Áprilisban a 3–6., míg májusban a 7–10. évfolyamos tanulók mérettették meg tudásukat. A *Jedlik Ányos* nevét viselő verseny 1998-ban – akkor még csak a 7. osztályosok számára – indult újjára. A verseny elindítója és a későbbiekben támogatója a Szabolcs-Szatmár-Bereg Megyei Pedagógiai Intézet, illetve a Jedlik Ányos Társaság volt.

Fájdalommal kell megemlékezni a verseny értelmi szerzőjéről és főszerzőjéről – *Jármezei Tamásról*, aki már nem élhette meg ezt a jubileumi fizikaverseny-döntőt. 2012 márciusában távozott az élők sorából. (A *Fizikai Szemle* 2012 áprilisi számában búcsúzott tőle.)

A Jedlik Ányos Fizikaverseny szervezői – a nagy érdeklődésre való tekintettel – a kezdeti 7. évfolyamról 3–4 évente bővítették a tanulói korcsoportokat. Előbb bevonták a 8., őket követték az 5–6., majd a 3–4. osztályos tanulók. A fizikaversenyre jelenleg a 3–10. évfolyamos diákok nevezhetnek. De nemcsak a korcsoportok bővültek. Földrajzi szempontból is tárgult az a terület, ahonnan a diákok jelentkeztek a versenyre, már több mint tíz éve a szervezők kitárták a verseny kapuit a külhoni magyar diákok előtt is. Rendszeresen és tömegesen neveznek a versenyre erdélyi diákok, akik a döntőben is igen sikeresen szerepelnek. Szerényebb számban, de a tizenöt év alatt többször megfordultak kárpátaljai, felvidéki, vajdasági tanulók is. A jelentkezés szempontjából egy-egy csúcsevben több, mint négyezer tanuló mérettette meg magát. Összességében elmondható, hogy az eltelt 15 év alatt a versenyző fiatalok a szülőikkel és felkészítő tanárokkal együtt több tízezres táborot alkotnak, akik Jedlik Ányos életét és munkásságát közelebbről ismerték meg.

A Jedlik Ányos Fizikaverseny résztvevői 5 korcsoportban mérettetik meg tudásukat:

1. Rónaszéki-korcsoport: 3–4. osztály,
2. Bolyai-korcsoport: 5–6. osztály,
3. Jedlik-korcsoport: 7. osztály,
4. Öveges-korcsoport: 8. osztály,
5. Király-korcsoport: 9–10. osztály.

A korcsoportok áttekintése után jogosan vetődhet fel a kérdés, hogy mit keresnek 3–6. osztályos tanulók egy fizikaversenyen? Az elmúlt 15 év arról is szólt, hogy a diákokban a fizika (és a többi természettudomány) iránti érdeklődés már jóval a tantárgy tanítása előtt jelentkezik, és erre reagálni kellett. Így a szervezők nyitottak a fiatalabb tanulók felé. A tapasztalatok alapján kijelenthető: jó döntés volt. Természetesen a 3–6. osztályosok matematikai feladatokat kapnak, de a feladatsorokba „belopóznak” a sebesség, a sűrűség, a mozgások összegzése, a rugalmas erő és erőmérés fogalmak. Mindez a tanulók életkori sajátosságainak figyelembe vételével történik.

A Jedlik-verseny lebonyolítása három fordulóban valósul meg. Nevezéskor a jelentkezők kapnak egy feladatgyűjteményt, ami lényegében egy munkafüzet. A 3–6. osztályosok számára a *Mérünk és számolunk* feladatgyűjtemény 75, míg a 7–10.-esek számára a *Fizikaiskola* 100 példát tartalmaz. A tanulók a feladatok megoldásával nemcsak gyakorolnak és „ráhangolódnak” a versenyre, hanem egyben teljesítik is az első forduló követelményeit. Ezzel párhuzamosan a felkészítő tanárok megkapják a megoldásokat, amelyek alapján értékelik tanulóik munkáját és javasolják nevezésüket a következő fordulóba. Ez a forduló az iskolai felév, január végéig tart.

A második, regionális forduló március második hetében, egységesen, azonos időben, a jelentkezők eloszlásától függően kialakított körzetközpontokban

kerül megszervezésre. A körzetfelelősök szervezik a forduló lebonyolítását, a dolgozatok javítását. Az összesített eredmények alapján áll össze a döntők résztvevőinek névsora.

A döntőt mindig Nyíregyházán tartják. A 3–6. osztályosok április első felében, míg a 7–10. osztályosok május közepéig mérettetik meg tudásukat. A döntők programja egységes:

péntek: 16.00-tól érkezés, szállás elfoglalása, ünnepélyes megnyitó, takarodó után a kísérőknek szakmai megbeszélés,

szombat: háromfordulós, egyenként 80 perces verseny, ebéd után – miközben a zsűri javítja a dolgozatokat – a pihenés és kikapcsolódás jegyében a versenyzők és kísérők meglátogatják a Nyíregyházi Állatparkot, vacsora után pedig kísérletek bemutatása történik,

vasárnap: eredményhirdetés után a résztvevők hazautaznak.

A program két elemét szeretném külön kiemelni. Az egyik a szakmai megbeszélés. Ezen a kötetlen beszélgetésen a kísérő tanárok és a szülők a bemutatkozás mellett kifejtik véleményüket a felkészülés tapasztalatairól, az előző fordulók lebonyolításáról, javaslatokat tesznek a verseny további fejlesztésének lehetőségéről. Így a Jedlik-verseny képes megújulni, alkalmazkodni a fizikaoktatás változásaihoz, az új kihívásokhoz. A másik programpont, amit meg kell említenem, a kísérletek bemutatása. Általában egy-egy kísérő tanár hozza magával kedvenc kísérleteit, és a diákok nagy érdeklődése mellett mutatja be. Így az évek során többször láthattunk érdekes kísérleteket a pécsi *Sebestyén Zoltán*, vagy az ajaki *Varga István* fizikatanár-kollégák bemutatásában. De idén maguk a versenyzők hozták el saját kísérleteiket, és sikeresen mutatták be a többieknek. A képeken a kísérletek bemutatásának egy-egy mozzanata látható. A segítő *Tófalusi Péter* debreceni kollégánk.

A döntő három fordulójából kettő elméleti, egy gyakorlati (mérési) feladatsort tartalmaz. Az elméleti feladatsorok A, illetve B feladatlapot tartalmaznak.

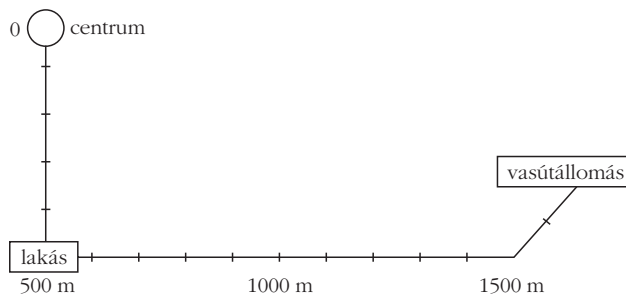


Míg az első könnyebb feladatokból áll, lényegében a felkészülést elősegítő feladatgyűjteményre épül, addig a második emelt szintű feladatokat foglal magába. Az A feladatlapot a résztvevők közel 100%-os eredménnyel oldják meg, a B feladatlap a legjobb versenyzők kiválasztására hivatott. A döntő résztvevői a szokásos elméleti és kísérleti feladatok mellé még fizikátörténeti kérdéseket is kapnak. Ezek a kérdések a verseny névadójának élettörténetét és munkásságát foglalják magukban. A 2013-as országos döntő feladatsoraiból ízelítőként szeretném bemutatni a 7. osztályos A és a 8. osztályos B feladatlapot, mivel ez a két korcsoport a legnépesebb (nem véletlenül nincsenek összevonva).

3. (országos) forduló 7. osztály, „A” feladatlap

1. feladat

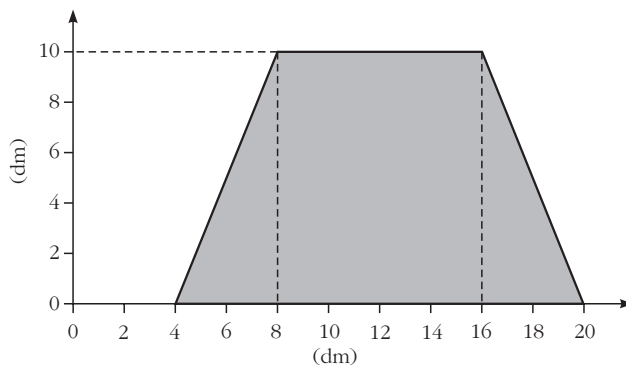
Kati és Magdi egyszerre indulnak otthonról, a vasútállomásra sietnek. Úgy tervezik, hogy Magdi vásárolja meg a vonatjegyeket, ezért ő nem visz csomagot.



A vasútállomás gyalogúton 1,7 km-re van a centrumtól. Magdi a lakás és a vasútállomás közötti távolság $\frac{1}{3}$ részét teszi meg 4 perc alatt. Kati nehéz csomagot cipel, így ő 3 perc alatt tudja megtenni a távolság $\frac{1}{5}$ részét. Sikerül-e Magdinak megvásárolni a vonatjegyeket, mire Kati az állomásra ér, ha a jegyváltás 2 percig tart?

2. feladat

Az ábrán látható, 3 cm vastagságú asztallap 500 kg/m³ sűrűségű fenyőből készült.



- Mekkora az asztallap tömege?
- Mennyi munkát végzünk, ha a padlóról felemelve, a 0,72 m magas lábazatra helyezzük az asztallapot?

c) Hányszor akkora nyomást fejt ki a padlóra a kész asztal, mint a padlón fekvő asztallap, ha a lábak 5 cm-es alapélű, 68 cm magas négyzetes oszlopok és az asztallap alátámasztására alkalmas 1 kg tömegű kerethez vannak rögzítve?

3. feladat

Két párhuzamos sín páron egymás mellett halad egy 250 m hosszúságú, 108 km/h sebességű és egy 350 m hosszúságú, 72 km/h sebességű vonat.

- Milyen hosszú úton haladnak egymás mellett?
- Mekkora az egymáshoz viszonyított sebességük és mennyi ideig lesznek egymás mellett, ha azonos irányban haladnak?
- Mekkora az egymáshoz viszonyított sebességük és mennyi ideig lesznek egymás mellett, ha ellentétes irányban haladnak?

4. feladat

Egy rugó 1 cm-t nyúlik meg, ha 1 N erővel húzzuk. Ezt a rugót egy 2 cm · 4 cm · 8 cm élhosszúságú hasábhöz rögzítjük. A rugó 1,5 cm-t nyúlik, miközben a hasábot egyenletesen húzzuk vele az asztallapon. A hasábra ható súrlódási erő nagysága a test súlyának 0,3-szerese.

- Mekkora a súrlódási erő?
- Mekkora a hasáb tömege?
- Mennyi a hasáb sűrűsége? Állapítsd meg a táblázat segítségével, hogy milyen anyagból készült!
- Mennyi munkát végeztünk, ha 1,5 m-es úton mozgattuk a hasábot?

5. feladat

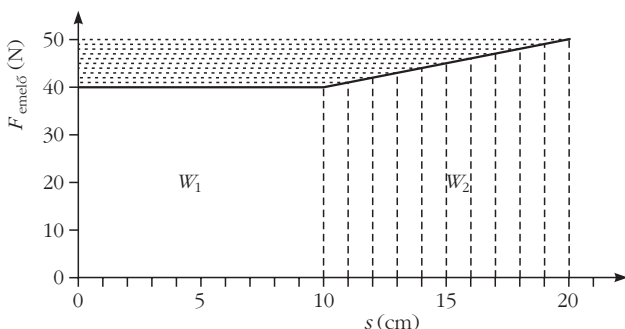
Egy többemeletes házban egy lakószint magassága 3 m. A vízellátást víztorony segítségével biztosítják. A földszinten 400 kPa a vezetékes víz nyomása.

- Mekkora a nyomás a harmadik emeleten, ha minden csap el van zárva?
- Hány emeletes lehet az a ház, amelynek vízellátását biztosíthatja ez a vízvezetékrendszer?

3. (országos) forduló 8. osztály, „B” feladatlap

1. feladat

Nagy alapterületű, sima alaplapú edény aljára 5 kg tömegű, 10 cm élhosszúságú, sima felületű kockát helyezünk. Ezután az edénybe 20 cm magasságig

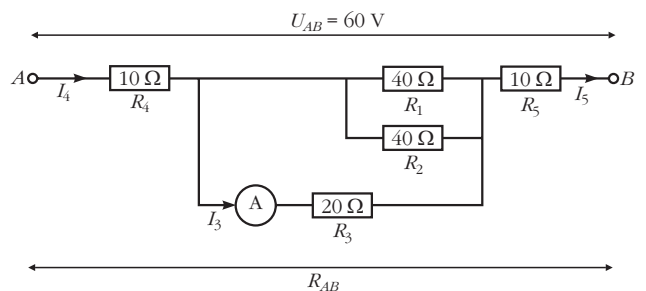


vizet öntünk, miközben a kockát az edény aljához szorítjuk.

- Számítsd ki a kocka anyagának sűrűségét!
- Hogyan viselkedik a kocka, ha magára hagyjuk az edényben?
- A kockát egyenletesen kiemeljük a vízből. Számítsd ki a kockára ható felhajtóerőt az emelés során, centiméterenként!
- Számítsd ki a kocka egyenletes mozgatásához szükséges emelőerőt centiméterenként!
- Készíts emelőerő-elmozdulás grafikont!
- Számítsd ki, mennyi munkát végzünk a kiemelés során!

2. feladat

a) Mekkora az *ábrán* látható rendszer eredő ellenállása (R_{AB}) az *ábrán* látható kapcsolásban? Az ampermérő ellenállása elhanyagolható.



- A rendszert áramforráshoz csatlakoztatjuk. Mekkora áram folyik a 10 Ω -os ellenállásokon, ha az A és B pont között 60 V feszültség mérhető?
- Mennyi elektromos munkát végez a rendszer, ha 1 órán át működik?
- Mekkora áram folyik a 20 Ω -os ellenálláson és hány V feszültség van a kapcsai között?

3. feladat

Edítkezésben van, de 2 dl nagyon kevés cukrot és citromot tartalmazó teája még ihatatlanul meleg, 50 °C hőmérsékletű. Az az ötlete támad, hogy jégkockát tesz a teába, hogy az hamar lehűljön.

- Írd le, hogy milyen fizikai folyamatok játszódnak le a jégkocka teába helyezése után!
- Hány °C hőmérsékletű lesz Edit itala, ha 6 db, -10 °C hőmérsékletű jégkockát tesz a (víznek tekintendő) teába?

A jégkocka élhosszúsága 2 cm, $\rho_{jég} = 900 \text{ kg/m}^3$, $c_{jég} = 2,1 \text{ kJ/kg}^\circ\text{C}$, $L_{jég} = 340 \text{ kJ/kg}$, $c_{tea} = 4,2 \text{ kJ/kg}^\circ\text{C}$, $\rho_{tea} = 1000 \text{ kg/m}^3$. Egy liter híg tea tömegét vegyük 1 kg-nak!

- Mennyi folyadékot fog inni Edit, ha teljesen kiüríti a csészét?

4. feladat

1 kWh elektromos energia ára 20 Ft. Egy villanyvasaló teljesítménye 1 kW. Zsófi fél óra alatt vasalja le a ruháit.

- Mennyivel nő a villanyszámla egy hónap alatt, ha Zsófi egy héten háromszor vasal?

b) Mennyi ideig kellene égetni egy 60 W-os hagyományos izzót, hogy ugyanennyi legyen az elektromosenergia-fogyasztása?

c) Hány órán át működtethetsz egy 11 W-os energiatakarékos izzót ugyanekkora fogyasztás esetén?

A Jedlik-verseny egyik jellegzetessége, hogy a diákok költői tehetségüket is megmutathatják – a fizikaversenyhez kapcsolódó verseket írnak. A legjobb költeményeket külön díjazzák. És hogy a versenyzők nemcsak a fizika és matematika területén teljesítenek kiemelkedően, hanem a rímfaragásban is jók, erre példa egy 5. osztályos tanuló verséből az alábbi részlet:

Német Kinga
Én és a matematika... (részlet)

Idén aztán felsős lettem,
a matek maradt a kedvencem,
új lett a tanárnéni,
minden más maradt a régi.
Becsüljük a kerületet,
űrmértéket, területet,
számoljuk a hasábfelszín
– mind szeretem, mint a tejszín!
Erzsike néni mutatja,
ha a törtet törttel összeadja,
mi változik és mi marad,
és az egész az hány darab.
Törtet törttel osztunk, szorzunk,
reciprokkal foglalkozunk,
és úgy fekszek le aludni,
milyen jó már ennyit tudni!
Minden napra jut matekból,
hogy ki ne essünk a gyakorlatból,
mert én és még néhány társam
délután az iskolában,
tanár nénivel mérünk és számolunk lelkesen,
hogy jól szerepeljünk a Jedlik Ányos versenyen!



Az idei döntőn született eredmények igen magas százalékos értékekről tanúskodnak, ami a felkészítő tanárok munkáját dicséri (erre már a versenyen találtunk utalást). Az első helyezettek elért átlaga meghaladja a 95%-ot. Ezt a szép eredményt az alábbi tanulók érték el:

3. osztály: *Papp Marcell Miklós*, Miskolc,
4. osztály: *Nóniusz Gábor*, Budapest,
5. osztály: *Darók Illés*, *Csontos György*, mindketten Karcagról,
6. osztály: *Nemes Boldizsár*, Dombóvár, *Székely Mibály*, *Tófalusi Ádám*, mindketten Debrecenből, *Szabó Balázs*, Nyíregyháza,
7. osztály: *Balázs Bence*, Heves,
8. osztály: *Jakovác Gergely*, Budapest,
9. osztály: *Sal Kristóf*, Budapest,
10. osztály: *Holczér András*, Pécs.

Gratulálunk a győzteseknek, és további sikereket kívánunk!

A versenyről bővebb információ a <http://www.fizikaverseny.lapunk.hu> honlapon található.

57. Fizikatanári Ankét és Eszközbemutató

A 2014. évi ankétot március 13-tól 16-ig Egerben, a Gárdonyi Géza Ciszterci Gimnázium és Szakközépiskolában rendezzük meg.

Témák: a fizika mindenütt, oktatás.
Állandóan frissülő részletek a Társulat www.elft.hu honlapján.

Az ankét 30 órás akkreditált továbbképzés.

A műhelyfoglalkozásokat március 15-én és 16-án délelőttre tervezzük.

A műhelyfoglalkozások mellett a korábbi, sikeres **10 perces kísérletek** című programot is meg kívánjuk szervezni.

ELFT Tanári Szakcsoportjainak vezetőiségei

2 m

4 m

V. SZALAY SÁNDOR EMLÉKKONFERENCIA NYÍREGYHÁZÁN

Leitner Lászlóné

Nyíregyházi Evangélikus Kossuth Lajos Gimnázium

2013. október 11-én, *Szalay Sándorra* emlékezve a Nyíregyházi Evangélikus Kossuth Lajos Gimnáziumban ötödik alkalommal került megrendezésre az a konferencia, amelyre meghívást kaptak a megye közoktatási intézményei, de képviseltették magukat az ország evangélikus oktatási intézményei is. Szalay Sándor iskolánk falai között édesapja segítségével élte át a kamaszkori természetkutatás izgalmait. Az itt tanuló diákoknak éppen ebben rejlik az emléknapi üzenete: a nyírség homokjára is lehet szilárd tudást építeni.

A nap eseményei a diákok, a meghívott vendégek és az előadók szempontjait szem előtt tartva tükrözték Szalay Sándor tudományokkal kapcsolatban vallott nézeteit:

„Meggyőződésem, hogy a tudomány szakmákra, szakterületekre való felosztása az osztályozó emberi elme ugyan szükségszerű, de mesterséges terméke. A természet nem ismeri az ilyen szakosítást.”

Ő is azok közé a fizikusok közé tartozott, akik az egyes tudományágak közötti határokat nem tekintették áthághatatlanoknak. Inkább kihívásnak érezte a természet megismerésének minél szélesebb, ugyanakkor részletekbe menő lehetőségét. Emlékére évente több irányban igyekszünk szélesíteni a hallgatóság ismereteit. Ebben az évben is ennek szellemében került sor *Kovách Ádám*, *Zombori Ottó* és *Szabó György* előadására.

Kovách Ádám kutatói útjáról, az abba beékelődött, ám mindenképpen előre mutató hajtűkanyarokról beszélt. Mesélt vegyészeti terveiről, geológiai kutatásairól és Szalay-tanítvány mivoltáról. Zombori Ottó a csillagok megfigyelésének a lehetőségeire, a Naprendszer bolygóinak megismerhetőségére, valamint az embernek a csillagokról, bolygókról, holdakról való elképzeléséről elmélkedett. A tudomány sokszínűségét igazolandó került sor Szabó György előadására. Segítségével a hallgatóság játékelméleti alapokat ismerhetett meg, valamint a játékelméletnek a tudományban és a társadalomban betöltött szerepére vonatkozó információkhoz jutott.

1. ábra. Hozott anyagból dolgozunk.



Az emlékezés során Szalay Sándor sokoldalúságára, eredményes kísérleteinek sokaságára tekintettel a kísérleteknek szenteltük a legtöbb időt:

„A fizikus legfőbb ismérve a kísérletezés öröme és a kísérleti eszközök. Felfogása szerint a természet megismerésében megoldásra váró problémák nem papíron, hanem a természet összetett valóságában vetődnek fel, ezért megoldásukat is a megfogható valóságban kell – a tapasztalat és kísérlet útján – keresni és megtalálni.” [1]

A kísérletek három részből álltak: a gyakorlati munka első órájában az érettségi előtt álló diákok mutattak be néhányat azon mérések, kísérletek közül, amelyek az előző évek érettségi feladatai között szerepeltek (1. ábra).

A következő részben az iskola 7–10. évfolyamainak tanulói akár otthon is elkészíthető kísérleteket, maketteket, modelleket mutattak be. Elleshették az érdeklődők többek között a borautomata titkát, a lávalámpa készítésének technikáját, tanúi lehettek az ezüsttisztítás folyamatának, a biciklizés rejtelmeinek.

Az ifjú kísérletezőknek példát is adva segített a napot mozgalmassá és eseménydússá tenni *Stonawski Tamás*, aki az otthoni kísérletezésre buzdítva, annak örömeire, sikereire, és buktatóira hívta fel a figyelmet.

Mivel Szalay Sándor a kutatás, oktatás és kísérletezés mellett időt és energiát fordított a tehetség felismerésére, annak ápolására, elengedhetetlenül fontosnak tartottuk, hogy az iskola tanulói háziverseny keretében összemérhessék tudásukat. Bízunk benne, hogy ezzel a megmértetéssel új, esetleg eddig még szunnyadó kincsre lelünk. A verseny 43 kérdésből állt, amelynek megoldásához szükség volt természet-tudományos ismeretekre, de nem igényelt nagy tárgyi tudást. A tanulók tanulópárban dolgozhattak a kérdéssorral, egymással egyeztetve, néha ütköztetve véleményüket, tapasztalatukat. A munkát a rendelkezésre álló teljes időtartam alatt lelkesedés jellemezte, nagy örömeinkre a diákok probléma iránti érzékenysége nem hagyott kívánni valót maga után.

Természetesen nem maradt el Szalay Sándor, a tudós, fizikus és ember életének, munkásságának, szellemi és erkölcsi hagyatékának ismertetése, átgondolása: az iskola végzős tanulói, Kovách Ádám, és az intézmény vezetője, *Tar Jánosné* is megemlékeztek arról a fizikusról, akire az intézmény minden tanulója és az itt dolgozók méltán büszkék lehetnek. Az emlékezés koszorúinak elhelyezése a jelenlévők részéről nem pusztán gesztus, kötelesség, hanem az őszinte hála és tisztelet kifejezésének az eszköze.

Források

1. http://www.atomki.hu/100_Szalay/SzS_Debrfiz.
képek: <http://www.eklg.hu>

HÍREK ITTHONRÓL

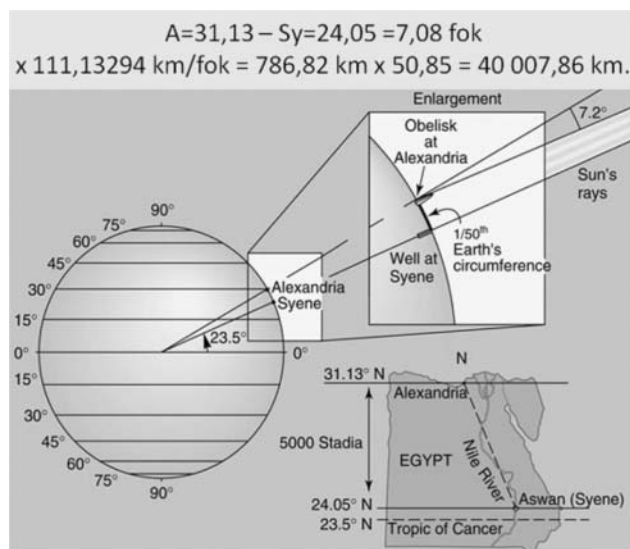
IX. Napórás Találkozó, Szeged

Tavaly ősszel kilencedik alkalommal találkoztak a napórák szerelmesei, ezúttal Szegeden, a nemrégiben átadott, *Szent-Györgyi Albert* nevét viselő Agórában. E modern épületegyüttes színvonalas környezetet biztosít különböző rendezvények, találkozók, kiállítások vagy éppen konferenciák számára. 2013. szeptember 21-én többféle esemény helyszíne volt. A nevéhez híven az érkezőket a görög vásárterek piaci kavalkádja fogadta. Ettől a zajongástól elkülönülve, egy oldal-folyosóról nyílt az a modern előadóterem, ahol egymásra gyülekeztek a napórabarátok.

A Napórás Találkozó hagyományosan minden évben az őszi napéjgyenlőséghez legközelebb eső szombaton szervezzük, évente más-más helyszínen. A Magyar Csillagászati Egyesület (MCSE) Napóra Szakcsoportjának rendezését ezúttal a szegedi Partiscum Csillagászati Egyesület jelentős mértékben segítette, nemcsak a hely biztosításával, hanem az egész napos program további eseményeinek lebonyolításában is. Tíz órára, a meghirdetett előadás-sorozat kezdetére, szép számmal megtöltötték az ősi időmérők rajongói a termet. *Marton Géza*, a Szakcsoport vezetője, köszöntötte a megjelenteket és az előadókat. A vendéglátók nevében *Illés Réka* röviden ismertette a napi programot.

Az első előadást *Keszthelyi Sándor* tartotta, aki a magyarországi napórák adatainak gyűjtésével, katalógizálásával több mint harminc éve foglalkozik. E munka eredményeként jelenhetett meg az MCSE gon-

1. ábra. Eratoszthenész gnomon segítségével határozta meg a Föld méretét, Keszthelyi Sándor előadásából.



dozásában, 1998-ban, a *Magyarország napórái* című könyv az addig összegyűjtött adatokat közreadva. Mostani előadásának témája visszavezette a hallgató-ságot az antik görögök világába: *Geometria, árnyékvetés, naptár, csillagászati világbkép az ókori görögök gnomonjával* volt az előadás címe.

A gnomon szó görög eredetű, ami egy napóra függőlegesen a földre szúrt árnyékvetőjére utal. Ezen eszközzel, illetve az árnyék változásának nyomon követésével nagyon sok megfigyelést tettek Hellász fiai. Olyan számunkra már közismert dolgokra jöttek rá a gnomon segítségével, mint a Nap évi járásának jeles napjai: a napfordulók és a napéjgyenlőségek. Megfigyelték az ekkor vetődő árnyék hosszának különbözőségeit a földrajzi helyzet változásával. Ebből következtek arra is, hogy a Föld gömbölyű, sőt megközelítő pontossággal a Föld sugarát is kiszámolták (1. ábra).

Ezután *Székely Péter* folytatta a három éve megkezdett előadás-sorozatát, ami az idő fogalmát, értelmezését és megjelenését mutatja be a különböző történelmi korokban a művészetben és a művészeti alkotásokon keresztül. A mostani előadás a 19. század első felét tárgyalta, felvázolva a történelmi hátteret, ami a klasszicizmushoz, illetve a romantikához vezetett.

Az időmérés szempontjából érdekes kitérőt jelentett a Napóleon által bevezetett és a francia forradalom ideje alatt használt tízes számrendszeren alapuló mechanikus órák megjelenése. Az időszakból ismerünk olyan napórát is, aminek számlapja e szerint lett megszerkesztve. Szerencsére ez az időszak lezárult és visszatértek a hagyományos, babiloniak által bevezetett, 60 perces számláló egész órák használatához. A romantika művészeinek útkeresése, a tér és idő megfogalmazása érdekes alkotásokat szült, amelyeket sorra megtekinthetünk a vetített képeken. Érdeklődve várjuk a folytatást a jövő évi Találkozó alkalmával.

2. ábra. A qumrani „napóra” és lelőhelye (dia Herczeg Tamás előadásából).





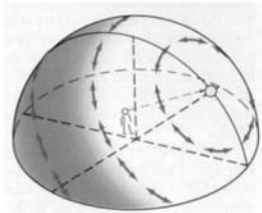
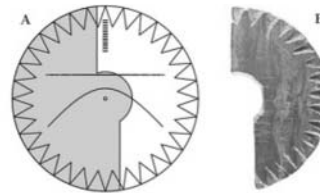
3. ábra. A feltételezett naptárkorongok, Herczeg Tamás előadásából.

Mindig nagy érdeklődés kíséri Herczeg Tamás előadásait. A témával választott tárgyak nemcsak napórás szempontból érdekesek, izgalmasak, hanem kultúrtörténeti vonatkozásai is messzire nyúlnak. Qumran nevének hallatán az embernek először a második világháborút követően megtalált holt-tengeri tekerccsek jutnak az eszébe. Arról már kevesebben tudnak, hogy a qumrani esszénus közösség feltárt településén, a fazekasműhely raktárhelyiségében a számtalan fazekastárgy között találtak egy anyagában nem odaillő kőkorongot is (2. ábra). A nagyjából 15 cm átmérőjű, kettétört korongon egy központi furat körül négy koncentrikusan bevéselt kör látható, sok, látszólag rendszertelen, sekélyebb bekarcolással együtt.

Herczeg Tamás bemutatta a qumrani napóráként ismert leletet, kezdve azzal, amit a tudósok eddig a tárggyal kapcsolatban leírtak. Ki, miért gondolta róla, hogy ezt napóráként használhatták, és milyen érveket hoztak fel indoklásul. Később Tamás sorra megcáfolta ezeket, majd az esszénusok naptárhasználatára alapítva egy új magyarázatot javasolt: a korongot két, egymáshoz képest is elforgatható fémlappal, naptárként használhatták a jeles napok meghatározására (3. ábra). Egy frappáns ötlettel a kettétört korong jelenlegi állapotára is adott egy megoldást.

A szünetben mód volt a régen látott ismerősökkel, barátokkal pár szót váltani. A koffeinhiányban szenvedők is csillapíthatták szomjukat az Agóra kellemes büféjében, hogy aztán újult erővel figyelhessenek a hátralévő előadásokra.

A letűnt korok világában bolyongva tovább, Horváth Gábor, az ELTE biofizikusa mesélt a vikingek szoláris és égbolt-polarizációs navigációjáról.

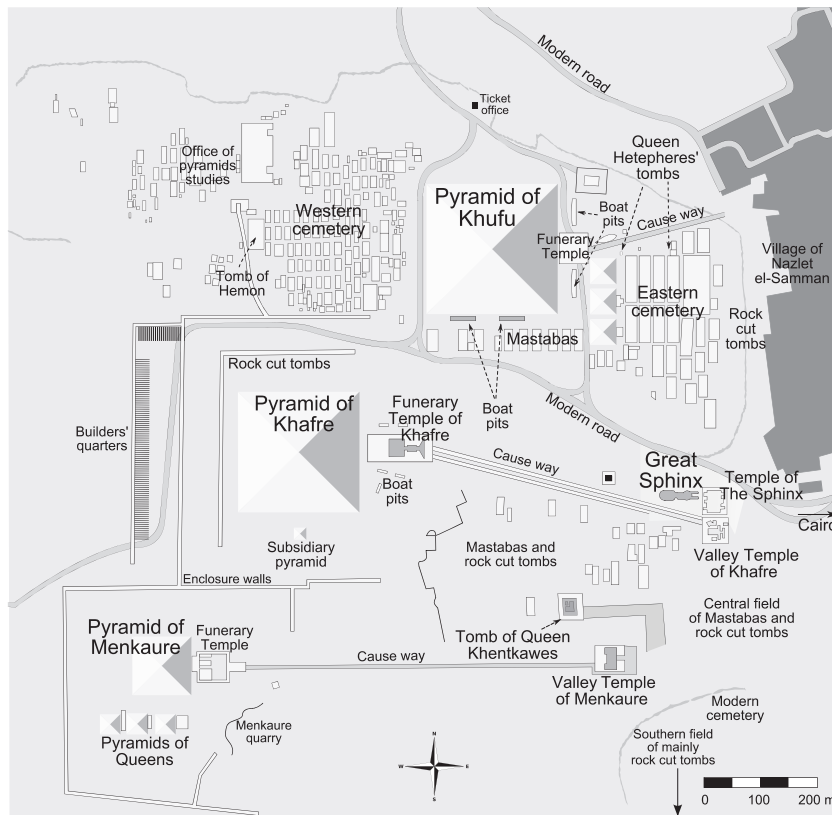


A Rayleigh-féle polarizációirány mintázat

4. ábra. A „viking napóra” (Horváth Gábor előadás-diája).

Grönland déli részéről előkerült két eszköz – egy közepén furattal ellátott kőháromszög és egy hiányos fakorong, a szélén fogaskerékre emlékeztető mintával. Ezeket mint a vikingek napóráit azonosították (4. ábra). A felületükön található egyenes és íves vésetek segítségével követhették nyomon a közepre illeszthető árnyékvető kúp árnyékának változásait, így határozva meg az északi, illetve a kelet-nyugati irányt. Sir Robin Knox-Johnston és több száz hajós társa e régi Nap-iránytűk másolatainak segítségével 50 tengeri mérföld távolságot tettek meg vitorlásaikkal, félmérföldenként ellenőrizve az iránytartást. Saját szakterületére térve Horváth Gábor vázolta az állatok tájékozódását az égbolt fénypolarizációjának segítségével.

5. ábra. A gizai piramisok elhelyezkedése (Göczy András előadásához).





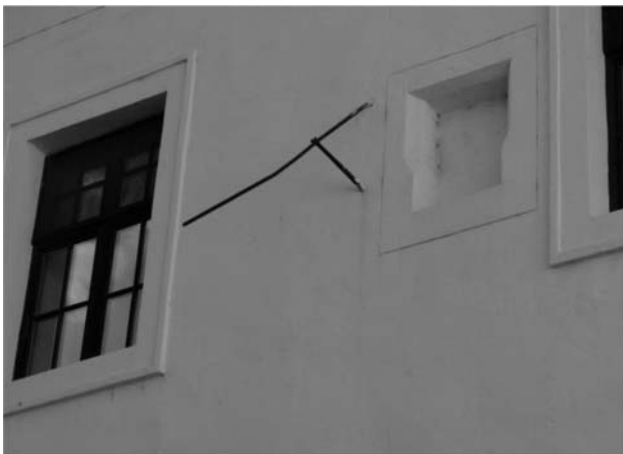
6. *ábra.* A piramisok látványa déli irányból (dia Göczey András előadásából).

Az ezzel kapcsolatban végzett kísérletek igazolták, hogy milyen összefüggés van a méhek „tánca” és az égbolt polarizációja között, így adva meg a nektárlelőhely irányát a Nap helyzetéhez képest a méhraj többi egyede számára. Itt kapcsolódott be a kutatásokba Horváth Gábor és csapata. A kérdés az volt, hogy használhatták-e a vikingek az ég polarizációját ködben és részben felhős időben? Felmerült egy lehetséges eszköz, amely a vikingek rendelkezésére állt, a rejtélyes „viking napkő”. A kalcit egy olyan ásvány, aminek kettős fénytörése segítségével meg lehet határozni a Nap pozícióját az égboltfény polarizációs irányából. A csoport által végzett kísérletek igazolták, hogy a teljesen borult vagy ködös ég kivételével, és persze megfelelő gyakorlattal, a viking hajósok képesek lehettek egy ilyen kristály és „Nap-iránytűik” alkalmazásával az északi irány meghatározására (4. *ábra* alsó része).

Utolsó előadásként Göczey András foglalta össze eddigi kutatásait az egyiptomi gizai piramisok – Khufu, Khafre és Menkaure, valamint ezek mellékpiramisai, az úgynevezett királynők piramisai –, mint több ezer éves naptár szerepéről (5. *ábra*).

Az elgondolás szerint Khufu (Kheopsz fáraó) nagy piramisa és a tőle keletre található három szatellitpiramis, pontosan kijelölte a nyári, a téli napforduló, illet-

8. *ábra.* 18. századi napóra megmaradt árnyékvetője az Alsóvárosi Ferences Templom és Kolostor falán (fotó: Vigh Lajos).



7. *ábra.* Marton Géza a papír zászlónapórával (fotó: Vigh Lajos).

ve a tavaszi és őszi napéjegyenlőség idejét. A fáraó piramisának délkeleti élén, amikor az éppen aktuális kis piramis csúcsának árnyéka megjelent, megmutatta e jeles napokat. Két ilyen nap között eltelt időszak alatt a piramisok árnyéka napi 50-70 centiméteres távolságot megtéve haladt tovább. Khafre (Khefrén fáraó) piramisának völgytemploma mellett látható a Nagy Sfinx. Göczey András – aki építész mérnök – mérései szerint a Sfinx fejének teteje egy magasságban van a piramis délkeleti oldalának élével, és így a napéjegyenlőségek idején a napkelte alkalmával éppen árnyékot vet erre az élvonalra. A harmadik, Menkaure piramisához képest az itt található három királynői piramis déli irányban helyezkedik el (6. *ábra*).

E kis piramisok viszont, Menkaure piramisának nyugati oldalától megfigyelve, a Hold fázisainak pontos meghatározását tették lehetővé az ókori egyiptomiak számára.

A vendéglátóink által meghatározott határidőt kissé átlépve az előadásokkal, Marton Géza a délelőtti program lezárásaként – a jelenlévők nagy örömeire – bemutatta az idei Találkozóra szánt meglepetést, egy papír „zászlós” napórát (7. *ábra*).

A hengernapórák számlapjához hasonló óralap (ami az év két felét a két oldalon ábrázolja) és a tetején a megfelelő dátumhoz igazítható árnyékvető segítségével a Nap felé tájolva, iránytű nélkül határozhatjuk meg a helyi időt. Az óravonalak jellegzetes „zászló” formájú ívéről kapta e napóra az elnevezését.

A délutáni program egy tanulságos szegedi városnéző séta volt. A belváros elhagyásával közelítettük meg sétánk végcélját, az Alsóvárosi Ferences Templomot és kolostort a Mátyás téren. Itt található Szeged kevés napórájából kettő is. Az egyik a bejárat melletti homlokzatra szerelve, míg a másik, amit az épület helyreállításakor nem újítottak fel – így csak az elgörbült árnyékvetője látható – a kolostor északi szárnyának déli homlokzatán (8. *ábra*).

Egy év múlva, a következő őszi napéjegyenlőség idején, újra találkozunk a jubileumi tizedik alkalommal. Habár a helyszín még nem ismeretes, azért reméljük, hogy hasonlóan tartalmas és érdekes előadásokban lesz részünk és a többi program is remek hangulatot teremt majd.

Marton Géza
napórákészítő, Szeged

A Higgs-bozon története – Sean Carroll: The Particle at the End of the Universe – könyvdíjat nyert

A Higgs-bozon utáni több évtizedes vadászat története elnyerte Nagy-Britannia 2013. évi Royal Society Winton Prize díját, amely 25 000 fontos pénzdíjjal jutalmazza a nagyközönség számára készült legjobb tudományos ismeretterjesztő könyvet. *Sean Carroll The Particle at the End of the Universe* (Részecske a világ végén) című műve körvonalazza az elméletet, amely megjósolta e részecske létezését, majd leírja felfedezésének végső momentumait, továbbá vázolja, hogy mit is jelent a Higgs-részecske a jövő generáció fizikusai számára.

Sean Carroll a Caltech elméleti fizikusa, természetesen a címet nem szó szerint érti, a Higgs-részecske nem kozmológiai távolságokban „garázdálkodik”. Valójában a világ megmagyarázható végéről van szó, a megértés utolsó darabjáról arra vonatkozóan, hogyan működik az anyag, amelyből mindennapi világunk felépül.

Sok kiváló népszerű könyv született már a Higgs-bozonról, de Carroll mellett szól, hogy képes volt a részecske felfedezéséről is részletesen beszámolni. Ugyanakkor nagyszerű és a karosszékben ülve kényelmes bevezetés a tudományba. Az elméleti eredmények bemutatása sorra veszi a nagy neveket, akik megteremtették a Higgs-részecske megértésének alapjait, majd Carroll továbblép a természet szimmetriáinak áttekintésében és a felfedezés jelentőségének ismertetésében.

Érdekeséggé válhat megemlíthető, hogy a díjra javasolták még *Tim Birkhead Bird Sense* (Madár-ösztön), *Enrico Coen Cells to Civilization* (A civilizáció sejtjei), *Charles Ferynbough Pieces of Light* (Fénydarabkák), *Caspar Henderson The Book of Barely Imagined Beings* (Az alig elképzelhető lények könyve), valamint *Callum Roberts Ocean of Life* (Az élet óceánja) című művét is.

<https://www.sciencenews.org>

Kína Chang'e-3 űreszköze leszállt a Holdra

A legénység nélküli Chang'e-3, vagyis Holdistennő-3 leszállóegység – fedélzetén a Yutu holdjáróval – leszállt a Hold Mare Umbrium területén, nem messze a Sinus Iridum területén kiválasztott leszállási helytől. Az 1200 kg össztömegű holdszondát 2013. december 2-án egy Hosszú Menetelés-2F rekétával indították útjára. A 112 órás utazást követő december 14-i sikeres leszállás következtében Kína a harmadik ország, amely járművet tudott a Holdra juttatni, és az első, akinek ez 1976 óta sikerült.

A Chang'e-3 az Esők Tengere, vagy más néven Mare Umbrium északi részén szállt le, kissé keletre a tervezett helytől a Szivárvány-öbölben vagy más néven Sinus Iridumban.

A leszállás után kicsivel több mint hét óra múlva a 120 kg tömegű Yutu, azaz Jáde Nyúl holdjáró kigördült a Hold felszínére. A hatkerekes holdjáró az égitest ásványait fogja vizsgálni, de távcsővel és kamerákkal is fel van szerelve, hogy az űrben található csillagászati objektumokat – továbbá a Föld magnetoszféráját – is meg tudja figyelni.

<https://www.sciencenews.org>



A Yutu rover legördül a Chang'e-3 fedélzetéről.

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

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

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

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

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

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

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

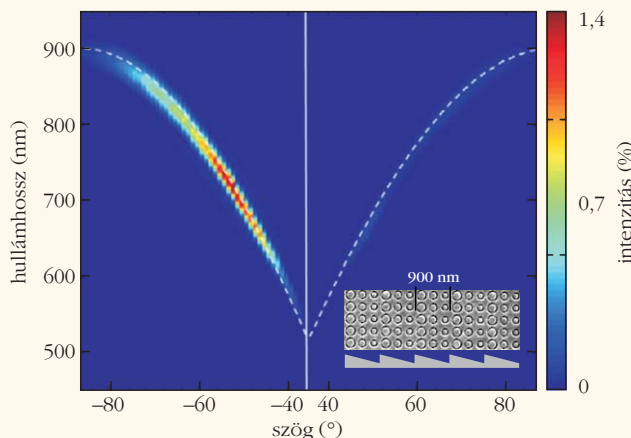
HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és **HU ISSN 1588–0540** (online)

EURÓPAI ÉRDEKESSÉGEK A *EUROPHYSICS NEWS* VÁLOGATÁSÁBAN (2013. szeptember–október)

Meta-diffrakciós rács látható fényre

T. Roy, A. E. Nikolaenko, E. T. F. Rogers: A meta-diffraction-grating for visible light. *Journal of Optics* 15 (2013) 085101.

A meta-anyagok, azaz a fény hullámhosszánál kisebb méretű elemekből mesterségesen előállított szerkezetek új utat nyitottak az egzotikus elektromágne-



Az első elhajlási rendbe diffraktált intenzitások (balra és jobbra). Az inserten: a térfogati „blazed” rácsot utánzó sík meta-rács SEM képe.

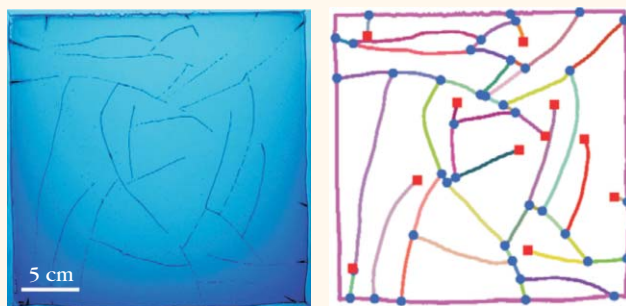
ses tulajdonságú anyagok tervezésében és előállításában. Az újabb kihívást meta-eszközök előállítása jelenti ezekből a meta-anyagokból. E lépéssel megtörténhet az átlépés az ígéretes kutatás fázisából a gyakorlati alkalmazások szakaszába. A nanotechnika lehetővé teszi olyan ultravékony meta-anyagok előállítását, amelyek a fény hullámhosszána tizenöt-résznyi vastagságukkal a szokásos optikai eszközöket síkbeli elrendezésekké zsugorítják. A következő években a meta-anyagok területén, a plazmonikában és a nano-gyártásban folytatott kutatások forradalmasítják az elektromágneses spektrumban működő eszközök alakját és működését. Ez a cikk egy sík-geometriájú, ultravékony (50 nm) arany diffrakciós rács kísérleti teszteléséről számol be, amely tízszer vékonyabb elrendezésben valósítja meg a szokásos dielektrikum-rácsok funkcióját. Az áthaladó fényben az egyes, hullámhossznál kisebb méretű meta-atomok által okozott rezonáns fázistolások az úgynevezett „blazed” (elhajlási rendre optimalizált) rácsoknak megfelelő hatást eredményeznek. Az eszköz nemcsak egyetlen hullámhosszon, hanem a teljes látható tartományban (400–

900 nm) működik, hatásfoka 736 nm-en maximális. Elhajlási hatásfoka aszimmetrikus: bal oldalra huszonöt-ször nagyobb intenzitást ad, mint jobb oldalra.

Vízvezetési töréshálózat topológiája

M. Kobchenko, A. Hafver, E. Jettestuen, O. Galland, F. Renard, P. Meakin, B. Jamtveit, D. K. Dysthe: Drainage fracture networks in elastic solids with internal fluid generation. *Europhysics Letters* 102 (2013) 66002.

Kőzetekben megszokott jelenség a folyadékkeletkezés: például a hidrokarbonátok (olaj/gáz) létrejötte a diagenézis során, amikor a lerakódó és metamorf állapotú kőzet a földképeny alá bukik és részben megolvadva dehidrálódik. A folyadék kiválás az anyagban ha-



Elvezetési törések a zselatinrétegben. Kék körök – csomópontok, piros körök – zsákutca végződések.

tó nyomás helyi megnövekedéséhez vezet. Ha a kiválás üteme meghaladja a folyadéknak az anyagból történő elfolyását, a megnövekvő nyomás hatására törések biztosítják a folyadék elvezetésének új útjait.

Ez a cikk egyszerű kvázi-kétdimenziós anyagban mutatja be a töréshálózat fejlődését. A rendszert élesztőtartalmú zselatinréteg alkotja, amelyet véges területre korlátoztak. Az élesztő cukoradagolás hatására széndioxidot fejleszt. A kialakuló törésrendszer topológiai tulajdonságai közbenső jellegzetességűek a folyórendszerek faágyszerű, illetve a kiszáradó sár (vagy a kihűlő bazalt) feltöredező szerkezete között. A zsákutcában végződő törésvonalak aránya az összes elágazáshoz 0,4, ami a folyókat (= 0) és a feltöredezési (= 1) mintázatokat jellemző két szélsőérték közötti érték. A folyadék elvezetési hálózatok topológiájának megértése lényeges információt ad keletkezési mechanizmusuk feltáráshoz.

VAN ÚJ A FÖLD FELETT.

Keress a fizika.szemle.hu mellékletek menüpontjában!

Nézz meg!

Töltsd le!

Mutasd meg másoknak!

Tanítsd meg diákjaidnak!



ÉLETÜNK RÉSZE, JÖVŐNK ENERGIÁJA

A PAKSI ATOMERŐMŰ ÜZEMELÉSE
NEM JÁR KÁROSANYAG-KIBOCSÁTÁSSAL.



Cuhorka Kata - az ÉletKert alapítója, Paks

„Paks különleges hely.”



paksi atomerőmű

