

fizikai szemle

2020/2



2020 KREATÍV FIZIKA TÁBOR

A JÖVŐ MÉRNÖKEINEK TÁBORA

elektronikai, robotépítő és
programozó foglalkozások és más
érdekes program egy lenyűgöző
környezetben



kreatív, csapatépítő és szabadidős
foglalkozások közül válogathatsz

3D-tervezés, -programozás és -nyomtatás
látványos fizika kísérletek, bemutatók és
gyakorlati foglalkozások

RÉSZVÉTELI DÍJ: 39600 Ft

JÚL.
12-17.

Építs eszközöket a fizika segítségével!

A fizika, technika, természet és informatika iránt
érelklődő 5-8. osztályos diákok számára,
és 8-12. osztályosok számára a Zemplénben

fizikai projektek, trükkös fizika, fizika a mindennapokban,
fizika a zenében, fizika a hétköznapokban

PUSZTAFALU
Öregbence
Turistaház

további részletek: www.facebook.com/kreativfizika/

<https://kreativfizika.webnode.hu/>

Jelentkezés: beszedaimre@gmail.com vagy stonawskiegmail.com
Beszeda Imre, tel.: 06 20 419 0224 vagy Stonawski Tamás 06 20 460 3552



Az Eötvös-iratok bemutatása a Heidelbergi Egyetemen, 2020. január 23. Balról jobbra: Henk Kubbinga, az EPS Fizikátörténeti Csoport tagja, Matthias Weidemüller fizikus, az egyetem rektorhelyettese és Ingo Runde, az archívum igazgatója (kép: Oliver Fink, Sajtóosztály, Heidelberg).

EÖTVÖS-DOKUMENTUMOK A HEIDELBERGI EGYETEMEN

2019 végével hivatalosan lezárult az Eötvös 100 emlékévé, úgy látszik azonban, hogy az *Eötvös Lorándra* irányuló figyelem továbbra sem lankad. Az e-EPS, az Európai Fizikai Társulat (EPS) elektronikus hírportálja februári számában jelent meg rövid híradás arról, hogy fontos, Eötvössel kapcsolatos dokumentum került elő a Heidelbergi Egyetem levéltárában.¹ A történet előzménye, hogy az EPS angol nyelvű magazinja, az *Europhysics News* „Tribute” című rovatában évi rendszerességgel közöl tisztelgő megemlékezéseket egy-egy nagy európai fizikusról, és e sorozat következő írása Eötvös Lorándra fog emlékezni. A cikket előkészítő kutatásai során *Henk Kubbinga* (Groningeni Egyetem), az EPS Fizikátörténeti Csoport munkatársa figyelt fel a Heidelbergi Egyetem irattárában egy eddig sehol sem említett dokumentumra: Eötvös egy kézzel írott latin nyelvű önéletrajzára.

Ismeretes (a tavalyi Eötvös 100 emlékévkben megjelent számainkban is olvashattuk), hogy Eötvös egyetemi tanulmányait Heidelbergben végezte, ahol a fizikát, Eötvös főtárgyát, abban az időben *Gustav Kirchhoff* (1824–1887) oktatta. Eötvös 1870-ben „summa cum laude”, azaz a lehető legmagasabb minősítéssel doktorált Heidelbergben. Akkoriban a doktori fokozat megszerzéséhez nem volt kötelező disszertációt írni, a doktorátust a heidelbergi filozófiai kar valamennyi professzora jelenlétében letett, 2-3 órás német nyelvű szóbeli vizsga alapján ítélték oda.² Eötvös esetében Kirchhoff mellett *Robert Bunsen* kémia- és *Leo Königsberger* matematikaprofesszorok értékelték a feleleteket, majd Kirchhoff tett javaslatot a vizsga minősítésére, amit a kar professzorai elfogadtak.

A heidelbergi Ruprecht Karl Egyetem Németország legrégebbi egyeteme, archívumában szinte valamennyi, máig ott megszerzett doktorátus dokumentumai fellelhetők. Henk Kubbinga itt talált rá Eötvös doktori eljárás engedélyezésére benyújtott kérelmére, valamint saját kezűleg, az akkori előírásoknak megfelelően latin nyelven írt önéletrajzára, amelyben felsorolja egyetemi tanulmányainak minden részletét. Henk Kubbinga tájékoztatása szerint megtudhatjuk belőle például, hogy az 1867–68-as tanév első szemeszterében Kirchhoff kísérleti fizika és *Helmoltz* természettudomány-előadásait vette fel, míg *Otto Hessétől* kalkulus-bevezető és mechanika-előadást hallgatott és ugyancsak Hesse vezette az analitikus geometria szemináriumot. A második félévben kémiagyakorlaton vett részt Bunsen laboratóriumában, míg Kirchhoff hasonló kurzust vezetett fizikából és előadásokat tartott a szilárd testek rugalmasságtanáról, Hesse folytatta a differenciálszámítás előadását és egy másikat a sík analitikus geometriájáról. *Heinrich Martin Webertől* Fourier-analízist, *Gustav von Leonhardtól* bevezetés a geológiába kurzust hallgatott. A harmadik félév hasonlóan folytatódott: volt Helmholtz-kurzus az érzékszervek fiziológiájáról és egy másik a természettudományról; két Kirchhoff-előadást is felvett, az egyik az elméleti fizikáról, a másik a villamosság-tan elméletéről szól; részt vett *Du Bois Reymond*-nak a tér analitikus geometriájáról szóló előadásain és gyakorlatain és tőle tanulta az integrálszámítást is. A negyedik és az utolsó szemesztert részben a Königsbergi Egyetemen töltötte, ahol *Franz Neumann* optika és „Válogatott fejezetek a fizikából” előadásait hallgatta és részt vett *Friedrich Richelot* elméleti mechanika előadásain és gyakorlatain is. Visszatérve Heidelbergbe Helmholtz előadásait vette fel a természettudományról és a megmaradási törvényekről, továbbá Bunsennél kísérleti, *Horstmann*-nál elméleti kémiát tanult. Ezek az adatok újabb részletekkel szolgálnak Eötvös tudományos pályájának kezdeteiről.

A Henk Kubbinga által újra felfedezett dokumentumokat az e-EPS tudósítása szerint 2020. január 23-án mutatták be hivatalosan a Heidelbergi Egyetem aulája előtt.

¹ <https://www.eps.org/blogpost/751263/340210/Roland-Eotvos-1848-1919--new-souvenirs>

² Radnai Gyula, in: *Eötvös Loránd emlékalbum*.

Lendvai János
Lendvai János
főszerkesztő

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

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:
Lendvai János

Szerkesztőbizottság:

Biró László Péter, Czitrovszky Aladár, Füstöss László, Gyürky György, Hebling János, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Koppa Pál, Ormos Pál, Papp Katalin, Simon Ferenc, Simon Péter, Sükösd Csaba, Szabados László, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

Műszaki szerkesztő:
Kármán Tamás

A folyóirat e-mailcíme:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A beküldött tudományos, ismeretterjesztő és fizikatanítási cikkek a Szerkesztőbizottság, illetve az általa felkért, a témában elismert szakértő jóváhagyó véleménye után jelenhetnek meg.

A folyóirat honlapja:

<http://www.fizikaiszemle.hu>



A címlapon:

A XIII. Nemzetközi Csillagászati és Asztrofizikai Diákolimpia éjszakai távcsöves fordulója (fotó: Vízió Budapest Tudománykommunikációs Ügynökség).

TARTALOM

- Lendvai János:* Eötvös-dokumentumok a Heidelbergi Egyetemen 37
- Csedreki László, Gyürky György, Kiss Gábor Gyula:* Az asztrofizikai s-folyamat és a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció 39
A cikk a nebez elemek kialakulásának egyik fő folyamatát, az úgynevezett asztrofizikai s-folyamatot ismerteti.
- Dálya Gergely:* Mit tanultunk az Univerzumról a gravitációs hullámok legújabb megfigyelési időszakában? 45
Az írás a 2019. április 1-jén indult harmadik megfigyelési időszak októberig tartó szakaszának eredményeit tekinti át.
- Salamon Péter, Éber Nándor, Buka Ágnes:* Hangolható optikai örvények keltése önszerveződő topológiai defektrácsokkal nematikus folyadékkrisztályban 47
A cikkben bemutatott eredményekkel arra kívántak választ adni, hogy miként használhatók a defektrácsok optikai örvények keltésére, és milyen előnyei lehetnek e módszernek.
- Kovács Róbert:* A belső változók szerepe a nemegyensúlyi termodinamikában 54
Az irreverzibilis termodinamika bizonyos kiterjesztései alkalmasak lehetnek mérnöki gyakorlat szempontjából is fontos, mikroszkopikus elméleti képpel is alátámasztott folyamatok modellezésére
- Begala Marcell, Kunné Sobler Dorottya:* A ^{32}Mg atommag szerkezetének vizsgálata egyproton-kilökéses reakcióban 57
Az OTDK-n díjazott munkákat bemutató sorozatunk ezen írása a vizsgált atommag új átmeneteit ismerteti, melyeket az egyproton-kilökéses reakcióban kapott adatok elemzése alapján határoztak meg.

A FIZIKA TANÍTÁSA

- Szkladányi András:* Pontszerű töltés mozgásának számítógépes modellezése sztatikus elektromos és mágneses mezőben 62
A diákok által otthon is könnyen használható számítógépes szimuláció a 3-dimenziós térben szemlélteti egy mozgó, pontszerű, elektromos töltés pályáját különféle sztatikus elektromos és mágneses mezők jelenlétében.
- Szalai Tamás:* Fialat asztrofizikusok a Balaton partján 2019-ben Magyarország adott otthont a XIII. Nemzetközi Csillagászati és Asztrofizikai Diákolimpiának 65
- Komáromi Annamária:* A torziós ingától az űrgravimetriáig 71
Az űrgravimetriai mérések egy diákok által megvalósított modellje

HÍREK – ESEMÉNYEK

- Pacher Pál:* Marx Györgyné Koczkás Edit (1927–2019) 72

www.fizikaiszemle.hu/mellekletek

Bartos-Elekes István: Fedezzük fel az elektromágneses indukciót!

J. Lendvai: (Re)discovered Eötvös files in the Ruprecht-Karls University, Heidelberg
L. Csedreki, Gy. Gyürky, G. Gy. Kiss: The astrophysical s-process and the $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reaction

G. Dálya: What did we learn about the Universe during the latest observation of gravitational waves?

P. Salamon, N. Éber, Á. Buka: Generation of tunable optical vortices by self-organizing topological defect lattices in nematic liquid crystal

R. Kovács: The role of internal variables in extended non-equilibrium thermodynamics

M. Begala, D. Kun-Sobler: Investigation of the structure of the ^{32}Mg nucleus in a 1p emission reaction

TEACHING PHYSICS

A. Szkladányi: Computer modeling of point charge motion in static electric and magnetic fields

T. Szalai: Young Astrophysicists at the Lake Balaton – Report on XIII. International Astronomical and Astrophysical Student Olympiad

A. Komáromi: From the torsion pendulum to space gravimetry

EVENTS, www.fizikaiszemle.hu/mellekletek

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



AZ ASZTROFIZIKAI S-FOLYAMAT ÉS

A $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ REAKCIÓ

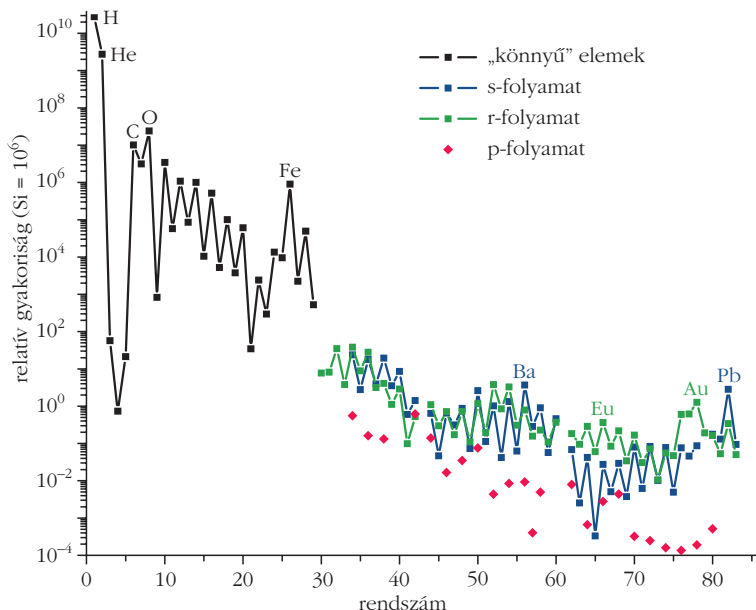
Csedreki László,^{1,2} Gyürky György,² Kiss Gábor Gyula²

¹INFN Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Olaszország

²Atommagkutató Intézet, Debrecen

A természetben megtalálható majdnem száz különböző kémiai elem messze nem azonos mennyiségben építi fel világunkat. Olyannyira így van ez, hogy a leggyakoribb és legritkább elemek előfordulási arányai között nem kevesebb, mint 13 nagyságrendkülönbség tapasztalható. Az elemek naprendszerbeli előfordulási arányait szemlélteti az 1. ábra, ahol a gyakoriságokat a rendszám függvényében ábrázoltuk – szokásos módon – a szilíciumra normalva.

A tapasztalt gyakoriságeloszlás adja a kulcsot az elemek keletkezési folyamatainak megértéséhez, ami – a csillagok energiatermelési folyamatainak kutatása mellett – életre hívta a nukleáris asztrofizika tudományát. Az elmúlt bő fél évszázad kutatásai alapján ma már nagy vonalakban értjük azokat a folyamatokat, amelyek az ábrázolt gyakoriságeloszlás kialakulásához vezettek. A részletek kidolgozása, valamint több megoldatlan probléma azonban még további kutatásokat igényel. A számos folya-



1. ábra. A Naprendszer felépítő kémiai elemek gyakorisága (a nehéz elemek esetén a három fő folyamat járuléka külön jelölve).

Az írás a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás további eredményekkel kibővített változata.

Ezen közlemény megjelenését az NKFIH (PD129060, NN128072), az Új Nemzeti Kiválóság Program (ÚNKP-19-4-DE-65) támogatta. Kiss G. Gy. ezúton szeretné megköszönni a Bolyai János Kutatási Ösztöndíj támogatását.



Csedreki László fizikus (Debreceni Egyetem, 2009; PhD-fokozat, 2015: témája magreakció-hatáskeresztmetszetek meghatározása elsősorban ionnyaláb-analitikai módszerek alkalmazásaihoz), az Atomki munkatársa 2016-tól posztdoktorként dolgozik az INFN-LNGS intézetben a LUNA nemzetközi együttműködés keretében működte-tett föld alatti gyorsító laboratóriumban. Kutatási területe a könnyű magokon végbemenő, asztrofizikailag releváns reakciók vizsgálata.



Gyürky György fizikus, az MTA doktora, az Atomki tudományos tanácsadója. Kutatási területe a kísérleti nukleáris asztrofizika. E tématerületen belül kiemelten foglalkozik a nehéz, protongazdag izotópok szintéziséért felelős p-folyamat magreakcióival. E munkáját az European Research Council pályázata is támogatta. Emellett részt vesz a LUNA nemzetközi együttműködés munkájában, ahol a világon egyedülálló, föld alatti gyorsítóval vizsgálják az asztrofizikailag fontos reakciókat.

mat közül, amelyek szükségesek a tapasztalt gyakoriságok leírásához, cikkünkben a nehéz elemek kialakulásának egyik fő folyamatát, az úgynevezett asztrofizikai s-folyamatot ismertetjük. A folyamat bemutatásán túl két konkrét kísérlet példáján keresztül bemutatjuk azt is, hogy milyen kutatások szükségesek a nehéz elemek keletkezésének jobb megértéséhez.

S-folyamat: nehéz elemek keletkezése lassú neutronbefogással

Lássuk részletesebben az 1. ábra jellegzetességeit! A Naprendszer anyagának mintegy 98%-a hidrogén és hélium. Ez az a két elem, ami az Ősrobbanásban keletkezett és fiatal Világegyetemünknek még mindig legfontosabb alkotói. Az alacsony gyakoriságú Li, Be



Kiss Gábor Gyula Junior Prima-díjas fizikus, az ATOMKI tudományos főmunkatársa, a vasnál nehezebb elemek keletkezésének kutatója. 2008-ban szerzett PhD fokozatot, majd az olaszországi INFN-LNS kutatóintézetben az s-folyamat neutrontermelő reakcióit vizsgálta. Hazatérve a nehéz, protongazdag magok keletkezésében szerepet játszó magreakciókat tanulmányozta. 2014-től a japán RIKEN Nishina Center vendégkutatója, témavezető, a késő neutron- és protonkibocsátás asztrofizikai szerepét vizsgálja.

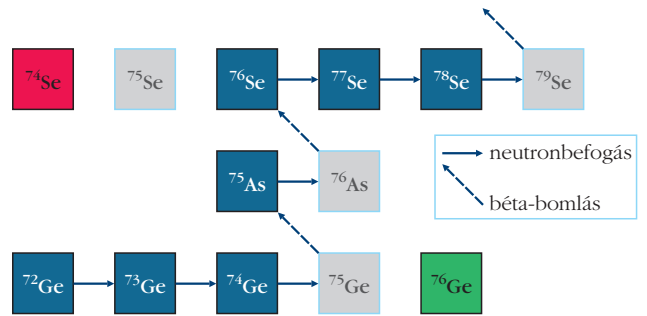
és B főként kozmikus sugárzás által kiváltott magreakcióban keletkeznek a csillagközi térben. Minden más elem – a széntől egészen az uránig – a csillagok belsejében, a csillagfejlődés különböző folyamataiban jön létre.

A széntől a nehezebb elemek felé haladva a gyakorisággörbén egy jellegzetes csökkenés, majd a vas környékén egy látványos maximum figyelhető meg. Az e tartományban található elemek a csillagok energiatermelési folyamatai során, fúziós reakciókban fokozatosan jönnek létre a nehezebb elemek felé haladó irányban. A vas csoport környéki elemeknél találjuk azokat az izotópokat, amelyek atommagjai a legmélyebben kötöttek, így keletkezésük jelenti egy csillag energiatermelésének végállomását. A vasnál nehezebb elemek keletkezése nem jár energiafelszabadulással, így azok valamilyen másodlagos folyamatban jöhetnek csak létre, ami nem járul hozzá a csillag energiatermeléséhez.

Némi leegyszerűsítéssel élve a nehéz elemek három jól elkülöníthető folyamatban keletkeznek. Ezek hozzájárulását külön tüntettük fel az ábrán. A pirossal jelölt izotópokat a ritka izotópokat jelölik, amelyek az asztrofizikai p-folyamatban keletkeznek. Erről már olvashattak a *Fizikai Szemle* hasábjain [1], így erre most nem térünk ki részletesebben, mindössze annyit jegyzünk meg, hogy ezek az izotópok az adott kémiai elemek neutronban legszegényebb izotópjai, amelyek nem jöhetnek létre a következőkben tárgyalt s- és r-folyamatokkal.

Atommagok, azaz töltött részecskék között zajló fúziós reakciók nemcsak azért nem hozhatnak létre nehéz elemeket, mert a vas csoport fölött ezek a reakciók nem járnak energiafelszabadulással. A másik ok, hogy a növekvő rendszámmal a magok közötti elektromos taszítás is nő, így a csillagok hőmérséklete által megszabott, mélyen Coulomb-gát alatti energiákon a magreakciók hatáskeresztmetszete túlságosan alacsony. Fúziós reakciókkal nem lehetne megmagyarázni a nehéz elemek tapasztalt gyakoriságát. Az elektromosan semleges neutronok esetén azonban a Coulomb-gát nem jelent akadályt, így neutronbefogási reakciók révén, az alább részletezett módon, eljuthatunk a nehezebb elemek felé. Jelenlegi ismereteink szerint a nehézelem-szintézisben – bár a részletek bonyolultak – alapvetően két jól elkülönülő, neutronbefogáson alapuló folyamat játssza a szerepet. Ezek az asztrofizikai s- és r-folyamatok. A kezdőbetűk az angol slow és rapid [2], azaz lassú és gyors szavakból származnak, amelyek az egymást követő neutronbefogások időskáláját jellemzik.

Nézzük a cikk témáját adó s-folyamatot! Ha egy csillag plazmája tartalmazza például a vas izotópjait, valamint vannak szabad neutronok (ez utóbbiak eredetéről még bővebben lesz szó), akkor vas atommagokon neutronbefogási reakciók során neutronban egyre gazdagabb vasizotópok állnak elő egészen addig, amíg a folyamat egy radioaktív izotópot hoz létre. Ebből béta-bomlással kobalt keletkezik, ami ezután újabb neutronot foghat be. A sorozatos neutronbefogás



2. ábra. Az s-folyamat útja a Ge-As-Se elemek tartományában. Szürke szín jelöli a radioaktív izotópokat, pirossal a csak p-folyamattal, zölddel pedig a csak r-folyamattal keletkező izotóp látható. A késsel jelölt izotópokat az s-folyamat hozza létre. Ez utóbbiak közül néhányhoz az r-folyamat is ad hozzájárulást.

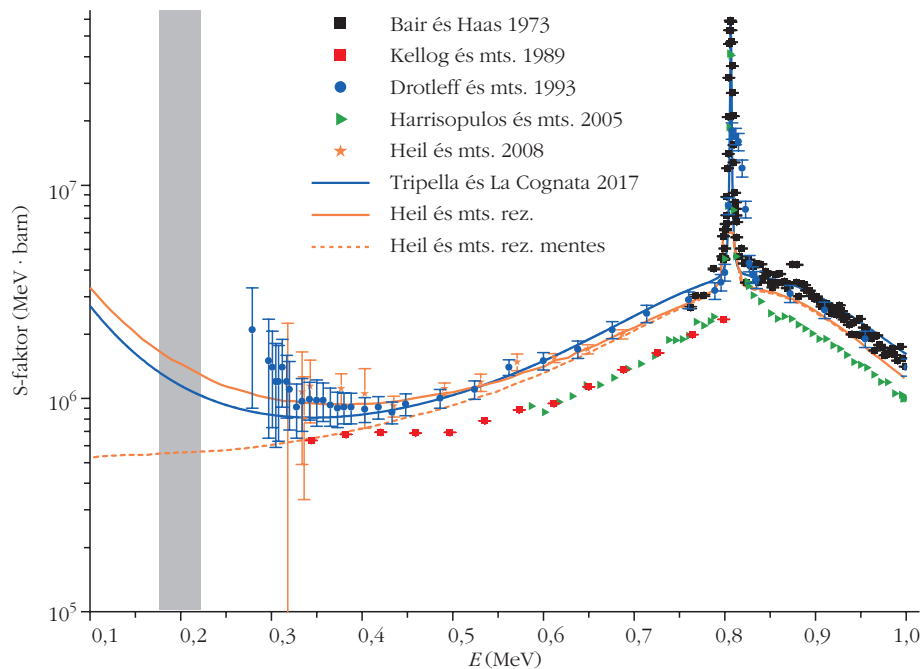
sok és béta-bomlások folyamata folytatódik a nehezebb elemek irányába. A 2. ábra szemlélteti a folyamatot a Ge-As-Se elemek példaként kiválasztott tartományában.

Az s-folyamat jellegzetessége, hogy a neutronbefogások olyan lassan követik egymást, hogy a keletkező radioaktív izotópnak jellemzően van ideje elbomlani, mielőtt a következő reakció bekövetkezne. Így a folyamat az atommagok stabilitási völgye mentén építi fel az elemeket [3]. Az ábrán kék színnel jelöljük azokat az izotópokat, amelyeket ily módon hoz létre az s-folyamat. A szürke színűek radioaktív izotópok, ezek bomlása vezet a nagyobb rendszámú elemek felé.

Pirossal és zölddel ábrázoltuk azon proton-, illetve neutrongazdag izotópokat, amelyeket elkerül az s-folyamat. A protongazdag (az ábra esetén ^{74}Se) izotóp a fent említett p-folyamatban jön létre [1]. A neutrongazdag (^{76}Ge) izotóp pedig az r-folyamatban. Az r-folyamat az s-folyamathoz hasonlóan szintén neutronbefogások sorozatával hozza létre a nehezebb elemek izotópjait. A különbség az, hogy az r-folyamat esetén a neutronbefogások olyan gyorsan követik egymást, hogy a béta-bomlásnak „nincs ideje” visszatéríteni a folyamatot a stabil magok közelébe. Így az r-folyamat a magtérkép erősen neutrongazdag oldalán, rövid életű izotópok közelében zajlik. Majd az így létrejött izotópok sorozatos béta-bomlásokkal hozzák létre a neutrongazdag, stabil izotópokat. Sok olyan izotóp van, amelynek keletkezéséhez mind az s-, mind az r-folyamat ad hozzájárulást, így az ábrán késsel jelölt izotópok közül is néhányhoz. Az r-folyamat részleteit ebben a cikkben nem tárgyaljuk.

A 2. ábrán bemutatotthoz hasonlóan zajlik az s-folyamat a nehéz elemek teljes tartományában a vas csoporttól egészen a ^{209}Bi -ig, a természetben található legnehezebb stabil izotópig. ^{209}Bi után a további neutronbefogás már alfa-bomló izotópot eredményez, vagyis a folyamat egy zárt ciklusba jutva nem haladhat tovább a nehezebb elemek felé.

Az 1. ábrán az is jól megfigyelhető, hogy az s- és r-folyamatok hozzávetőleg azonos mértékben járulnak hozzá a nehéz elemek gyakoriságához (a p-folyamat hozzájárulása ezekhez képest elhanyagolható). Vannak azonban elemek, amelyek dominánsan vagy az egyik, vagy a másik folyamatban keletkeznek. Ilye-



3. ábra. A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ magreakció kísérleti vizsgálatának hatáskeresztmetszet-adataiból származtatott úgynevezett asztrofizikai S-faktor,¹ illetve az ezen adatokon alapuló elméleti (R-mátrix) extrapoláció. Az asztrofizikai szempontból releváns energiatartományt a szürke sáv jelöli, a kék és narancssárga folytonos vonal a reakcióküszöb környéki rezonancia figyelembe vételével készült, míg a narancssárga szaggatott vonal figyelmen kívül hagyja a rezonancia hatását [5].

nek például az ábrán is jelölt Ba és Pb (s-folyamat), vagy Eu és Au (r-folyamat). Ezen elemek megfigyelése különböző csillagok spektrumában információt ad a folyamatok lejátszódásának helyszínéről és körülményeiről.

A szabad neutron nem stabil részecske, béta-bomlással protonná alakul. Így az s-folyamathoz szükséges neutronokat folyamatosan meg kell termelni a csillag belsejében. A csillagfejlődés bizonyos szakaszaiban olyan reakciók játszódnak le, amelyek neutronkibocsátással járnak. A csillag anyagában az – esetleg korábbi generációs csillagokban megtermelt – vason ezen neutronok befogódása elindíthatja az s-folyamatot. A két legfontosabb reakció, ami biztosítja a szükséges neutronokat a ^{13}C és ^{22}Ne atommagok alfa-részecskéik által indukált reakciója, azaz a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ és $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Cikkünk további részében a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció szerepéről, illetve kísérleti vizsgálatáról lesz szó.

A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ magreakció AGB csillagokban

A s-folyamattal termelt izotópok széles tartományának gyakoriságeloszlása viszonylag jól leírható mindössze egyetlen csillagfejlődési eseménnyel. A Nap tömegénél mintegy 2-3-szor nagyobb tömegű csillagok fejlődésük vége felé a vörös óriás csillagok egyik jellegzetes stádiumán mennek át, ilyenkor AGB (Asymptotic Giant

Branch) csillagként hivatkozunk rájuk. Az ilyen csillagok alább részletezett rétegeiben játszódik le az a reakció, ami a neutronokat biztosítja az s-folyamathoz. E reakció sebességének pontos ismerete szükséges ahhoz, hogy megbízhatóan modellezhessük az s-folyamatot és kiszámíthassuk a kialakult nehéz elemek gyakoriságát. A reakciósebességet a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ hatáskeresztmetszetének ismeretében tudjuk kiszámítani.

Az AGB csillagokban a héliumfúzió vagy „héliumégés” a szén-oxigén magot körülvevő héjban periodikusan ismétlődve megy végbe. A szükséges hélium a hidrogénégés révén folyamatosan termelődik, a kritikus sűrűséget elérve a héliumégés folyamata belobban és a felszabaduló energia hatására a csillag felfúvódik, majd a hélium „üzemanyag” elfogy-

tával a csillag újra összeáll és folytatódik a hidrogénégés. Egy-egy ilyen esemény néhány tíz évig tart, majd néhány ezer évente megismétlődik.

Felfúvódása során az AGB csillag anyaga részben összekeveredik. A mélyebb rétegekbe kerülő hidrogént a ^{12}C magok befogják, ^{13}N keletkezik, amely béta-bomlása ^{13}C magra vezet. Modellszámítások szerint ^{13}C magban gazdag vékony rétegek (az angol terminológia szerint úgynevezett „zsebek”) jönnek létre, ahol a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció révén keletkező neutronokat a kis mennyiségben jelenlévő vascsoportelemek atommagjai nagy hatékonysággal befogják, felépítve a nehéz s magokat.

Az AGB csillagokat jellemző hőmérsékletek esetén a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció releváns energiatartománya, az úgynevezett Gamow-ablak, 140 és 230 keV között található. Az elmúlt évtizedek során számos kísérletet végeztek a reakció hatáskeresztmetszetének meghatározása céljából, azonban kísérleti adat csak jelentősen magasabb energián áll rendelkezésre, ráadásul nagy bizonytalansággal terhelve. Az e mérésekből nyert hatáskeresztmetszetek releváns energiatartományba való extrapolálását megnehezíti a létrejövő ^{17}O közbelső magban a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció küszöbe környékén található széles rezonancia, amelynek paramétere ismeretlenek, viszont e rezonancia minden bizonnyal meghatározza, illetve jelentősen befolyásolja a reakció AGB csillagbeli sebességét [4]. A reakció korábbi vizsgálatainak eredményei, illetve ezen adatokon alapuló extrapoláció a 3. ábrán látható.

A reakcióküszöbhez igen közeli, széles rezonancia hatása a reakció Gamow-ablakbeli viselkedésére két módon határozható meg. Közvetett mérési módszerek

¹ Az asztrofizikai S-faktor, a hatáskeresztmetszetből származtatott mennyiség, amely azonban független az alagúteffektus valószínűségének erős energiatartományától, ezáltal extrapolációra alkalmasabb.

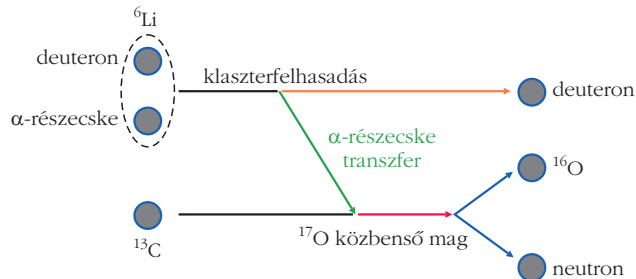
segítségével megvizsgálhatjuk a rezonancia paramétereit, illetve direkt hatáskeresztmetszet-mérésekkel megközelíthetjük a kívánt energiatartományt. Ezt követően az adatokat extrapoláljuk, és amennyiben sikerül megfelelően alacsony energiákon nagy pontosságú adatokat mérni, a rezonancia paramétereire megszorítás tehető. A két különböző kísérleti technikával nyert eredmények igen különböző szisztematikus hibával terheltek, így – a nagyobb pontosság elérése céljából – indokolt a reakció vizsgálatát több eljárás alkalmazásával kivitelezni. Ilyen méréseket, amelyben az ATOMKI kutatói kulcsszerepet játszottak, mutatunk be a következőkben.

Közvetett mérési eljárások és a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció-hatáskeresztmetszet meghatározása

A kísérleti nukleáris asztrofizika legnagyobb kihívása, hogy a Gamow-ablakban a magreakciók hatáskeresztmetszete extrém alacsony, tipikusan 10^{-9} – 10^{-12} barn nagyságrendű. Ilyen alacsony hatáskeresztmetszetek közvetlen mérése a rendelkezésre álló kísérleti eljárásokkal gyakran lehetetlen. Ezen esetekben a magasabb energiákon mért adatok extrapolálásával igyekszünk információkat nyerni a reakció Gamow-ablakbeli viselkedéséről. Az extrapolációt azonban megnehezíti, hogy az előforduló – esetenként gyenge, illetve reakcióküszöb közeli – rezonanciák hatását is figyelembe kell venni.²

A fent leírt kísérleti kihívások megoldására egy lehetséges megoldás a közvetett mérési eljárások alkalmazása. Az elmúlt két-három évtizedben számos magreakció-elméleten alapuló módszer, például Coulomb-disszociáció, aszimptotikus normalizációs eljárás (ANC) és trójai faló technika (THM) fejlesztettek ki és alkalmaztak sikeresen. Ezen eljárásokban közös, hogy az asztrofizikai szempontból releváns magreakció helyett egy másik, elméleti megfontolások alapján választott magreakciót vizsgálunk kísérletileg, majd a mérés eredményeként nyert adatok és a reakciómodellek segítségével nyerünk információt a ténylegesen fontos reakcióról. A megnevezett három kísérleti eljárás további sajátossága, hogy úgynevezett felhasadási (break-up) reakciókat tanulmányozunk, amelyek hatáskeresztmetszete sokszorosa a vizsgálandó reakciónak. A releváns energiatartomány így tehát elérhető, az adatok extrapolálására nincs szükség.

A THM eljárás alkalmazása esetén is transzfer reakciót vizsgálunk. Cél tárgyunkat klaszterszerkezetű atommagok (például a protonból és neutronból álló deuteron, a deuteron és proton felépítésű ^3He mag, illetve az α -részecske és deuteron klaszterekből álló ^6Li mag) alkotta ionnyalábbal bombázzuk. Az erős kölcsönhatás terében a klaszterszerkezet felhasad és a céltárgymag befogja a klaszterszerkezetű magot alko-



4. ábra. A THM technikával végzett mérések elvének szemléltetése. Az α -részecske és deuteron klaszterből álló, lazán kötött ^6Li atommag a ^{13}C mag terében felhasad, az α -részecske és a ^{13}C mag együtt ^{17}O közbenső magot hoz létre, amely neutronra és ^{16}O magra esik szét. Amennyiben az α -részecske-transzfer során a momentumátadás minimális volt, tehát a reakció úgynevezett kvázi-szabad kinematikai feltétellel ment végbe, a kimenő csatorna két részecskéjének (méréstechnikai megfontolások miatt a deuteronnak és a ^{16}O mag-nak) coincidenciában való mérésével információt nyerhetünk az asztrofizikailag fontos $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció alacsonyenergiás viselkedésére.

tó egyik nukleoncsomót, létrehozva – esetünkben a ^{17}O – közbenső magot, amely neutronra és ^{16}O magra eshet szét. A reakciómechanizmust sematikusan a 4. ábrán mutatjuk be. Amennyiben az α -részecske-transzfer elhanyagolhatóan alacsony momentumátadással járt, azaz a reakció *kvázi-szabad* módon [6] megy végbe, a kimenő csatornában található bármely két részecske momentumának és energiájának együttes mérésével a háromrészecske-reakció kinematikája rekonstruálható, azaz a coincidenciahozamok és a kibocsátás relatív szögeinek felhasználásával információt nyerhetünk a reakció hatáskeresztmetszet-energia függvényéről.

A kísérlet során, amelyet az Egyesült Államok-beli Floridai Állami Egyetemen található szupravezető lineáris gyorsító segítségével végeztünk el, ^{13}C céltárgyat bombáztunk $E = 7,82$ MeV energiájú ^6Li magokkal. A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció küszöbe alatt található rezonancia paramétereit a $^{13}\text{C}(^6\text{Li}, n)^{16}\text{O}$ d háromrészecske-reakció első lépéseként létrejövő ^{17}O közbenső mag szétválása során kibocsátott deuteron és ^{16}O magok coincidenciában való mérésével határoztuk meg. A kísérlet elvégzéséhez 3 darab pozícióérzékeny szilícium ΔE -E teleszkópot és 2 darab pozícióérzékeny szilícium E-detektort használtunk. A szórókamra jobb oldalán elhelyezett, együttesen a 3° – 44° szögtartományt lefedő ΔE -E detektorokkal a deuteronmagokat azonosítottuk,³ illetve hozamukat mértük a kibocsátás szögének függvényében. A nyaláb irányára szimmetrikusan a kamra másik oldalán elhelyezett, együttesen a 17° – 45° szögtartományban érzékeny detektorokkal a ^{16}O magok hozamát mértük a deuteronokkal coincidenciában és kibocsátásuk szögének függvényében.

A kísérletileg meghatározott relatív energia-hatáskeresztmetszet függvényt a magasabb energiákon elvégzett direkt mérések adataival normáltuk. A mérés

² Általánosságban azonban elmondható, hogy az extrapoláció annál pontosabb, minél jobban és minél kisebb bizonytalanságú kísérleti adatokkal sikerül megközelíteni a Gamow-ablakot.

³ A vékony szilíciumdetektorokon áthaladva az atommagok rendszámukkal arányos energiát veszítenek. Tekintve, hogy igen kevés reakciócsatorna nyitott, az energiavesztés alapján az egyes reakciótermékek egyértelműen azonosíthatók.

eredményeként nyert S-faktor értéke, $S(E_{c.m.} = 100 \text{ keV}) = (5,3 \pm 0,9) \cdot 10^6 \text{ MeV barn}$, mindenképpen arra utal, hogy a küszöb környéki rezonancia meghatározó mértékben alakítja a reakció Gamow-ablakbeli viselkedését [6]. Ezen eredményünket a következőkben ismertetett direkt hatáskeresztmetszet-mérés segítségével szeretnénk megerősíteni.

A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció-hatáskeresztmetszet közvetlen mérése mély, föld alatti laboratóriumban

A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció hatáskeresztmetszete csökkenő kölcsönhatási energiával közel exponenciális függvény szerint csökken. A reakció hatáskeresztmetszete meghatározása céljából kivitelezett kísérleteket kivétel nélkül a kimenő csatornában található neutron hozamának mérésére alapozták. Az elérhető energiatarományt a neutron-háttérsugárzás korlátozza hiszen a környezetünkben található radioaktív elemek bomlása, illetve a kozmikus sugárzás müonjai együttesen olyan mértékű neutronhatteret hoznak létre a földfelszínen, ami lehetetlenné teszi a közvetlen hatáskeresztmetszet-mérést a Gamow-ablak közelében.

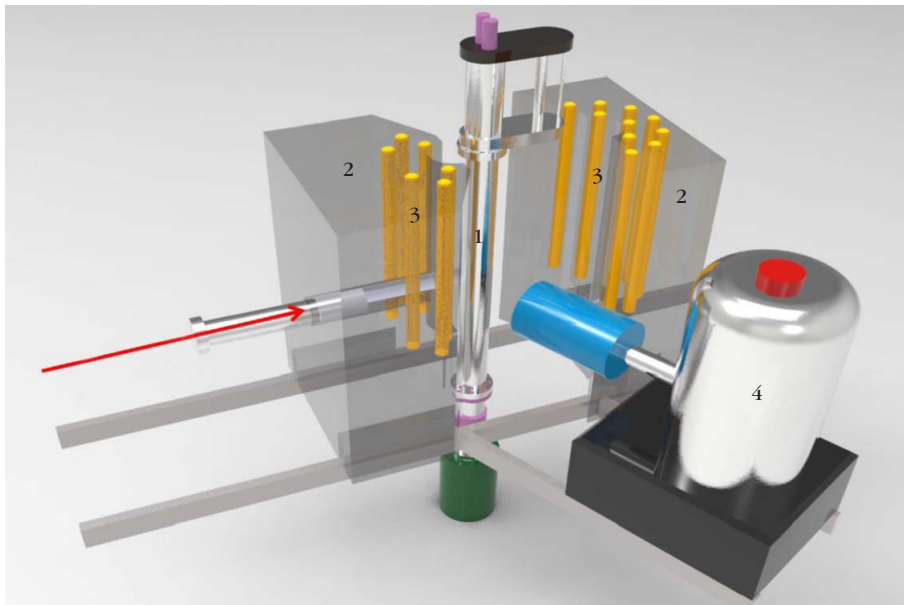
Az olaszországi Gran Sasso d'Italia hegység gyomrában található Gran Sasso-i Nemzeti Laboratóriumban (LNGS) a neutronhátter mintegy milliomod része a földfelszínen mérhetőnek, köszönhetően az 1400 méternyi (3800 méter vízzel egyenértékű) kőzet kozmikus sugárzással szembeni árnyékoló hatásának. A LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) együttműködés célja a jelenleg a világon egyetlen

mélyen a föld alatt üzemelő részecskegyorsítóval a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció hatáskeresztmetszetének a Gamow-ablakban, azaz az $E_\alpha = 180\text{--}300 \text{ keV}$ energiatarományban való közvetlen mérése. A 400 kV terminálfeszültségű LUNA400 részecskegyorsító a fenti energiatarománynak megfelelő energiájú α -részecskéket több 100 μA nyalábintenzitással, kiváló energia- és nyalábáram-stabilitás mellett képes biztosítani.

Az egy magreakcióban részt vevő magok összes nyugalmi energiájának változását a Q értékkel jellemezzük. A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció Q értéke 2215,61 keV, amiből következően a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakcióból származó neutronok E_n kinetikus energiája – az általunk vizsgált nyalábenergiák mellett – tipikusan nagyjából 2500 keV. A neutronok hozamát – hatékony lassítás, azaz moderálás után – 18 darab, ^3He gázzal töltött proporcionális számlálóból felépített neutrondetektorral mérjük. A detektor működési elve a következő: a ^3He mag a $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ magreakción keresztül nagyon nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszettel rendelkezik termikus ($E_n = 0,025 \text{ eV}$) energiájú neutronokra. Az (n,p) magreakcióban keletkezett protonok és tritonok (^3H) ionizálják a számlálócsőben lévő gázt és a létrejövő elektromos jel alapján a neutronok száma meghatározható.

A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakcióban keltett neutronok energiája nagy, így a termikus energia eléréséhez hatékony lassító közegre van szükség, ezért a számlálócsöveket $50 \times 50 \text{ cm}$ -es polietilén tömbben helyeztük el. A kísérleti elrendezés vázlata az 5. ábrán látható. A mérőkamra közepén helyezkedik el a mintatartó, amely egy időben 3 darab tantálcsepre párologtatott, ~99,9% izotóptisztaságú ^{13}C céltárgyat képes függőleges sík mentén mozgatni. A céltárgyat a debreceni

5. ábra. A $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakció direkt méréséhez használt kísérleti elrendezés vázlata. Az ábrán számokkal jeleztük a fő szerkezeti egységeket, mint a mérőkamra (1) – amelyben található a ^{13}C céltárgy, polietilén moderátor (2), ^3He gáztöltésű számlálócsövek (3) és a céltárgy tartósságának ellenőrzéséhez használt germániumdetektor (4). A céltárgyat bombázó α -részecskenyaláb útját a piros nyíl jelzi.



ATOMKI-ban készítettük, vastagságukat magreakció-rezonancia analitikai (NRRRA) módszerrel, a $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ reakció $E_p = 1750 \text{ keV}$ protonenergián lévő jól ismert rezonanciájának mérésével határoztuk meg. A céltárgy esetleges börtartalmát részecskeindukált gamma-emissziós módszerrel ellenőriztük. Erre azért van szükség, mert a $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$ reakció hatáskeresztmetszete összemérhető a $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakcióéval és emiatt – a mérések során – jelentős háttérjárulékot adhat.

A 18 darab, moderátorban függőlegesen elhelyezett proporcionális számláló közül 6 darab 25 cm hosszúságú detektort 6 cm távolságban, míg 12 darab 40 cm hosszúságú detektort a céltárgytól 11 cm-es távolságban helyeztünk el. Ezen elrendezés lehetőségét

nyújt a kibocsátott neutronok szögeloszlásának mérésére is, ami fontos járulékot adhat az adatok Gamow-ablakba történő extrapolálásához.

A céltárgyakat jellemzően 3 coulomb összesített töltséssel sugározzuk be (amely tipikusan 3 órás besugárzásnak felel meg). Az alfa-részecskék nagyfokú roncsoló hatása, illetve a céltárgy hőterhelése (400 keV és 100 μ A nyalábenergia, illetve áram esetén a hőteljesítmény például 40 Watt) miatt a céltárgy károsodhat, vastagsága csökkenhet, illetve összetétele is megváltozhat. A céltárgy monitorozását nagy tisztaságú germánium-detektorral (HPGe) a következőkben leírtak szerint végeztük. A moderátor két egymástól síneken eltávolítható félből áll. A céltárgy stabilitásának ellenőrzése céljából minden alfa-nyalábbal történő besugárzás előtt és után protonnyalábbal sugározzuk be a céltárgyat. A protonbesugárzás megkezdése előtt a detektorokat befogadó polietiléntömb szétnyitása lehetővé teszi a HPGe detektor mérőkamra felületéhez történő mozgását. A ^{13}C atomokon végbemenő $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ magreakcióból származó gamma-sugárzás hozamának mérése révén pontosan meghatározható a céltárgy ^{13}C tartalma. Az α -bombázás előtt és után kivitelezett két protonbesugárzás összehasonlítása alapján becsülni tudjuk a céltárgy mennyiségi és minőségi változását.

A nyaláb által keltett neutronhátteret a szerkezeti elemek anyagának megválasztásával és a nyalábparaméterek optimalizálásával sikerül csökkenteni. Továbbá a kísérleti elrendezést bőrral dúsított polietilénréteggel vettük körbe, ami – köszönhetően a bőr nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszetének – hatékony árnyékolásnak bizonyult. A detektor anyagában lévő alfa-bomló atomok a spektrumban folytonos hátteret hoznak létre. E zavaró hatás minimalizálásának érdekében kifejezetten alacsony hátterű mérésekhez kialakított, rozsdamentesacél-burkolatú, alacsony belső aktivitású ^3He számlálócsövek alkalmazása mellett döntöttünk. A detektor falából származó, széles energiatarományú alfa-részecskék és a mérendő neutronok által létrehozott feszültségjel alakja kissé eltérő. Ez – a proporcionális számláló kimenetén mért jelalak vizsgálata (Pulse shape discrimination, [PSD] módszer) révén – lehetőséget biztosított e háttérkomponens további csökkentésére [7].

Kísérleti szempontból az egyik legnagyobb kihívás a detektorrendszer neutrontetektálási hatásfokának meghatározása a számunkra érdekes neutronenergia-tartományban ($E_n \sim 2500$ keV). A gamma-spektroszkópiával ellentétben, nem áll rendelkezésünkre monoenergetikus neutronokat ismert fluxussal kibocsátó

neutronforrás. Ezért az ATOMKI-ban lévő Van de Graaff gyorsítón kivitelezett mérési kampányban egy alkalmasan kiválasztott magreakciót használtunk fel a detektálási hatásfok mérésére.

Az $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ reakció Q értéke $-1534,79$ keV és körülbelül $E_p \sim 2300$ keV protonenergiáig a reakció gerjesztési függvénye – amely a hatáskeresztmetszet energiafüggését írja le – rezonanciáktól mentes, ezért alkalmas 100 és 770 keV közötti energiájú, közel monoenergetikus neutronok keltésére [8, 9]. A reakcióban keletkezett ^{51}Cr atommagok $T_{1/2} \approx 27,7$ nap felezési idővel visszabomlanak a ^{51}V magra, eközben $E_\gamma = 320$ keV energiájú gamma-fotont bocsátanak ki. A gamma-fotonok utólagos számolása révén meghatározható a reakcióban keletkezett ^{51}Cr atomok és ezáltal a magreakcióban keltett neutronok száma. A gamma-fotonokat az ATOMKI alacsony hátterű mérőlaboratóriumában HPGe detektorral számláltuk.

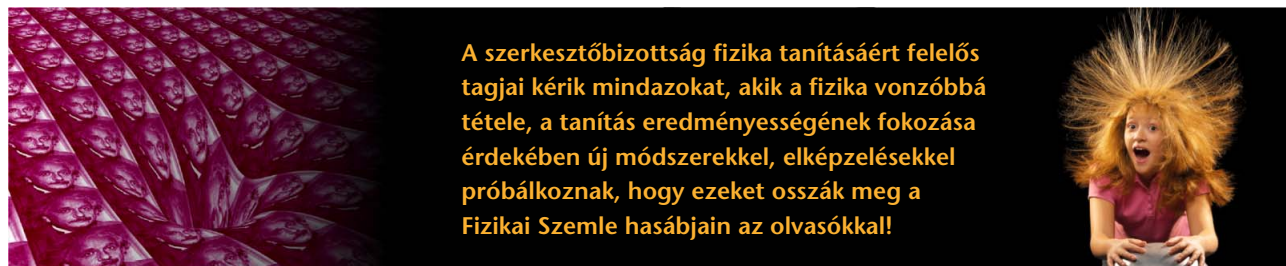
A LUNA gyorsítónál alkalmazott kísérleti elrendezés az ott uralkodó háttérviszonyokkal a világon először lehet alkalmas a $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ reakció hatáskeresztmetszetének Gamow-ablakban történő közvetlen vizsgálatára. A $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ reakció föld alatti laboratóriumbeli mérése jelenleg is tart és várhatóan 2019. év végén fejeződik be, az adatok feldolgozását követő első eredmények hamarosan várhatók.

Összefoglalás

A $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ reakció kulcsszerepet játszik a vasnál nehezebb elemek szintézisében, hiszen e reakció termeli meg az asztrofizikai s-folyamat lejátszódásához szükséges neutronok jelentős hányadát. Az s-folyamat modellek továbbfejlesztéséhez elengedhetetlen a reakció Gamow-ablakbeli viselkedésének pontosabb megértése. Cikkünkben az asztrofizikai s-folyamat nukleoszintézisben betöltött szerepét, illetve a $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ reakció vizsgálata céljából végzett kísérleteinket mutattuk be.

Irodalom

1. Gyürky Gy., *Fizikai Szemle* 60/2 (2010) 37.
2. Kiss G. Gy., *Fizikai Szemle* 67/1 (2017) 7.
3. Käppeler F. és mts., *Rev. Mod. Phys.* 83 (2011) 157.
4. Cristallo S. és mts., *The Astrophysical Journal* 859 (2018) 105.
5. Heil M. és mts., *Physical Review C* 78 (2008) 025803.
6. La Cognata M. és mts., *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 232701.
7. Balibrea-Correa J. és mts., *Nucl. Instr. and Meth. A* 906 (2018) 103.
8. Lund E. és mts., *Zeitschrift für Physik A* 294 (1980) 233.
9. Pereira J. és mts., *NIM A* 618 (2010) 275.



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 Fizikai Szemle hasábjain az olvasókkal!

MIT TANULTUNK AZ UNIVERZUMRÓL A GRAVITÁCIÓS HULLÁMOK LEGÚJABB MEGFIGYELÉSI IDŐSZAKÁBAN?

Dálya Gergely
ELTE

Albert Einstein általános relativitáselméletének egyik érdekes elméleti jóslata volt, hogy a téridő nem csak görbülni tud, hanem hullámok is terjedhetnek rajta, amelyeket gravitációs hullámoknak nevezünk. A gravitációs hullámok létezése évtizedeken át pusztán elméleti kérdés volt, mígnem 1974-ben Russell Alan Hulse és Hooton Taylor felfedeztek egy érdekes pulzárt, amelynek rádióimpulzusai a várhoz képest hol egy kicsit előbb, hol egy kicsit később érkeztek. Ezek az időbeli változások szabályos ütemben történtek, amiből a két fizikus arra következtetett, hogy a pulzár egy másik neutroncsillag körül kering. Egy ilyen kettős rendszer pedig remek lehetőséget kínált az einsteini elmélet tesztelésére, ugyanis a gravitációs hullámok kisugárzása révén energiát veszít a rendszer tagjai egyre közelebb kell kerüljenek egymáshoz, és így keringésük fel kell gyorsuljon. A kettős rendszer évtizedeken át történő megfigyelése révén sikerült bizonyítani az elméletet, amiért 1993-ban Nobel-díjban részesült a két kutató.

A gravitációs hullámok első közvetlen detektálására pedig az általános relativitáselmélet publikálása után majdnem 100 évet kellett várni. 2015. szeptember 14-én a két amerikai LIGO gravitációshullám-detektor először észlelte két fekete lyuk egymás körüli keringését és összeolvadását. A LIGO detektorok 4 km-es karhosszúságú, L-alakú, Fabry–Perot-üregekkel felszerelt Michelson-interferométerek, amelyeket az



1. ábra. A LIGO livingstoni detektorjának képe madártávlatból (forrás: LIGO Laboratory).

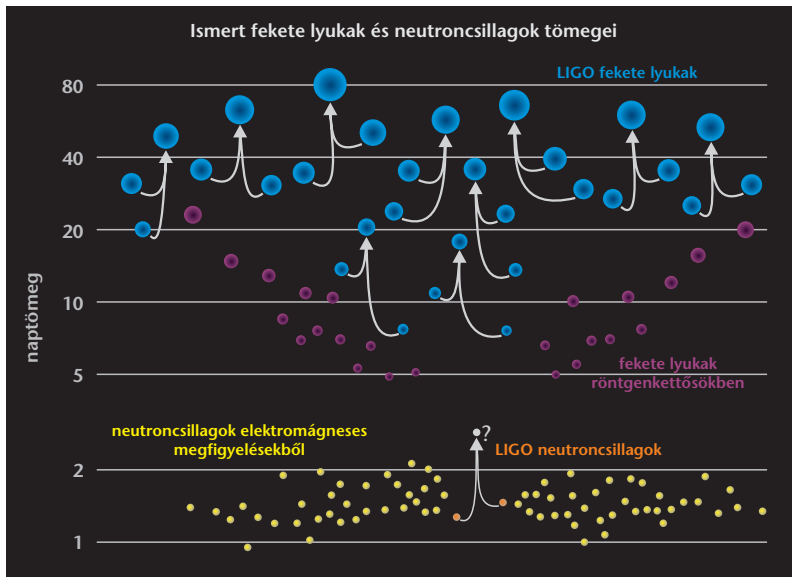
1990-es évek végén kezdtek építeni, majd a tervezett érzékenységgel 2005-ben üzemeltek először hosszabb ideig. A műszerek a Louisiana állambeli Livingstonban (1. ábra), illetve a Washington állambeli Hanfordban üzemelnek. 2008 áprilisában vette kezdetét a LIGO detektorok nagyszabású fejlesztése; az új detektorok, amelyek az Advanced LIGO (aLIGO) nevet kapták, 2014 végére készültek el, majd az ellenőrzések és tesztelések után 2015 szeptemberében indult az aLIGO első megfigyelési időszaka (O1), amely 2016 januárjáig tartott. Az első megfigyelési időszak alatt három gravitációs hullámot sikerült detektálni: az első, a felfedezés dátuma után GW150914-nek keresztelt hullám két, 29 és 36 naptömegű fekete lyuk egymás körüli keringéséből és összeolvadásából származott, 1 milliárd fényév távolságból.

Az első megfigyelési időszak után egy több, mint egy éven át tartó fejlesztési és tesztelési időszak következett, majd 2016 novemberében megnövelt érzékenységgel kezdődött meg a második megfigyelési időszak (O2), amely 2017 augusztusában ért véget. Ez az időszak több igazi áttörést is hozott a gravitációs-hullám-csillagászatban (2. ábra). Hét további fekete-lyukkettősből származó hullámot fedeztek fel, és a LIGO műszereihez 2017 augusztusában csatlakozott az olaszországi Virgo detektor is, amely 3 km hosszúságú karjaival ugyan kissé kevésbé érzékeny, mint a LIGO detektorok, azonban segítségével – ha mindhárom detektor érzékeli ugyanazt a jelet – sokkal pontosabban lehet meghatározni a forrás helyzetét az ég-

Készült a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás alapján.



Dálya Gergely az ELTE asztrofizikus PhD hallgatója. 2014 óta dolgozik a LIGO kollaboráció tagjaként a gravitációs hullámok forráslokalizációján és kozmológiai alkalmazásain. Emellett 2013 óta a magyar csillagászati és asztrofizikai diákolimpiai csapat felkészítésével foglalkozik.



2. ábra. A LIGO O2 megfigyelési időszakának végéig ismert neutroncsillagok és szteláris fekete lyukak (forrás: LIGO-Virgo / Northwestern / Frank Elavsky).

bolton. Ez a pontosság kulcsfontosságú volt 2017. augusztus 17-én, amikor először észleltek a műszerek két neutroncsillag keringéséből és összeütközéséből származó hullámokat.

A neutroncsillagok összeütközéséből a gravitációs-hullám-jelen túl elektromágneses sugárzást is várunk a színekp szinte egészében. Ennek megfelelően, a LIGO detektorok megfigyelésével szinte egyidőben a NASA Fermi űrteleszkópja is észlelt egy gamma-felvilanást. Feltéve, hogy a két esemény nem független egymástól, egy viszonylag kis égtérületet lehetett kijelölni a hullámok forrásaként. A forráshoz képesti elhelyezkedése miatt a Virgo csak kicsiny jelet rögzített, azonban még ezzel is tovább lehetett pontosítani a forrás helyét. Ezt az égtartományt ezután közel 70 földi és űrteleszkóp kezdte vizsgálni, és sikerült megtalálniuk az összeolvadás utófényét a rádió-, az infravörös, az optikai, az UV- és a röntgentartományban is. Az azonosítást segítette az ELTE-n általunk készített GLADE galaxiskatalógus is, amelyet több független felfedező is használt a lehetséges forrásgalaxisok kiválasztásához (3. ábra).

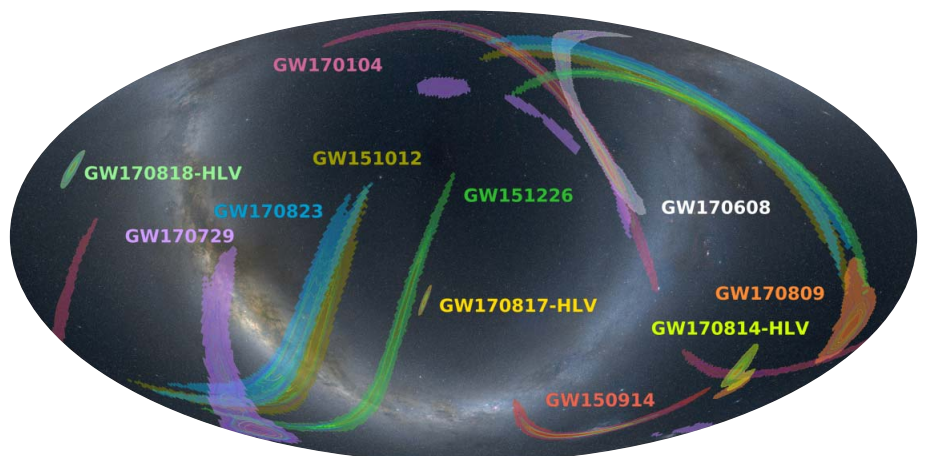
A sikeres második megfigyelési időszak után ismét egy hosszabb szünet következett, amelynek során megduplázták a lézerek teljesítményét, és lecserélték a használt tükrök nagy részét is. A fejlesztés eredményeként a LIGO detektorok érzékenysége az előző időszakhoz képest 40%-kal nőtt, míg a Virgo detektoré közel kétszerese lett. Így a 2019. április 1-jén indult harmadik megfigyelési

időszak (O3) során a rendszer jóval messzebből képes gravitációs hullámokat észlelni. Az O3 időszakot egy októberi, egy hónapos szünet szakítja meg, jelen cikk az ez előtti, O3a időszak eredményeit foglalja össze.

A LIGO harmadik megfigyelési időszakának egyik fontos újítása, hogy a riasztások – szemben a korábbi évek gyakorlatával, amikor csak az elektromágneses utófény keresésében részt vevő hivatalos partnerek juthattak hozzá az adatokhoz – immár publikusak. Így még több kutató reagálhat a riasztásokra, és még hatékonyabbá válhat az utófény keresése.

Az O3a megfigyelési időszakban – a megnövelt érzékenységnek köszönhetően – szinte minden hétre jutott egy-egy újabb észlelés. Összesen húsz gravitációs hullámot érzékeltek a detektorok fekete lyukak, három neutroncsillagok, négyet pedig egy fekete lyuk és egy neutroncsillag összeolvadásából. A források mibenlétét a tömegek alapján határozzák meg, amelyekre a gravitációs hullám formájából lehet következtetni. A tömegük alapján jól elkülönültek a fekete lyukak és a neutroncsillagok: nem észleltünk körülbelül 2 naptömeg feletti tömegű neutroncsillagot, valamint körülbelül 5 naptömeg alatti fekete lyukat, így a tömeg alapján jól el lehetett dönteni, hogy milyen égitestről is van szó. A LIGO új felfedezései azonban kezdik megdönteni azt a képet, hogy egy jól meghatározott „tömegrés” választja el a neutroncsillagokat a fekete lyukaktól. Már az O2 alatt észlelt neutroncsillag-összeolvadás (GW170817) is próbára tette ezt, ugyanis az összeolvadás után visszamaradt objektum tömege valahol 2,7 naptömeg környékén kell legyen. Az O3a időszak alatt pedig három olyan eseményt is sikerült észlelni, ahol legalább az egyik kompakt objektum tömege 3-5 naptömeg közötti volt.

3. ábra. A LIGO O1–O2 megfigyelési időszakai alatt észlelt gravitációs-hullám-jelek forrásaihoz meghatározott égtérületek, amelyeken belül történtek a kompakt objektumok összeolvadásai (forrás: LIGO-Virgo, Háttér: Axel Mellinger).



A neutroncsillag-összeolvadások elektromágneses utófényének keresésében nem volt akkora szerencsénk, mint az O2 megfigyelési időszakban, amikor egy mindössze 16 négyzetfok területű égrészre sikerült szűkíteni a forrás lehetséges helyét. A három új ilyen esemény során legalább körülbelül 500-szor ekkorák voltak a lehetséges égterületek, illetve legalább négyszer olyan messze történtek az összeolvadások, mint a GW170817 esetében, így jóval több lehetséges forrásgalaxis volt, és ezek közül egyik esetben sem sikerült egyértelműen meghatározni a forrást.

A gravitációs hullámok észlelésével a kozmológia egyik legfontosabb kérdésére is választ adhatunk. A 2000-es évek elején még viszonylag biztosak lehetünk az Univerzum tágulását meghatározó Hubble-állandó értékében, ugyanis a különböző elveken alapuló mérések hibahatáron belül ugyanazt az eredményt adták. Azonban az egyre pontosabb műszerek építésével ezek a hibahatárok lecsökkentek, és mára a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás alapján, valamint a távoli szupernóva-robbanások vizsgálatával kapott értékek között jelentős eltérést találunk. Jelenleg intenzíven kutatott kérdés, hogy a két érték közül melyik a helyes, és a másik analízis miért nem szolgáltatja ezt az eredményt?

A kérdés eldöntéséhez szükségünk van egy harmadik, az előzőktől független módszerre, amelyet a gravitációs hullámok észlelése szolgáltat. A hullám alakjából meghatározható a forrás távolsága, míg a forrásgalaxis azonosításával megmérhető annak vöröseltolódása – a két mennyiség között pedig a Hubble-állandó teremt kapcsolatot. Így a GW170817 észlelés egyedülálló lehetőséget biztosított egy független mé-

rés elvégzésére, azonban a távolság meghatározásában fellépő bizonytalanság miatt egyetlen ilyen méréssel még nem lehetett eldönteni, hogy a Hubble-állandó melyik értéke a helyes.

Azonban további forrásgalaxis-azonosítások hiányában is – egy galaxiskatalógus használatával – lehet még jobb megszorításokat adni. Ismerve a lehetséges forrásgalaxisokat és azok valószínűségét egy statisztikai módszert dolgozhatunk ki a Hubble-állandó megbecslésére akkor is, ha pusztán a gravitációshullámjelet figyeljük meg, de nem tudjuk, hogy pontosan melyik galaxisban történt az összeolvadás. Ahogy egyre több gravitációs hullámot észlelünk, néhány éven belül akár ez a módszer is feloldhatja a Hubble-állandó problémáját.

A 2020 áprilisáig tartó O3b megfigyelési időszakban számos további érdekes észlelést várhatunk, a jövőre nézve pedig nagyon biztató az is, hogy 2019. október 4-én a japán KAGRA gravitációshullám-detektort működtető kollaboráció együttműködési szerződést írt alá a LIGO-val és a Virgo-val. A KAGRA 2019 decemberében kezdi meg a méréseket, és érzékenysége ugyan eleinte jóval kisebb lesz, mint a többi detektoré, azonban a tervek szerint 2022-re eléri majd a Virgo érzékenységet, és négy detektorral jóval pontosabbá válik majd a források meghatározása. A KAGRA az eddigi detektoroktól eltérően a föld alatt épült meg, a végpontjait pedig lehűtötték, így több zajforrást is jelentősen le lehet majd csökkenteni. Várhatóan 2025-ben pedig még egy detektor csatlakozik majd a nemzetközi hálózathoz, a LIGO-India, így pedig tényleg mindennaposá válik majd a gravitációs hullámok megfigyelése.

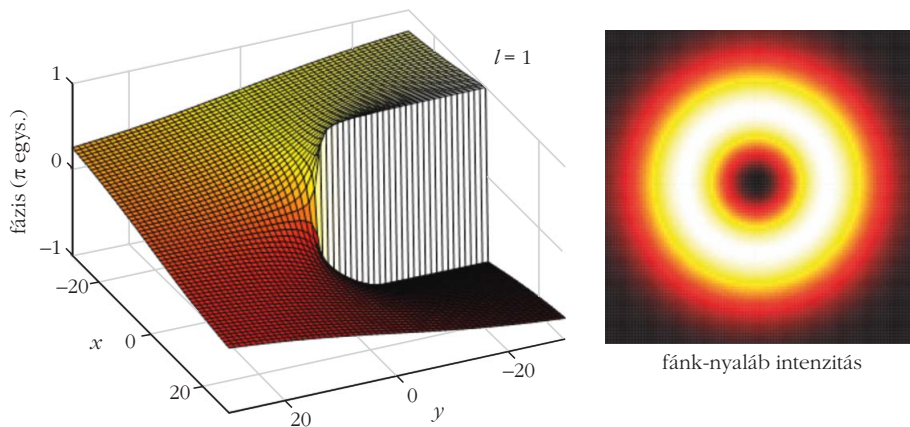
HANGOLHATÓ OPTIKAI ÖRVÉNYEK KELTÉSE ÖNSZERVEZŐDŐ TOPOLOGIAI DEFEKTRÁCSOKKAL NEMATIKUS FOLYADÉKKRISTÁLYBAN

Salamon Péter, Éber Nándor, Buka Ágnes
Wigner Fizikai Kutatóközpont

A topológiai hibahelyek vagy defektek univerzális képződmények a természetben. Ezek olyan diszkontinuitások a térben (például egy rendparaméter-térben), amelyek folytonos transzformációk által nem távolíthatók el a rendszerből. Mivel a topológiai defektek általános elvek következményei, így különféle tudományterületeken is fontos szerepet játszanak, és aktuális kutatások tárgyát képezik, például a kozmológiában, kvantumtérelméletekben vagy a szilárdtest-fizikában. A topológiai hibahelyek optikában fellépő formái az optikai örvények [1]. Optikai örvényeket olyan fénynyalábok hordoznak, amelyekben a fény fázisában

szingularitás van. A legegyszerűbb esetet úgy képzelhetjük el, hogy a fény fázisának térbeli eloszlása egy spirált képez, ami a szilárdtestekben megfigyelhető csavardiszlokációra emlékeztet. A spirál tengelye a szingularitás, amelyben a fázis nincs értelmezve és az elektromos tér nulla. Következésképpen az optikai örvények jellemzően olyan fénynyalábok formájában mutatkoznak, amelyek közepén az intenzitás nulla, ezért ezeket fánknyaláboknak vagy lyukas nyaláboknak is szokták nevezni (*1. ábra*).

Hengerszimmetrikus lézernyalábok komplex amplitúdója megadható Laguerre–Gauss-módusok (u_{pb}



1. ábra. Az $l = 1$ topológiai töltésű optikai örvény fázis- és intenzitáseloszlása.

Az optikai örvényeknek – a tisztán tudományos érdekes-ségükön túl – gyakorlati alkalmazásai is vannak. Szuperfelbontású (STED) mikroszkópokban [2] és lézercsipeszekben [3] egyaránt használják őket. Demonstrálták azt is, hogy örvénynyalábokkal részecskéket lehet csapdázni a levegőben, és azokat céltoltan mozgatni [4]. Az optikai örvény-módusokat hordozó fény – topológiai védettségének köszönhetően – stabil és zajtűrő, ezért az optikai táv-

ahol p és l paraméterek) szuperpozíciójaként. A $p = l = 0$ kombinációban hagyományos Gauss-nyalábot kapunk; $p = 0$, $l = 1$ esetén pedig a legegyszerűbb optikai örvényt, amiben a fázis a szingularitás körül egyszer fordul körbe. Az l egész számot az optikai örvény topológiai töltésének nevezzük, ami megadja, hogy a fázis a szingularitás körül hányszor fordul körbe. Az optikai örvények figyelemre méltó tulajdonsága, hogy optikai pályaperdületet hordoznak, amelynek nagysága fotononként $l\hbar$. Az örvény- vagy vortexnyalábok sötét közepükről könnyen felismerhetők, de további jellemzésükhöz interferenciakísérletek szükségesek. Egy Gauss-referenciával való interferenciájuk, a helikális fázisfrontjuk miatt spirálszerű interferenciaképet eredményez, ahol a spirálkrok száma az optikai örvény l topológiai töltésével egyezik meg.

közlési technológiákban is nagy alkalmazási potenciállal bír [5]. A csillagkoronográfiában bevezetett örvénykompenzátorok (retarderek) használatával jelentős előrelépést értek el az asztronómiai képképzésben [6]. További érdekesség, hogy egy örvénynyaláb által hordozott pályaperdület átadható egyéb objektumoknak, ezáltal például részecskék hozhatók forgásba, vagy forgatónyomatékot lehet kifejteni egy folyadékkristály orientációs terére, ami miatt az deformálódhat.

A fentiekből következik, hogy az optikai örvények minél hatékonyabb keltési módszereinek megtalálása fontos és időszerű kutatási téma. Vortexnyalábok létrehozására jelenleg kétféle fő módszert alkalmaznak. Az egyik eljárás (diffrakciós módszer) azon alapul, hogy egy villarácson való fénydiffrakció a diffraktált fényben optikai örvényeket hoz létre. A villarács egy olyan optikai rács, amiben egy éldiszlokáció található, aminek magja a bemenő hagyományos (Gauss) lézernyaláb beesési pontjával kell egybeessen. A másik módszer (direkt módszer) esetén a beeső Gauss-nyaláb egy hengerszimmetrikus fázismaszkon (vortexretarder) halad át és a kimenő fény optikai örvényt tartalmaz. A vortexretarderek kettőtörő, szilárd polimerekből készülnek és egy adott hullámhosszú fényvel használhatók. A holografikus módszer esetén a villarácsot gyakran egy térbeli fénymodulátor segítségével állítják elő, amely egy számítógép-vezérelt, pixelekből álló eszköz. Ennek véges felbontása azonban limitálja a generált optikai örvények minőségét is.

A folyadékkristályok [7] tipikusan rúd alakú molekulákból álló anizotrop folyadékok, amelyek optikai anizotrópiája és külső terekkel, illetve határfelületi

Készült a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás alapján.

A szerzők hálásak *Fumito Araoka* (RIKEN, Tokió) közreműködéséért, aki bevezetést nyújtott a cikk témakörébe. A szerzők köszönik az alábbi projektek anyagi támogatását: NKFIH FK125134, PD121019, JSPS-MTA mobilitási (NKM-49/2016).



Salamon Péter a Wigner Fizikai Kutatóközpont posztdoktori kutatója a BME-n szerzett mérnök-fizikus diplomát, majd az ELTE-n fizikusi PhD-t. Aktív kutatási érdeklődése az alábbi témakörökkel kapcsolatos: lágy anyagok fizikája, nemlineáris jelenségek, mintázatképződés, topológiai defektek, reológia és mikrofluidika anizotrop komplex rendszerekben.

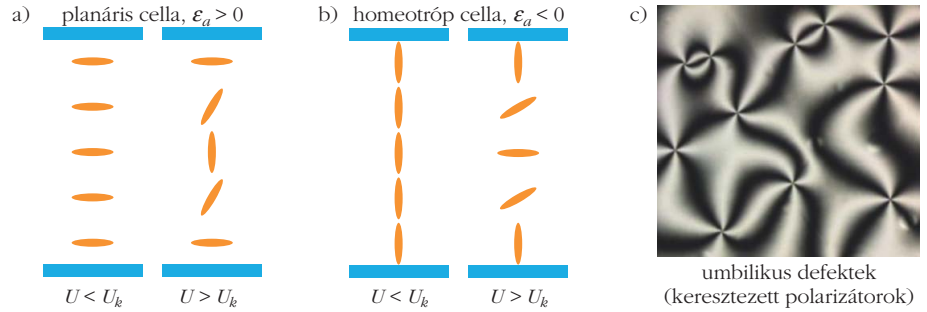


Éber Nándor, PhD a fizikai tudomány kandidátusa, a Wigner Fizikai Kutatóközpont nyugalmazott tudományos főmunkatársa az ELTE-n szerzett fizikusi diplomát. Főbb kutatási területei: folyadékkristályok elektrooptikai, elektro- és termomechanikai tulajdonságai, folyadékkristályokban elektromos térrel keltett instabilitások, valamint a folyadékkristály-mágneses nanorészecskék kompozitrendszerek.



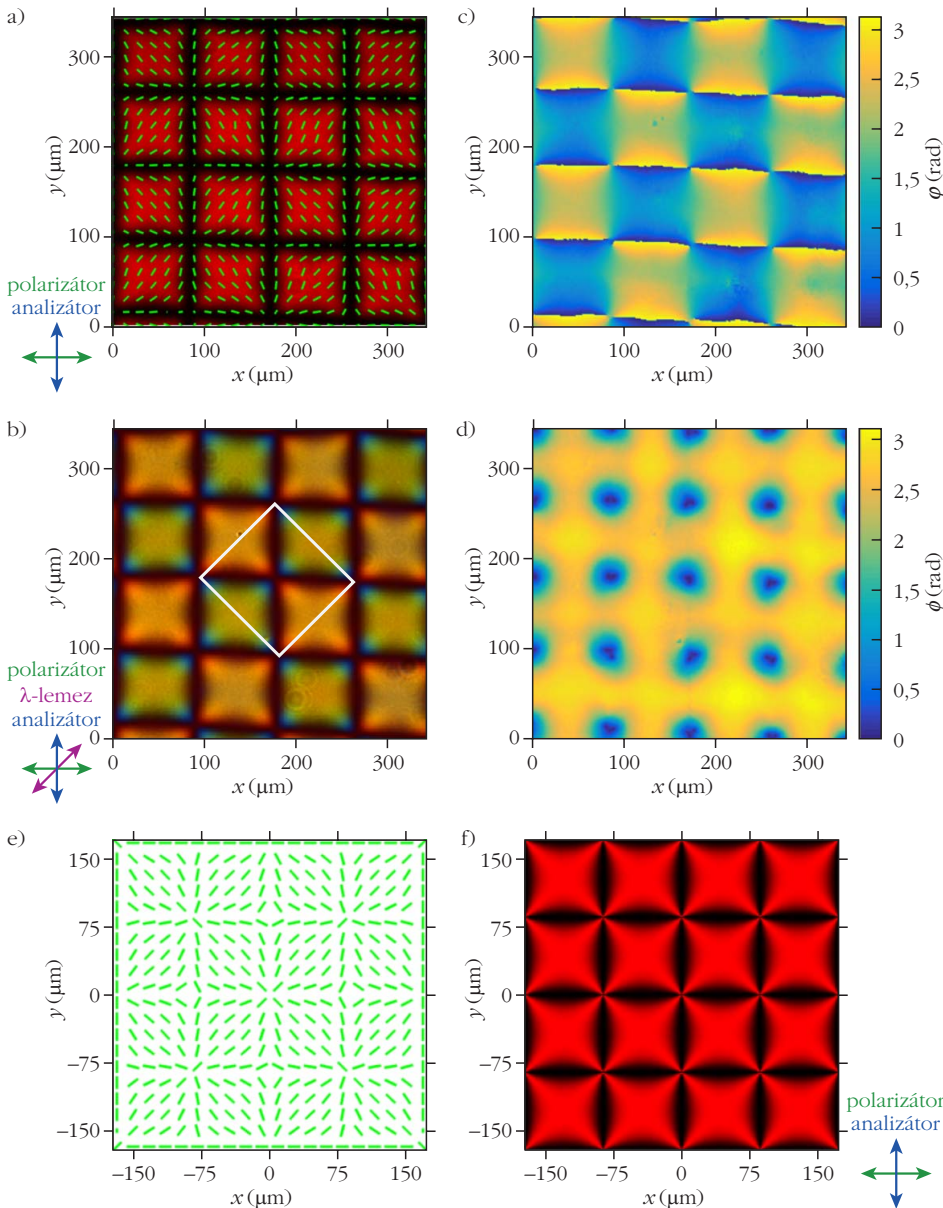
Buka Ágnes, a fizikai tudomány doktora, a Wigner FK kutató professzor emeritája, az ELTE címzetes egyetemi tanára. Kutatási területe az anizotrop folyadékok fizikája, foglalkozott elektrooptikai jelenségekkel, dielektrikus spektroszkópiával, különböző terekkel – elektromos, nyomás- és hőgradiens, nyírás – indukált mintázatképző instabilitásokkal. Jelenleg korlátozott térfogatú, különböző geometriájú felületekkel határolt folyadékkristályokban létrejövő topológiai defektekkel foglalkozik.

orientációval való rugalmas állíthatósága örvénnyalábok előállításához is előnyös tulajdonságokat jelentenek. A számos, különböző szerkezetű folyadékkristály-fázis közül a nematikus – amelyet az LCD kijelzőkben is alkalmaznak – a legismertebb. A nematikus fázisban a molekulák orientációs rendezettséggel bírnak, hossz tengelyeik lokálisan egy átlagirány, a direktor körül fluktuálnak. A direktor egy inverziós szimmetriára invariáns egységvektor, amely a térben helyről-helyre változhat: $\mathbf{n}(\mathbf{r})$. A nematikus fázis orientációs rugalmassággal rendelkezik, aminek következménye, hogy



2. ábra. Fredericksz-átmenet (a) planáris és (b) homeotrop cellában. (c) A homeotrop esetben megjelenő véletlenszerű umbilikus defektek tipikus polarizációs mikroszkópos képe.

3. ábra. (a–d) Az umbilikus defektrács szerkezete polarimetrikus és polarizációs mikroszkópos felvételek szemszélletével. (e) A 2D-modell direktortere és (f) az abból számolt polarizációs mikroszkópos kép.

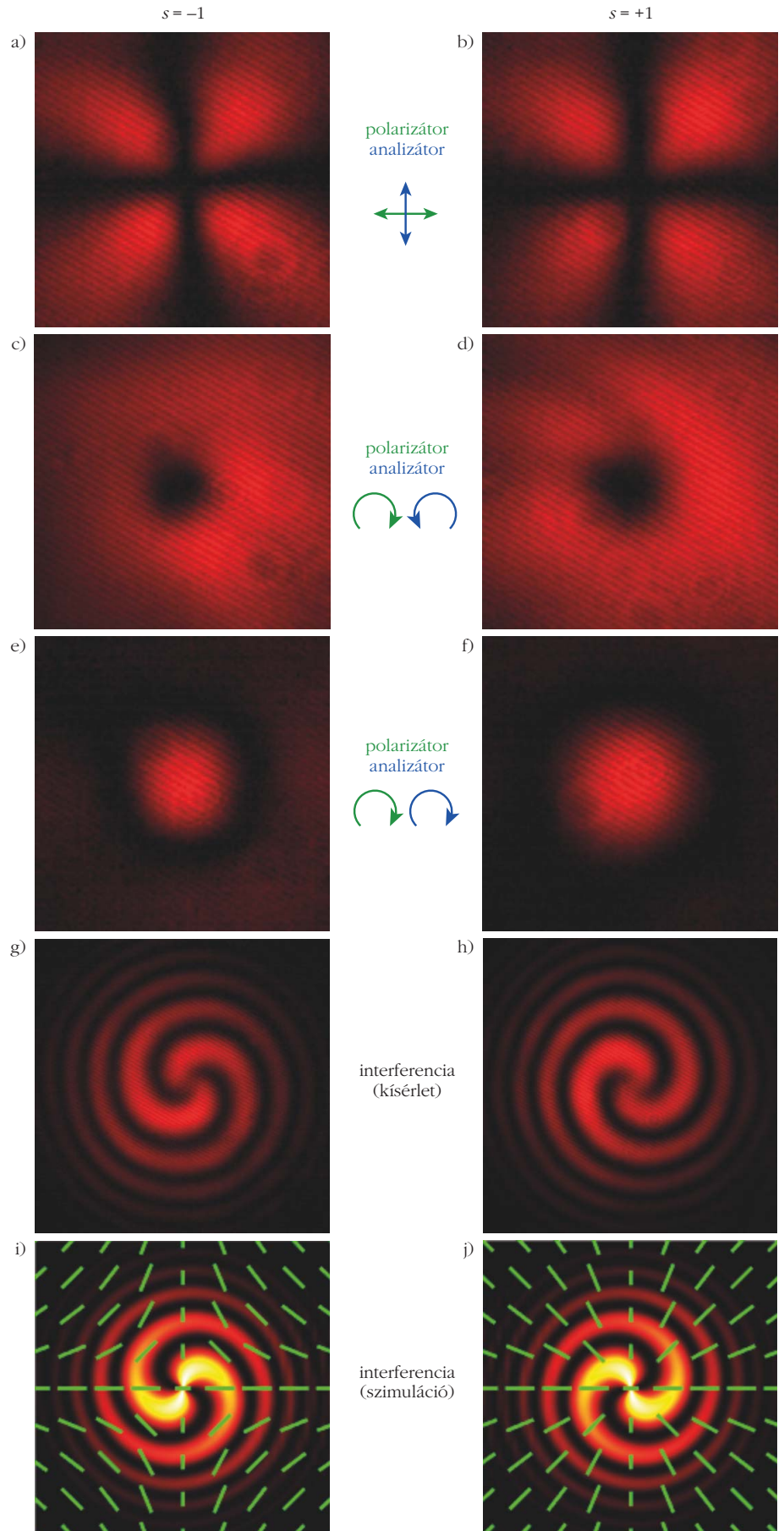


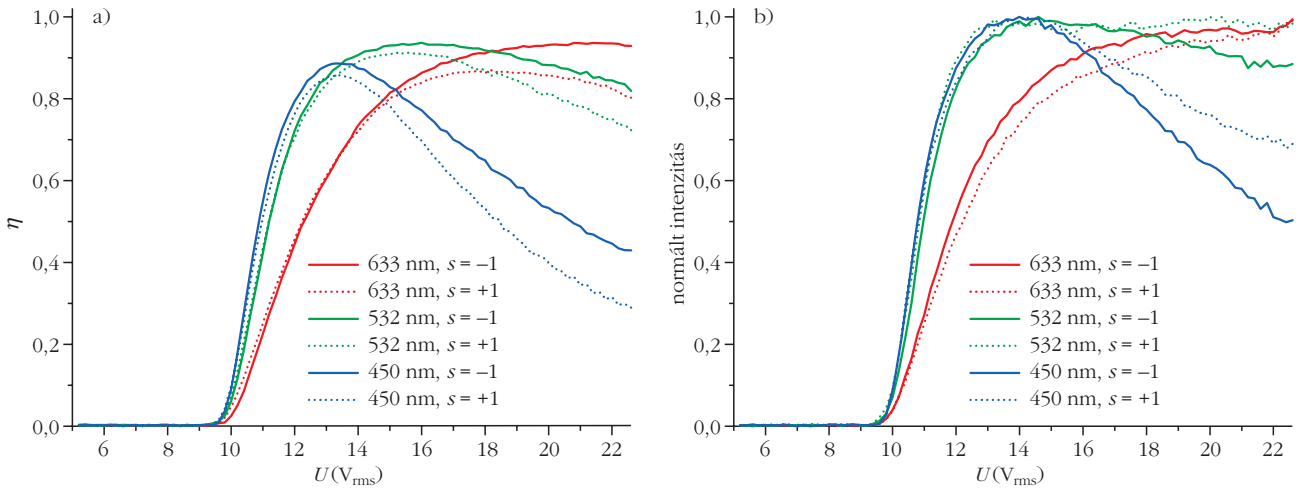
egyensúlyi állapotban a direktor deformációja minimális. Az anyag elektromos és mágneses anizotrópiája miatt a direktor külső terekkel deformálható, ami a kijelzőkben való alkalmazások alapja is. A direktor fontos tulajdonsága, hogy a határoló felületeken jó közelítéssel rögzíthető. A felületi orientációnak két alaptípusa a planáris és a homeotrop, amelyek esetében a direktor párhuzamos, illetve merőleges a határoló felület síkjára. Korábbi kutatások során hengerszimmetrikus felületi orientációs terekkel olyan direktortereket sikerült konstruálni, amelyek – cirkuláris fázismaszkokként használva – optikai örvények keltésére voltak alkalmasak [8]. Diffrakcióval generált örvénnyalábok kimutatása villarácsként működő direktorstruktúrák esetén is sikerült [9].

A továbbiakban egy nemrég felfedezett [10], nematikus folyadékkristályban megfigyelhető, elektromos térrel hangolható és ki-be kapcsolható önszerveződő topológiai defektrácsot mutatunk be, amelyet többféleképpen is lehet optikai örvények keltésére használni [11]. Az új jelenség megértéséhez először tekintsük át a klasszikus elektromos Fredericksz-átmenetet, amely a direktor elektromos térrel való átorientálását jelenti (2. ábra). A legegyszerűbb geometria bemutatásához vegyünk egy planáris szendvicscellát, amelyben a folyadékkristály két

egyirányú planáris felületkezeléssel ellátott üveglap között helyezkedik el. Az üveglapokon vékony, átlátszó vezetőréteg alkotta elektródák segítségével elektromos teret kapcsolhatunk a folyadékkristály-rétegre, amelynek vastagsága (1–50 mikron) sokkal kisebb a cella laterális méreteinél. Elektromos tér nélkül a mintában a direktor deformációmentes, homogén. Ha a folyadékkristály dielektromos anizotrópiája ($\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$, ahol ϵ_{\parallel} és ϵ_{\perp} a direktorral párhuzamos és arra merőleges elektromos térrel mért dielektromos állandók) pozitív, egy U_k küszöb feszültség felett a direktor az elektromos tér irányába fordul, de a planáris felületek által meghatározott síkból nem lép ki. Ettől eltérő viselkedést tapasztalhatunk egy homeotrop cellában (itt mindkét felület homeotrop), ahol negatív dielektromos anizotrópiájú anyagokban figyelhetünk meg Freedericksz-átmenetet. Az $\epsilon_a < 0$ miatt a direktor az elektromos térre merőlegesen orientálódik, ami a planáris esettel ellentétben a cella síkjában tetszőleges irányban teljesül, így az átmenet degenerált. A degeneráció következménye, hogy a minta síkjában véletlenszerűen elhelyezkedő, látszólagos topológiai hibahelyek, umbilikus defektek jelennek meg. Az umbilikus defektek esetén a háromdimenziós direktortérben nincsen szingularitás, csak a direktor cella-síkba eső vetületében láthatunk hibahelyeket, ahol a direktor valójában kiszökik a síkból, amibe az elektromos tér hatása miatt kényszerül. Az umbilikus defektekhez is lehet topológiai töltést (s) rendelni, amit úgy tudunk

4. ábra. (a–f) Umbilikus defektek különböző polarizációs viszonyok mellett megfigyelve. (g–j) Örvénnyalábok mért és számolt interferogramjai Gauss-referenciával.





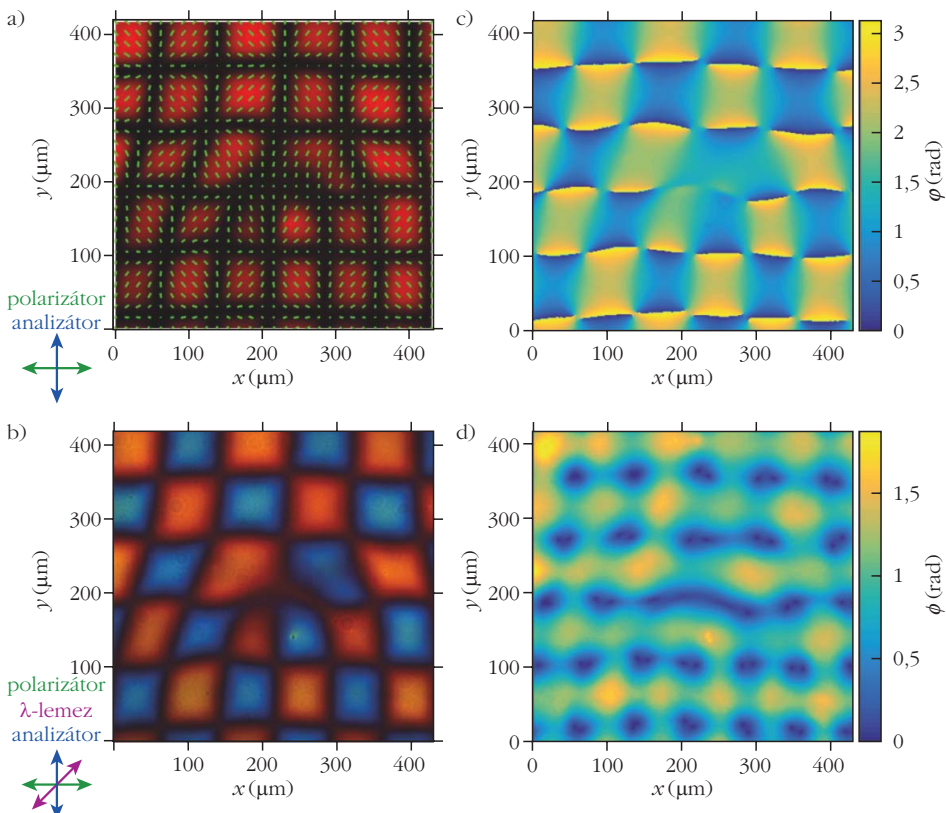
5. ábra. (a) Az η örvénykonverziós hatások a mintára kapcsolt U feszültség függvényében. (b) Az átmenő fényintenzitás feszültségfüggése keresztetett polarizátor között megfigyelt defektek esetén.

meghatározni, hogy egy, a defekt körül felvett zárt görbén körbejárva megszámloljuk, hogy a direktor hányszor fordul 360° -ot. Ha a görbén való körbejárás iránya megegyezik a direktor forgásának irányával, akkor s előjele pozitív, ellenkező esetben negatív. Az ellentétes (megegyező) előjelű topológiai töltéssel rendelkező defektek vonzzák (taszítják) egymást, és találkozáskor annihilálódhatnak.

Nemrég fedezték fel [10], hogy a homeotrop Freedericksz-geometriában, megfelelő anyagok használata esetén, a mintára kapcsolt feszültség frekvencia-

ciaja és amplitúdója által kifizített paramétertérben olyan tartományok is vannak, amelyekben a homogen homeotroptól és a véletlen umbilikus defektek által meghatározott morfológiáktól eltérő direktorstruktúrák figyelhetők meg. Megfelelő frekvencia-amplitúdó kombinációk esetén egy önszerveződött umbilikus defektekkel álló négyzetrács jelenik meg. Kutatásunkban azokat a kérdéseket kívánjuk megválaszolni, hogy a defektrácsot miként tudjuk használni optikai örvények keltésére, illetve e rendszernek milyen előnyei vannak.

6. ábra. Egy éldiszlokáció a topológiai defektrácsban polarimetriai és polarizációs mikroszkópos módszerekkel megfigyelve.



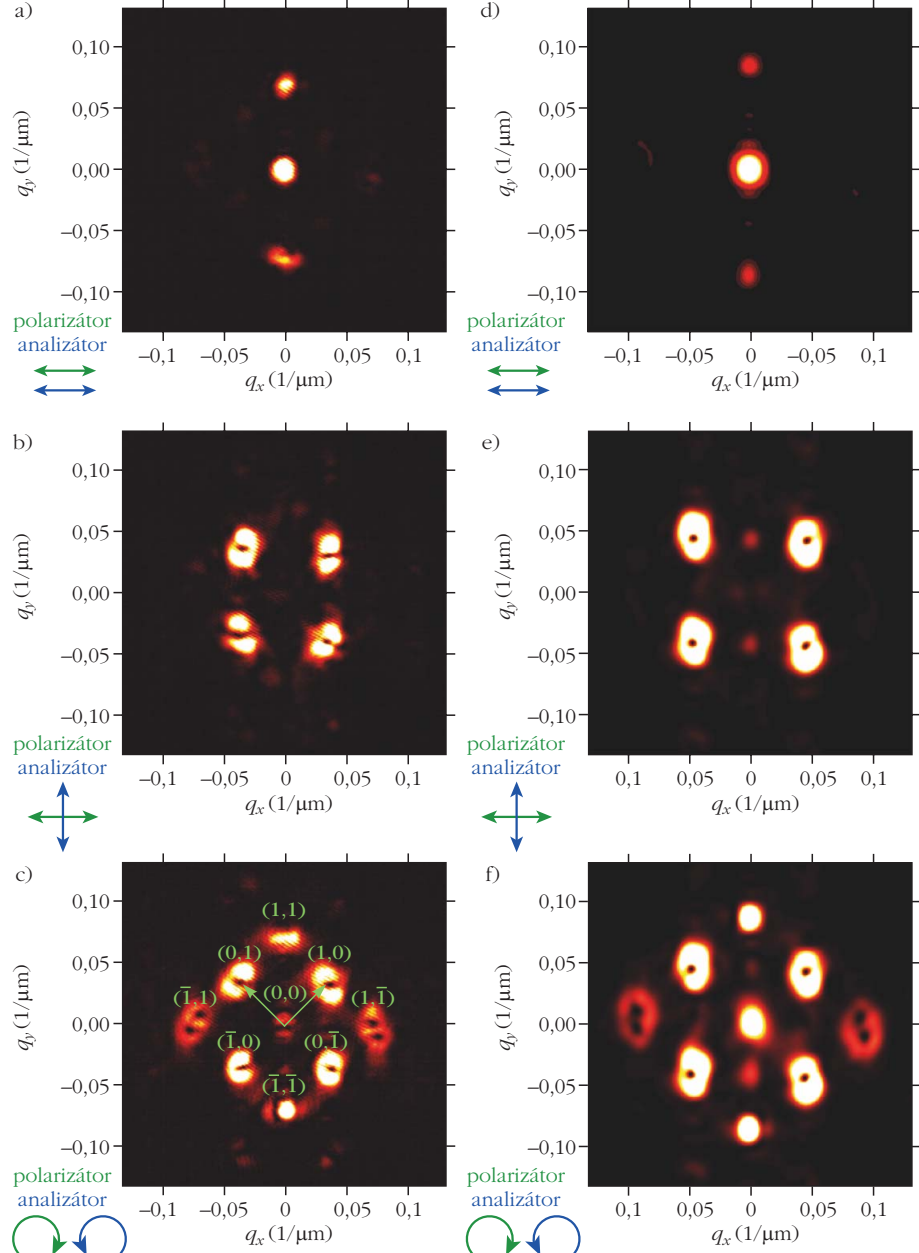
A kérdések megválaszolása érdekében a fentebb vázolt jelenség vizsgálatához új kísérleti berendezést építettünk, amely egyaránt alkalmas polarizációs mikroszkópos, képalkotó polarimetrikus, diffraktometriai és Mach-Zehnder-interferometriai mérésekre.

A 3.a ábrán láthatjuk a defektrács polarimetriai mérésekből meghatározott direktorteret. A zöld vonalak a direktor vetületét jelölik, a kép piros háttere pedig egy keresztetett polarizátorokkal készült mikroszkópos kép. Az ábrán jól látszik az $s = -1$ és $s = +1$ (középen) topológiai töltésű defektekkel álló négyzetrács. A 3.b ábrán – amely fehér fényel, keresztetett polarizátorokkal, és lambdalemezzel készült – bejelöltük a négyzetrács egy lehetséges primitív celláját. A 3.c és 3.d ábrákon a kísérletileg meghatározott di-

rektor φ azimutszög és a két-törés nagyságát jellemző ϕ retardáció térképét mutatjuk be. A defektrács legegyszerűbb leírásához egy kétdimenziós modellt használtunk, amiben azt feltételeztük, hogy a direktor a cella síkjában van, és két irányban (x, y) harmonikusan modulált (3.e ábra). Ez a közelítés nagyobb feszültségek esetén jól leírja a defektrácsot. A 3.f ábrán egy Jones-mátrixos módszerrel szimulált, keresztezett polarizátoros textúrát láthatunk, amit a 2D-modell alapján számoltunk.

A direkt módszerrel való örvénynyalábkeltés próbájaként Gauss-lézernyalábbal világítottunk meg egy-egy ellenkező előjelű umbilikus defektet. Keresztezett polarizátorokkal (4.a és 4.b ábra) mindkét esetben a várt négy-sávú textúrát kaptuk: a kép a legvilágosabb ott, ahol a direktor valamelyik polarizátorral 45° -os, és a legsötétebb, ha 0° -os szöget zár be. Keresztezett (4.c és 4.d ábra) és párhuzamos (4.e és 4.f ábra) polarizátorokkal fánk, illetve inverz fánk jellegű képet kaptunk, ami arra utal, hogy a defektek a bejövő, cirkulárisan polarizált fény egy részét ellenkező kiralitású cirkulárisan polarizált örvénynyalábbá konvertálják. A kimenő fánknyalábok és egy Gauss-referencia interferenciája kettős spirált mutat, amik a különböző előjelű defektek esetén egymás tükörképei (4.g és 4.h ábra). A 2D-s modelltől Jones-mátrixos módszerrel számolt interferenciaképek a kísérletekhez hasonló eredményt adtak (4.i és 4.j ábra). A kettősspirál-interferogram arra utal, hogy a generált optikai örvények topológiai töltése $l = 2$, azaz abszolút értékben kétszerese az umbilikus defektek topológiai töltésének: $l = |s|$.

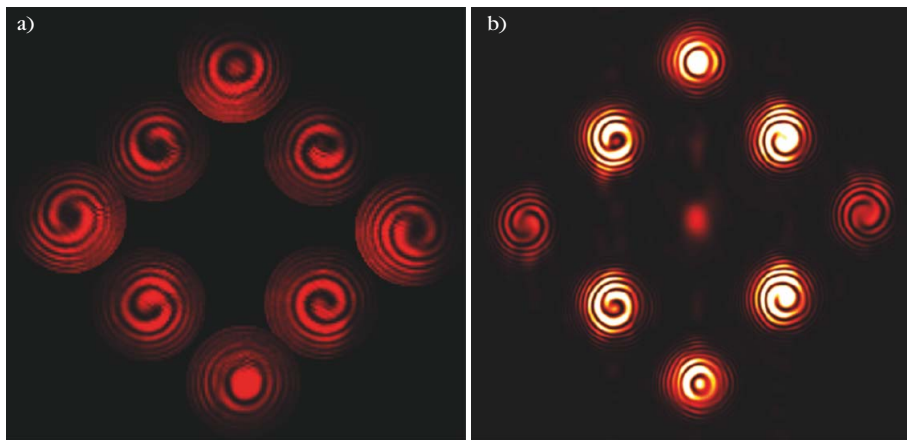
Felmerült a kérdés, hogy cirkuláris polarizáció esetén a bemenő fény I intenzitásának hányad része alakul optikai örvénnyé. Bevezetjük az örvénykonverziós hatásfokot, ami balkezes cirkulárisan polarizált (LCP) fényt feltételezve a kimenő jobbkezes (RCP) örvénynyaláb intenzitásának és az összintenzitás hányadosát jelenti. Az intenzitásokat a kimenő oldalon mérve különböző cirkuláris polarizátorokkal ez:



7. ábra. Egy topológiai defektrácsban található éldiszlokáción történő fénydiffrakció mért (a–c) és számolt (d–f) diffraktogramjai különböző polarizációs viszonyok mellett.

$$\eta(U) = \frac{I_{RCP}(U)}{I_{RCP}(U) + I_{LCP}(U)}$$

Az 5.a ábrán láthatjuk η feszültségfüggését, különböző hullámhosszú fényre, különböző előjelű defektek esetén. Minden esetben a küszöbfeszültség felett az örvénykonverziós hatásfok körülbelül 0,9-ig növekszik, majd csökken. Nagyobb hullámhossz esetén a maximum magasabb feszültségeken tapasztalható. Keresztezett lineáris polarizátorok mellett megmértük a mintán átmenő fény intenzitását (5.b ábra), amiből az látszik, hogy az η feszültségfüggéséhez hasonló görbéket kaptunk, hasonló maximumhelyekkel, amelyekről tudjuk, hogy az első maximum-

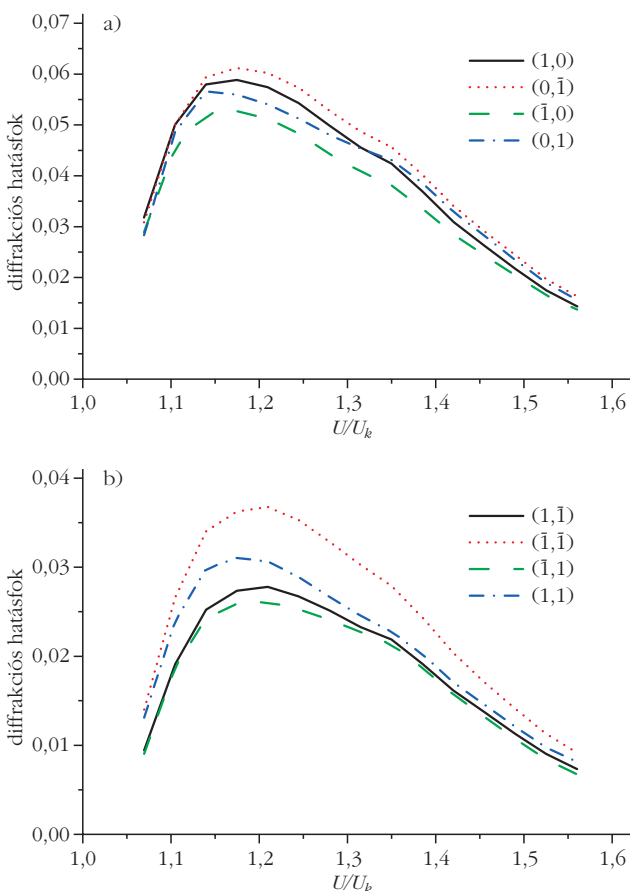


8. ábra. Az éldiszlokáción diffraktált fény Gauss-referenciával való interferenciája a különböző diffrakciós rendekben: (a) kísérletek montázsa, (b) szimuláció.

nál a retardáció π . Összefoglalva tehát, megmutattuk, hogy az örvénykonverziós hatások a mintára kapcsolt feszültséggel hangolható, így különböző hullámhosszak esetén is megközelítheti az 1-et, ahol a retardáció az adott színű fényre π .

Az umbilikus defektek által alkotott mintázat optikai (fázis)rácsként használható, mivel szerkezetéből következően jelentős mértékű törésmutató-modulációval jellemezhető [11, 12]. Ezt diffrakciós kísérleteinkkel igazoltuk, és továbbá azt tapasztaltuk, hogy a diffrakciós képek erősen függenek a fény polarizációjától.

9. ábra. A különböző rendekben diffraktált csúcsokhoz tartozó diffrakciós hatások a mintára kapcsolt feszültség függvényében.



viszonyaitól. A mintáinkban olyan tartományokat is találtunk, ahol a négyzetrácsban egy éldiszlokáció volt megfigyelhető. Egy ilyen helyet mutat a 6. ábra, ahol jól láthatóan az alsó részen eggyel több rácспериódus van, tehát az éldiszlokáció Burgers-vektora az x tengellyel párhuzamos. A 6. ábrán az éldiszlokáció polarimetriai mérésének eredményeit láthatjuk, a 3. ábrával megegyező jelölésekkel. Megjegyezzük, hogy az efféle rácshibák egyrészt véletlenszerűen megtalálhatóak a mintában, másrészt céltartóan generálhatók egy, az optikai rendszerbe becsatolt infravörös lézerrel, ami a minta helyi melegítésével a defektek mozgására, összeolvasztására ad lehetőséget.

A 6. ábrán látható éldiszlokáció, ha csak az x irányú periodikusságot nézzük, tulajdonképpen egy villarács. Következésképpen az általa létrejövő diffrakció optikai örvények keltésére lehet alkalmas. Ennek vizsgálata érdekében diffrakciós kísérleteket végeztünk az éldiszlokáción, amelyek eredményei különböző polarizátorbeállítások esetén a 7. ábrán láthatók (a: párhuzamos, b: keresztezett, c: keresztezett cirkuláris). A diffrakciós csúcsokat a 7.c ábrán indexeltük. A Burgers-vektorra merőleges irányokat $((1,1), (1,1))$ leszámítva a foltokat fánkyszerűnek találtuk. A polarimetriából kinyert direktor azimutusz-térkép felhasználásával kiszámoltuk a diffrakciós képeket, és a kísérletekhez hasonló eredményeket kaptunk (7.d-f ábrák).

A lyukas foltok optikai örvényszerűségének ellenőrzéséhez a diffrakciós kép csúcsaira az interferométerünk Gauss-referenciánalábját irányítottuk. A kísérleti interferogramok montázsát és a Jones-mátrix módszerrel számoltakat a 8.a és 8.b ábrán láthatjuk. A Burgers-vektorra merőleges irányban koncentrikus gyűrűket kaptunk, ami arra utal, hogy a $(1,1), (1,1)$ csúcsok nem optikai örvény jellegűek. A többi esetben viszont spirálokat láthatunk különböző számú karokkal. Az $(1,0), (0,1), (1,0), (0,1)$ rendekben talált egykarú spirálok $l = 1$ topológiai töltésű optikai örvények jelenlétére utalnak. Az $(1,1)$ és $(1,1)$ -es diffrakciós csúcsokban pedig kétkarú spirálokat találtunk, ami $l = 2$ -t jelent. Megmértük a diffrakciós csúcsok intenzitását a mintára kapcsolt feszültség függvényében, annak érdekében, hogy kiszámoljuk a hozzájuk tartozó diffrakciós hatásfokokat. Egy olyan csúcsra vonatkoztatva, ahol örvénnyalábjelleget tapasztaltunk, a diffrakciós hatásfok megadja, hogy a bemenő fény intenzitásának hány százaléka válik optikai örvénnyé az adott irányban. A 9.a ábrán láthatjuk, hogy az $l = 1$ -hez tartozó $(1,0), (0,1), (1,0), (0,1)$ rendeknél a diffrakciós hatásfok maximuma körülbelül 6%, az $l = 2$ -höz tartozó $(1,1)$ és $(1,1)$ esetekben pedig körül-

belül 3% (9.b ábra). A diffrakciós hatásokok maximuma pedig ugyanazokon a feszültségeken érhető el, ahol a kettőtörésből adódó fázistolás, azaz a retardáció értéke π .

Összefoglalva tehát, megmutattuk, hogy egy nemrég felfedezett mintázatképződési folyamat – amely nematikus folyadékkristályban elektromos tér hatására egy önszerveződő topológia defektrácsot hoz létre – optikai örvények keltésére alkalmas. Az örvénnyalábokat – egyfelől az egyes defekteket fázismaszkként használva, direkt módon, másrészt egy, a defektrácsban található éldiszlokációt villarácsként használva, diffrakcióval is – sikerült generálni. A direkt módszerrel az $l = 2$ topológiai töltésű optikai örvényeket majdnem 100%-os hatékonysággal lehet létrehozni. A mintára kapcsolt feszültséggel a direktortérral összefüggő retardáció hangolható, ami különböző fényhullámhosszak mellett is nagy hatékonyságú örvénnyaláb-keltést tesz lehetővé. Az örvénnyaláb a feszültség állításával igény szerint, akár elektronikusan ki-be kapcsolható.

Irodalom

1. L. Allen, S. M. Barnett, M. J. Padgett: *Optical Angular Momentum*. IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 2003.
2. P. C. Maurer, J. R. Maze, P. L. Stanwix, L. Jiang, A. V. Gorshkov, A. A. Zibrov, B. Harke, J. S. Hodges, A. S. Zibrov, A. Yacoby, D. Twitchen, S. W. Hell, R. L. Walsworth, M. D. Lukin, *Nature Phys.* 6 (2010) 912.
3. J. E. Curtis, D. G. Grier, *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 133901.
4. V. G. Shvedov, A. S. Desyatnikov, A. V. Rode, Y. V. Izdebskaya, W. Z. Krolikowski, Y. S. Kivshar, *Appl. Phys. A* 100 (2010) 327.
5. Y. Yan, G. Xie, M. P. J. Lavery, H. Huang, N. Ahmed, C. Bao, Y. Ren, Y. Cao, L. Li, Z. Zhao, A. F. Molisch, M. Tur, M. J. Padgett, A. E. Willner, *Nat. Commun.* 5 (2014) 4876.
6. A. Aleksanyan, N. Kravets, E. Brasselet, *Phys. Rev. Lett.* 118 (2017) 203902.
7. Bata Lajos: *Folyadékkristályok*. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1986.
8. D. Voloschenko, O. D. Lavrentovich, *Opt. Lett.* 25 (2000) 317.
9. E. Brasselet, N. Murazawa, H. Misawa, S. Juodkazis, *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009) 103903.
10. Y. Sasaki, V. S. R. Jampani, C. Tanaka, N. Sakurai, S. Sakane, K. V. Le, F. Araoka, H. Orihara, *Nature Commun.* 7 (2016) 13238.
11. P. Salamon, N. Éber, Y. Sasaki, H. Orihara, Á. Buka, F. Araoka, *Phys. Rev. Applied* 10 (2018) 044008.
12. R. Amano, P. Salamon, S. Yokokawa, F. Kobayashi, Y. Sasaki, S. Fujii, Á. Buka, F. Araoka, H. Orihara, *RSC Advances* 8 (2018) 41472.

A BELSŐ VÁLTOZÓK SZEREPE A NEMEGYENSÚLYI TERMODINAMIKÁBAN

Kovács Róbert

BME Energetikai Gépek és Rendszerek Tanszék

A mérnökök számára tartott termodinamika-oktatásban legtöbbször a termosztatikai háttér tárgyalására szorítkoznak, amiben – ahogy neve is mutatja – sem idő-, sem helyfüggés sincs. Ilyenek a gázok jól ismert állapotváltozását leíró egyenletek: a végpontok számítanak, de sem a kezdettől a végpontig vezető út, sem pedig a termodinamikai test térbeli tulajdonságai nem hangsúlyosak. A termosztatikához kapcsolódóan megemlítjük *Fényes Imre* (1917–1977) munkásságát, amelyben a termodinamika főtételeit axiomatikus alapokra helyezi. Ezt az axiomatikus megközelítést a *Termosztatika és termodinamika* (1968) című könyvében feloldja, és az állapothatározókra támaszkodva építi újra a meglévő termodinamikai ismereteket.

Készült a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás alapján.



Kovács Róbert PhD tanulmányait a BME-n és a Wigner FK RMI-ben végezte, fokozatot 2017-ben szerzett. Jelenleg a BME Energetikai Gépek és Rendszerek Tanszék adjunktusa és a Wigner FK RMI Elméleti Fizikai Osztályának tudományos munkatársa. Kutatási területe a nemegyensúlyi termodinamika, egyaránt hangsúlyt helyezve az elméleti és kísérleti kérdésekre, valamint a kapcsolódó matematikai módszerekre. A kutatásához kapcsolódó témákban oktatási tevékenységét 5 éve végzi.

Ezen munkáit részben *Farkas Gyula* (1847–1930) munkásságára építette, akinek egyik legfontosabb eredményét, a közgazdaságtan matematikájában jól ismert Farkas-lemmát a termodinamikai egyenlőtlenségek megoldásában később messzemenőig kihasználjuk.

Kétevéb is ismeretes viszont, hogy a termodinamikai főtételek egyben lehetőséget adnak az anyagi viselkedést leíró, úgynevezett konstitutív egyenletek származtatására is. A mérnöki tudományokban jól ismert és széles körben használt konstitutív egyenletek, mint például a Fourier-törvény, a newtoni közegek feszültség-sebesség kapcsolata, vagy a Fick-törvény, mind korlátozott érvényességi körökkel bírnak. Mindez akkor vált egyre nyilvánvalóbbá, amikor a technológiai fejlettség elérésével olyan idő- és méretskálákat érhetünk el, ahol ezen jelenségek megfigyelhetővé, mérhetővé váltak. Ennek egy viszonylag látványos, a hővezetési jelenségekkel kapcsolatos eredménye az úgynevezett második hang és a ballisztikus hővezetési jelenségek elméleti és kísérleti felfedezése.

A klasszikus hővezetési modell

Joseph Fourier (1768–1830) 1822-es munkája legalább olyan jelentőségű a termikus jelenségek leírásában, mint *Newton* mozgásegyenlete a mechanikában. Fou-

rier gyakorlatilag egy „termikus mozgásegyenletet” adott a tudomány kezébe, amelyet Fourier-törvényként ismerünk:

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T, \quad (1)$$

amelyben \mathbf{q} a hőáramvektor, T a hőmérséklet, ∇ jelöli a jól ismert nabra szimbólumot és λ pedig egy anyagra jellemző mennyiség, hővezetési tényezőnek nevezzük. Ez az egyenlet maga a II. főtétele közvetlen következményeként származtatható, és remekül kifejezi azt, amit általában „II. főtétele” néven szokás emlegetni: a hő a melegebb helyről a hidegebb felé áramlik. Hangsúlyozzuk, (1) nem maga a II. főtétele, csupán annak következménye. Még hozzá olyan következménye, amelyben fel kellett használni a „lokális egyensúlyi hipotézist”. Egyensúlyról akkor szokás beszélni, ha – a forrástagoktól eltekintve – az összes áram (tömeg, energia, impulzus) zérus. A lokális egyensúlyi hipotézis viszont felteszi, hogy globálisan (a teljes test egészére nézve) a folyamat nincs „messze” ettől az egyensúlyi állapottól,¹ és ugyanazt az állapotjelzőt használhatjuk a test jellemzésére, mint egyensúlyban.² Tisztán termikus feladatokban ez az e belső energia, amely közvetlenül arányos a hőmérséklettel, sok gyakorlati esetben konstans c fajhőt figyelembe véve: $e = cT$, amely a hővezetési kísérletek modellezése esetén is egy jó közelítés. Így, végeredményül az (1) egyenletet a

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} = 0 \quad (2)$$

belső energia mérlegegyenletével együtt idő- és tér-függő feladatok megoldására használhatjuk (ahol ρ a tömegsűrűség, „ $\nabla \cdot$ ” jelöli a divergenciát, valamint t az idő és a jobb oldalon pedig zérus forrástagot tételeztünk fel).

Fontos hangsúlyozni, hogy ez a leírásmód egy úgynevezett kontinuumleírás parciális differenciálegyenletekkel, amely egyaránt tartalmazza a modellezni kívánt jelenség idő- és térbeli viselkedését. Azonban egy folyamat modellezése során dönthetünk úgy is, hogy akár az idő- (állandósult állapot), akár a hely-függést elhanyagoljuk. Ez utóbbi esetében az időbeli (közönséges) termodinamika módszertanát használjuk, közönséges differenciálegyenleteket építve dinamikai rendszerekre, úgy, ahogy a pontmechanikában is. Ennek precíz matematikai formalizmusát *Matolcsi Tamás* adta meg.

A Fourier-törvényen túlmutató jelenségekről

A hővezetéssel kapcsolatos termodinamikai kutatások igazán a 20. század közepe felé erősödtek fel újra. Meg kell említenünk *Tisza László* (1907–2009), *Landauval* párhuzamosan folytatott, szuperfolyékony-ság-

ra vonatkozó kutatásait. Habár mindkettejük munkássága főként a kétfolyadékok kvantummechanikai elveire és leírására fókuszál, közös eredményük a Fourier-törvényen túli jelenségek meglétének predikciója. Ez a jóslat az úgynevezett második hang – a hő egy disszipatív hullámterjedési formája – létezésére utal. Ezt kísérletileg, reprodukálható módon először *V. P. Peshkov* találta meg 1944-ben, szuperfolyékony héliumban.³ Peshkov munkája áttörést jelentett a hővezetésre irányuló kutatásokban.

A rákövetkező 30 évben igen sikeresnek tekinthetők az alacsony hőmérsékletű hővezetési kísérletek. Szuperfolyékony hélium mellett szilárd közegekben (például bizmut- és nátriumfluorid-kristályokban) is kimérték a második hangot, valamint *T. F. McNelly* PhD tanulmányai alatt végzett munka során kísérletileg is kimutatta az elvi úton is megjósolt harmadik hőterjedési formát, az úgynevezett ballisztikus hővezetést. A második hanghoz hasonlóan, ez is egy hullámterjedési forma, azonban annál gyorsabb, mindig a közegre jellemző hangsebességgel terjed. Eme tulajdonság alapján lehet kísérletileg megkülönböztetni az egyes hővezetési mechanizmusokat.

A ballisztikus elnevezés a kinetikus elméleti alapon nyugvó fonon hidrodinamikai képből ered: a fononok, a kristályrács rezgéseinek kvantumai, mint kvázirészecskék, egymással való kölcsönhatás nélkül, szabadon terjednek az anyagon belül. A kontinuumtermodinamikai nézőpont ettől eltérő módon értelmezi a jelenséget. A hangsebességű terjedés egyértelműen mechanikai csatolásra utal, azaz összességében nézve egy termomechanikai jelenséggel állunk szemben. A legkézenfekvőbb interpretációban a hőtágulás, mint reverzibilis mechanikai csatolás vezethet ballisztikus hővezetéshez.

Vegyük észre, hogy a kinetikus és a kontinuumelméleti megközelítés mennyire eltér egymástól. Ez nem csupán a jelenség megértésében tükröződik, hanem a modellek alkalmazhatósági határaitban is. Amíg a kinetikus alapú modell ritka, kicsi vagy alacsony hőmérsékletű rendszerek esetén alkalmazható,⁴ addig a kontinuummodell nem kötődik semmilyen mikroszerkezeti képhez és e tekintetben nem is ad korlátot.

Meg kell jegyeznünk, hogy ekkor, vagyis az 1970-es évek derekán még nem áll rendelkezésre semmilyen „egyesített” termodinamikai elmélet, amely egységes keretben lenne képes az összes hővezetési jelenség modellezésére. Mivel ekkorra számtalan kísérleti eredmény állt rendelkezésre a Fourier-törvényen túlmutató jelenségek meglétéről, így igen fontos kérdéssé vált egy „összefoglaló” (esetleg egységesítő) termodinamikai elmélet kidolgozása. Ennek során az irodalomban több megközelítés is született, ezek közül a belső változókkal történő általánosítást emeljük ki.

¹ Most tekintsünk el a precíz matematikai definícióktól.

² Részben innen eredeztethetők az egyensúlyi és a nemegyensúlyi hőmérsékletekkel kapcsolatos kutatások.

³ Az interneten – *Alfred Leitner* előadásában – látványos áttekinthető kapunk a kísérleti aspektusokról és a felhasznált eszközökről.

⁴ Összefoglalóan, a nagy Knudsen-számú esetekben.

Belső változókkal általánosított nemegyensúlyi termodinamika

A Klasszikus Irreverzibilis Termodinamika⁵ keretein belül a Fourier-törvény az I. és II. főtételek következményeként adódik. Az I. főtétel alatt a belső energia (2) mérlegét értjük. A II. főtétel esetén azt mondjuk, hogy az entrópiára, mint az állapotváltozók konkáv potenciálfüggvényére, szintén érvényesnek tekintünk egy mérlegegyenletet:

$$\rho \frac{\partial s}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_s = \sigma \geq 0, \quad (3)$$

ahol s a fajlagos entrópia, \mathbf{J}_s annak áramsűrűsége és σ -t entrópiatermelésnek nevezzük. Mivel zárt rendszerben irreverzibilis folyamatok esetén ez pozitív definit mennyiség, ezért ezt az egyenlőtlenséget ki kell elégítenie bármely anyag-törvénynek (konstitutív összefüggésnek). Tisztán termikus folyamatok esetén $s = s(e)$, valamint $\mathbf{J}_s = \mathbf{q}/T$, így az entrópiatermelést közvetlenül kiszámolva kapjuk, hogy

$$\sigma = \mathbf{q} \cdot \nabla \frac{1}{T} > 0. \quad (4)$$

Az efféle egyenlőtlenségek megoldásakor használjuk ki a korábban említett Farkas-lemmát, valamint Onsager fontos észrevételét: az entrópiatermelés felírható termodinamikai erők és áramok szorzataként, és az egyenlőtlenség megoldását a két mennyiség kapcsolatának lehet felírni:

$$\mathbf{q} = l \nabla \frac{1}{T} = - \frac{l}{T^2} \nabla T = -\lambda \nabla T. \quad (5)$$

Tehát a II. főtételben megfogalmazott egyenlőtlenségek megoldásaként konstitutív, azaz anyagtulajdonságokat leíró egyenleteket kapunk eredményül. Jelen esetben a Fourier-törvényt, amelynek számtalan egyéb általánosítása létezik. Ezek közül kettőt emelünk ki.

Általánosítás belső változóval

Gyarmati István (1929–2002) és Verbás József (1937–) munkáit követve, lehetőségünk van a klasszikus megközelítésben használt (lokális egyensúlyi hipotézis néven már korábban emlegetett) állapotter kiterjesztésére, amely jól használható az egyensúlytól „távol” lévő folyamatok leírásában. Ilyenek például a hullámjelenségek, de bármilyen tehetetlenséghez hasonló anyagi memóriahatás is ide tartozik. Ez a fajta kiterjesztés később egy speciális esete lett a még általánosabb, belső változóknak vagy belső dinamikai szabadsági fokoknak nevezett megközelítésnek. Amíg az előbbi esetben kikötik, hogy az új változó disszipatív áram (mint például a hőáram) kell legyen, addig a belső változós megközelítés esetén nem feltétlenül

kell pontos fizikai jelentést kötni az új állapotváltozóhoz. Annak ellenére, hogy a belső változós megközelítés használata első hallásra bizonytalannak tűnhet, ez az általánosítási út vezetett el a nemegyensúlyi (kontinuum) termodinamika egyik legkonstruktívabb keretrendszeréhez.

Erre nézzünk az alábbiakban egy példát, amelyben a \mathbf{q} hőáramot, mint a belső változó egy speciális esetét tekinthetjük, ekkor $s = s(e, \mathbf{q})$, azaz

$$s(e, \mathbf{q}) = s_e(e) - \frac{m}{2} \mathbf{q}^2, \quad (6)$$

ahol s_e a lokális egyensúlyt reprezentálja, a kvadrátikus kiterjesztés pedig az ettől való eltérést (ahol $m > 0$, a konkáv tulajdonságok megőrzéséhez). A σ entrópiatermelés kiszámolása után a Fourier-törvény egy olyan kiterjesztéséhez jutunk, amely már képes modellezni a második rang jelenségét. Ezt a szakirodalom Maxwell–Cattaneo–Vernotte-egyenlet néven ismeri:

$$\tau \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \mathbf{q} = -\lambda \nabla T, \quad (7)$$

amelyben τ -t relaxációs időnek nevezzük és egyfajta „hőtehetetlenséget”, mint mechanikai analógiát mutat az új, időderivált tag. Az utóbbi 50 év kutatásai rávilágítottak arra, hogy (7) nem lehet a „végső” kiterjesztés.

Általánosítás több belső változóval és áramszorzóval

A kinetikus elméleten nyugvó, később Racionális Kiterjesztett Termodinamika⁶ néven ismertté vált megközelítés egyik fontos érdeme a ballisztikus jelenségeket is magába foglaló modell levezetése. Ebben már a konstitutív egyenletek szintjén jelenik meg a csatolás a hőáram és a hőáram árama, mint másodrendű tenzor között, ami klasszikus keretek között (izotrop anyagokban) nem megoldható.⁷ A fő kérdés tehát az, hogy ilyen mélységig egy kontinuummodellben miként lehet ezt a csatolást megvalósítani? A választ Nyíri Balázs munkája adta meg az entrópia áramsűrűségének általánosításával. Az eddigi $\mathbf{J}_s = \mathbf{q}/T$ helyett használjuk a következő összefüggést:

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{B} \mathbf{q}, \quad (8)$$

ahol \mathbf{B} egy áramszorzó, másodrendű tenzor, úgynevezett Nyíri-szorzó. A (8)-féle általánosítás közvetlen következménye a konstitutív egyenletek térben gyengén nemlokális kiterjesztése, valamint azok parabolikus szerkezete. Amennyiben a fajlagos entrópiát tovább általánosítjuk egy \mathbf{Q} tenzori változóval (mint szintúgy speciális belső változó bevezetésével):

$$s(e, \mathbf{q}, \mathbf{Q}) = s_e(e) - \frac{m_1}{2} \mathbf{q}^2 - \frac{m_2}{2} \mathbf{Q}^2, \quad (9)$$

⁶ Angol terminológiával „Rational Extended Thermodynamics”.

⁷ A Curie-elv szerint izotróp anyagokban csak azonos tenzori rendű mennyiségek csatolódhatnak. Klasszikus értelemben csatolás csak a mérlegegyenletek szintjén jelenhet meg, például forrástagon keresztül.

⁵ Mivel alapvető irányzat, megadjuk az angol terminológiáját: „Classical Irreversible Thermodynamics”.

ahol $m_1, m_2 > 0$, úgy (4) megoldásaként olyan egyenletrendszer kapunk eredményül, amelyben az alábbi módon csatolódnak különböző tenzori rendű mennyiségek:

$$\begin{aligned} \tau_q \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \mathbf{q} &= -\lambda \nabla T + l \nabla \cdot \mathbf{Q}, \\ \tau_Q \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \mathbf{Q} &= -l \nabla \mathbf{q}. \end{aligned} \quad (10)$$

Ez kompatibilis a kinetikus elméleti megközelítéssel, és a ballisztikus hővezetési kísérletek elméleti modellezésére is alkalmas.

Ha a \mathbf{Q} változót lecseréljük a viszkózus nyomásra, akkor világossá válik a termodinamikai egyenértékűség a ritka (alacsony nyomású) fonongázok és ritka (valódi molekulákat tartalmazó) gázok között: az egyenleteik szerkezete egyezik (10)-zel. Ezt a kísérletekkel való összehasonlításunk is alátámasztják. Sajnos a rövid terjedelem miatt nincs lehetőségünk a (10) egyenlet további tulajdonságait diszkutálni, azonban röviden meg kell említenünk, hogy a második hang és a ballisztikus hővezetési jelenségek mikro- és makroszkopikus skálákon egyaránt megjelenhetnek, amelyet nanorendszerekben, szobahőmérsékleten kísérleteileg is megtaláltak.

Egy kevésbé ismert, de fontos alkalmazási lehetőség a heterogén anyagok termikus modellezése (mint közegek, habok, kompozitok). Ilyen közegekben (makroskálán) az úgynevezett túlcillapított terjedés jelenik meg a Fourier-törvényen túlmutató jelenségként. Ezek modellezésére jól használható a Guyer–Krumhansl-egyenlet, amelyet (10)-ből $\tau_Q = 0$ helyettesítéssel kapunk.

A termodinamika, mint tudományterület, nem korlátozódik csupán a hővezetési és a tisztán hőtani jelenségek leírására. Ennél lényegesen általánosabb, univerzálisabb módszertant szolgáltat, amelynek megértése és alkalmazása a mai napig számtalan területen fejlődik és várhatóan még sokáig fog. Ilyenek a mechanikai-reológiai és az analitikus és numerikus megoldási módszerek fejlesztése is.

A bemutatott belső változók módszertanáról, annak alkalmazási lehetőségeiről az alábbi irodalmakban részletesen is tájékozódhat a Tisztelt Olvasó.

Irodalom

- Kutatócsoportunk legtöbb műve magyar nyelven megtalálható a Montavid Termodinamikai Kutatócsoport www.montavid.hu weboldalán. Angol nyelvű publikációink közül az alábbiakat ajánljuk:
- B. Nyíri: On the entropy current. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, 16/2 (1991) 179–186.
- A. Berezovski, P. Ván: *Internal Variables in Thermoelasticity*. Springer, 2017.
- V. Józsa, R. Kovács: *Solving Problems in Thermal Engineering*, Springer, 2020.

A ^{32}Mg ATOMMAG SZERKEZETÉNEK VIZSGÁLATA EGYPROTON-KILÖKÉSES REAKCIÓBAN

Begala Marcell
Debreceni Egyetem, Fizikai Intézet
Kunné Sohler Dorottya
Atommagkutató Intézet, Debrecen

Kísérletileg vizsgálva a stabilitási völgy környéki atommagokat megtanultuk, hogy bizonyos atommagok különösen stabilak, a természetben igen nagy gyakorisággal fordulnak elő, gömbszerűek, nagyon nehezen gerjeszthetők és nehéz róluk leválasztani egy protont vagy egy neutronot. Ezek a – *Wigner Jenő* által mágikusnak nevezett – atommagok 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 számú protont vagy neutronot tartalmaznak [1]. A mágikus számú protont vagy neutronot tartalmazó atommagoktól messzebb a deformált (nem gömbszerű) magalakok a jellemzőek, a zárt héjon kívüli protonok és neutronok együttes mozgásai határozzák meg az atommagok szerkezetét.

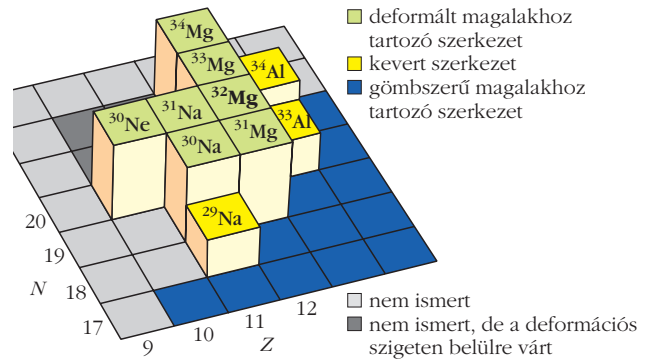
Az atommagok ezen tulajdonságait a magfizika egyik alapvető modellje, a héjmodell írja le, amely szerint az atommagban a protonok és a neutronok (közös néven nukleonok) az atomi elektronokhoz hasonlóan különböző energiaszintekkel rendelkező állapotokban, pályákon található. A Pauli-elv szerint az egyes pályákon

csak meghatározott számú proton vagy neutron lehet. Az atommagban a nukleonok egy közös, az erős kölcsönhatás és a Coulomb-taszítás által létrehozott átlagtérben mozognak. Az átlagtér egy potenciálgödörrel írható le, amelynek alakja megszabja a pályák energetikai elhelyezkedését. A pályák héjakat alkotnak, a hozzájuk tartozó energiaszintek pedig csoportokat, amelyeket nagyobb energiaközök választanak el egymástól. Ilyen nagy energiaközök, vagyis héjzáródások fordulnak elő a mágikus atommagok proton-, illetve neutronszámanál. Az egyszerűen zárt héjú atommagokban egy proton- vagy egy neutronhéj van teljesen betöltve. A duplán zárt héjú atommagokban mind a proton-, mind a neutronhéj zárt. A potenciálgödörre az egyik legegyszerűbb közelítés a harmonikusoszillátor-potenciál. Ezzel a feltételezéssel az első három héjzáródás helyesen adódik, de a 20-as proton/neutronszámtól feljebb eltérnek az elméleti és a kísérleti adatok. Ennek magyarázatát az adja, hogy az atommagban figyelembe kell venni a protonok

és a neutronok között ható spin-pálya kölcsönhatást is, amellyel az energiaszintek felhasadnak és a szintek energiái átrendeződnek. A héjmodell a spin-pálya kölcsönhatás bevezetésével együtt már a negyedik és az e feletti héjzáródásokat is helyesen írja le a stabilitási sáv környékén fekvő atommagokban.

Míg a stabilitási völgyben hozzávetőlegesen 200 izotóp van, addig a becslések szerint nagyjából 6000 atommag létezik. Ezen atommagok legnagyobb részének gerjesztett állapotait nem lehet stabil ionnyalábos kísérletben előállítani, így szükségessé vált radioaktív ionnyalábok gyorsítására képes berendezések létrehozása és ezek alkalmazása a magszerkezeti kutatásokban. Ehhez a 20. század végére épültek meg az első radioaktív ionnyalábokat szolgáltató gyorsítók, amelyekkel már lehetővé vált a β -stabilitási völgytől távoli, extrém neutron/proton arányú atommagok vizsgálata [2, 3]. A kutatások során számos érdekes jelenségre bukkantak. Az egyik első felfedezés az volt, hogy az $A \sim 30\text{--}35$ tömegszámú, neutrontöbbletes atommagok nem mutatják az $N = 20$ neutronhéj-záródás jeleit, ennek magyar nyelvű összefoglalója a [4] számú hivatkozásban olvasható. Tömegmérések során kimutatták az $N = 20$ neutronsám körüli nátrium-izotópokról, hogy ezen atommagok alakja a várt gömbszerű helyett már alapállapotban is deformált, megnyúlt [5, 6]. Emellett az 1980-as években végzett β -bomlásos kísérletekben azt látták, hogy a ^{32}Mg atommag első gerjesztett állapota túl alacsonyan helyezkedik el a zárt héjú atommagokhoz képest, ami azt mutatja, hogy alapállapotban és a legalsó gerjesztett állapotban ez az atommag is deformált alakú [7, 8].

További vizsgálatok felfedték a jelenség okát: ebben a magtartományban a nagy neutrontöbblet miatt a neutronpályák energiája módosul a β -stabilitási sávban megszokottakhoz képest. Az $N = 20$ neutronsámhoz tartozó héjzáródást felülről meghatározó pálya energiában lejjebb süllyed és így összezsugorodik, eltűnik az ezen neutronsámhoz tartozó héjzáródás. A sokkal kisebb héjköz miatt lehetővé válik, hogy a neutronok felugorjanak, gerjesztődjenek a fentről lesüllyedő, betüremkedő pályára, lyukakat hagyva az $N = 20$ héjköz alatti pályákon. Ez a szerkezet meg-



1. ábra. Az $A \sim 30\text{--}35$ tömegszámú neutrontöbbletes atommagok alkotta deformációs sziget.

nyúlt, szivar alakú magalakhoz tartozik. Vagyis így helyet cserélnek a gömbszerű és a fentebbi héjról lelógó, deformált alakhoz tartozó állapotok. Ezek az atommagok a legalacsonyabb energiákhoz tartozó állapotokban nem gömbszerűek, hanem deformáltak lesznek, ezzel egy deformációs szigetet hozva létre a magtérképen (1. ábra). E tartományban az atommagok gömbszerű alakhoz tartozó állapotai magasabb gerjesztési energiákon helyezkednek el.

Miután felfedezték, hogy a ^{32}Mg atommag alap- és első gerjesztett állapotában megnyúlt, keresni kezdték a gömbszerű alakhoz tartozó állapotait. Már a legalacsonyabb energiájú, gömbszerű állapotot is csak sokára sikerült megtalálni. Végül 2010-ben egy CERN-ben végzett kísérletben azonosították – nem sokkal az első gerjesztett állapot feletti energián [9].

A ^{32}Mg atommagot számos különböző, főleg neutronok gerjesztésével történő reakcióban vizsgálták már, mivel a deformált alakú állapotok ezen gerjesztésekhez kapcsolódnak [10, 11]. A gömbszerű alakhoz kapcsolódó gerjesztett állapotok főleg protongerjesztéssel állnak elő. Az egyproton-kilökéssel végbemenő direkt folyamatban – a reakció szelektív jellege miatt – főleg ezen szerkezetek keletkeznek.

Az Atommagkutató Intézet Magszerkezeti kutatócsoportjának részeként a 2000-es évek eleje óta veszünk részt a héjzáródások változásának feltárásában. A stabilitási sávotól távoli magtartományokban radioaktív ionnyalábokkal végrehajtott vizsgálatokat nemzetközi együttműködésekben, nagy magfizikai gyorsítóközpontokban végezzük. Egy francia kutatócsoport vezetésével a ^{34}Si atommag buborékszerű protoneloszlásának bizonyítására az USA-beli Michigani Nemzeti Ciklotron laboratóriumában 2012-ben végrehajtott kísérlet melléktermé-

Elhangzott a XXXIV. OTDK-án. Az eredményekhez kapcsolódó kutatásokat támogatta a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alap a K128947 pályázati program finanszírozásával, az Európai Regionális Fejlesztési Alap GINOP-2.3.3-15-2016-00034 projektje, valamint az Innovációs és Technológiai Minisztérium az Új Nemzeti Kiválóság Program keretében a ÚNKP-19-2-II-DE-194 projekttel.



Begala Marcell a Debreceni Egyetem fizikus MSc első éves hallgatója. Kutatómunkáját az Atommagkutató Intézet Magfizikai Laboratóriumában végzi.



Kunné Sobler Dorottya fizikus (PhD, 1997) az Atommagkutató Intézet tudományos főmunkatársa. Kutatási témája főleg az $A \sim 100$ tömegszám környéki atommagok szerkezetének vizsgálata és a héjzáródások tanulmányozása neutrontöbbletes könnyű atommagokban gamma-spektroszkópiai módszerekkel. Az intézetben a radioaktív nyalábokon végzett kísérletek koordinátora.

keként több, az $A \sim 30\text{--}35$ tömegszám-tartományba eső neutrontöbbletes atommagra is kaptunk információt. Elegendő adat gyűlt össze – többek között – a $^{33}\text{Al}-1p \rightarrow ^{32}\text{Mg}$ reakciócsatornában a gamma-spektroszkópiai analízishez, így célul tűztük ki a ^{32}Mg atommag szerkezetét elemzését egyproton-kilökéses reakcióban.

A kiértékelte adatokat szolgáltató kísérlet rövid ismertetése és a vizsgált reakció azonosítása

Az adatokat szolgáltató kísérlet során a stabil ^{48}Ca ionokat tartalmazó nyalábot 140 MeV/nukleon energiára gyorsították, majd egy vastag, ^9Be anyagú elsődleges produkciós céltárggyal ütköztették. Az így előállt, radioaktív ionokat tartalmazó másodlagos kóktélnyaláb részecskéit az A1900 tömegspektrométer segítségével válogatták és – az ionok mágneses térben történő eltérülése, repülési ideje és energiavesztése alapján – azonosították. A következő lépésben a kiválasztott, másodlagos radioaktív ionnyaláb egy vékonyabb másodlagos ^9Be céltárggyal ütközött, ahol végbementek a nukleonkilökési reakciók. A kilökéses reakciók során néhány neutron és/vagy proton hagyta el a másodlagos nyalábbeli atommagokat, létrehozva a végtermék-atommagokat. A reakciótermékek azonosítását – a másodlagos nyalábrészecskék azonosításához hasonlóan – az S800 tömegspektrométer végezte.

A másodlagos nyalábból a kísérlet során kiszűrték a nem $N=20$ neutronszámú atommagokat, így az adatok feldolgozása során elég volt tömegszám szerint szeparálni a kóktélnyaláb elemeit. Mivel a nyalábrészecskék sebessége a tömegüktől függ, ezért az azonosítás a mérési elrendezésben különböző pontokon elhelyezett szcintillátorok által szolgáltatott repülési idők mérésével történt. A kísérletben a másodlagos nyaláb a ^{34}Si atommagra volt optimalizálva, de emellett gyengébben megjelent a ^{33}Al és a ^{35}P , így az adathalmazból ki tudtuk válogatni az ezen nyalábrészecskékhez tartozó eseményeket. A kísérlet során $8 \cdot 10^4$ darab ^{33}Al atommag lett azonosítva. A nukleonkilökéses reakciók végtermékeinek azonosításához a ^{33}Al radioaktív nyalábra kapuzva a másodlagos céltárgy után elhelyezett ionizációs kamrában leadott energia függvényében ábrázoltuk a végmagok plasztik szcintillátorok által mért repülési idejét. A kétdimenziós ábrán jól elkülönülő foltokba rendeződtek a végtermékeket szimbolizáló pontok, grafikus kapukkal, vagyis a különböző végtermékek foltját körülzáró folytonos vonalakkal egyértelmű azonosítást lehetett elvégezni. A ^{33}Al másodlagos nyalábból a legerősebben a ^{32}Mg atommag állt elő, összesen közel $4 \cdot 10^4$ darab ^{32}Mg atommagot azonosítottunk. Ez a statisztika elégnak bizonyult a γ -spektroszkópiai vizsgálatok elvégzéséhez.

A nukleonkilökéses reakciók során létrejövő atommagok nagyjából fele a legalacsonyabb energiájú alapállapotban, a másik fele pedig magasabb energiára gerjesztve keletkezett. A gerjesztett állapotban előálló atommagok γ -fotonokat kibocsátva veszítették el gerjesztési energiájukat. A γ -sugárzás detektálására a

GRETINA nevű új generációs, nagy felbontású, nyomkövető, szegmentált, germánium-egy kristályokból álló multidetektor-rendszert használtuk [12].

A kísérlet során létrejövő végtermékek a fénysebesség közel 40%-ával álltak elő, így a γ -fotonokat igen nagy sebességgel repülve bocsátották ki. Emiatt a γ -sugárzások pontos energiájának meghatározásához Doppler-korrekciónak kellett végrehajtani. A kristályok nagyfokú szegmentáltsága segítette a γ -fotonok detektálási szögének pontos meghatározását és így a nagyon pontos Doppler-korrekciónak. A Doppler-korrekciónak végrehajtása után éles csúcsok jelentek meg a γ -spektrumokban.

Egy γ -foton a detektor anyagával kölcsönhatva csak fotoeffektus során veszti el a teljes energiáját. Ha egy γ -foton Compton-szóródik, akkor a szóródás során energiájának csak egy részét adja le. A GRETINA detektorrendszerben a germániumkristályok szorosan pakolva helyezkedtek el, így a γ -fotonok könnyen, akár több lépésben is Compton-szóródtak egyik kristályból a másikba, mígnem teljes energiájukat elvesztették. A szomszédos kristályokban észlelt γ -energiákat összeadva visszakaptuk az eredeti γ -sugárzás teljes energiáját, növelve a fotocsúcs statisztikáját. Az összegző módszert alkalmazva a háttér is csökkenteni tudtuk.

A ^{32}Mg atommag szerkezetére kapott eredmények

A fentebb leírt adatfeldolgozási lépéseken végighaladva elkészítettük a ^{32}Mg atommag által kibocsátott γ -sugárzások energiaspektrumát (*2.a ábra*). A spektrumban látható csúcsok középpontjának helyéből meghatároztuk a γ -fotonok energiáját. A csúcsok területéből, figyelembe véve a detektorrendszer relatív hatásfokát, a γ -vonalak relatív intenzitását származtattuk. A spektrumot a már ismert első és második gerjesztett állapotból kilépő $2^+ \rightarrow 0^+$ és $4^+ \rightarrow 2^+$ átmenetekhez tartozó csúcsok dominálják. A csúcsok előtt jól megfigyelhető szélesebb eloszlások a Compton-szóródás okozta háttérből származó Compton-élek. A két erős csúcson kívül több gyengébb, nagyenergiás vonal is megfigyelhető. A spektrumon a már ismert csúcsok energiáját feketével, az újonnan felfedezetteket pirossal jelöltük. Az egyértelmű reakciótermék-azonosítás segítségével számos új átmenetet tudtunk a vizsgált atommaghoz rendelni.

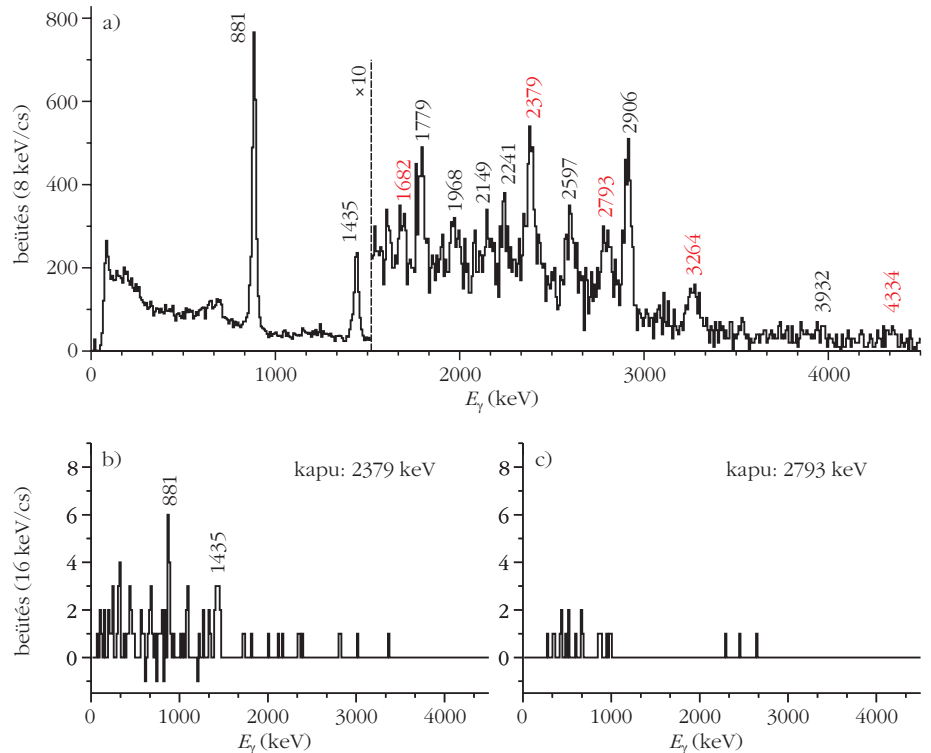
A gerjesztett atommagok többletenergiajuktól úgy szabadulnak meg, hogy γ -fotonok egymás utáni, sorozatban történő, gyors kibocsátásával bomlanak le az alapállapotba. Ezen γ -fotonokat egy rövid időablakon belül figyelve megállapíthatjuk, hogy melyek tartoznak egyazon bomláskaszkádba, vagyis milyenek a γ -átmenetek koincidenciakapcsolatai. Ezeket feltérképezve felépíthetjük a vizsgált atommag gerjesztett állapotainak rendszerét, azaz nívósémáját. Bár az elvégzett kísérletben a $^{33}\text{Al}-1p \rightarrow ^{32}\text{Mg}$ reakciócsatorna nem volt túl nagy statisztikájú, még éppen elég beütésszám gyűlt össze ahhoz, hogy vizsgálni lehessen az intenzívebb γ -sugárzások koincidenciakapcsolatait. A koinciden-

ciák kereséséhez megalkottuk a kísérlet során alkalmazott 7 darab GRETINA detektorba közel egyszerre beérkező γ -fotonok energia-energia mátrixát. Egy adott energiájú γ -csúcsot, mint kaput kiválasztva a vizsgált γ -vonallal koinkidenciában levő γ -átmenetek energiájánál kiemelkedő csúcsokat találunk, így megkapjuk, hogy mely γ -sugárzások tartoznak egy bomlási kaszkádba. A véletlen koinkidenciák kiszűrése érdekében háttérlevonást alkalmaztunk. A statisztika a ^{32}Mg atommaghoz rendelt 14 γ -sugárzásból 9 koinkidenciakapcsolatainak vizsgálatát tette lehetővé. Két γ -átmenethez tartozó koinkidenciaspektrum a 2.b és 2.c ábrán látható.

Ahogy azt az irodalmi eredmények alapján várjuk, a legtöbb koinkidenciakapcsolatot a legalacsonyabban elhelyezkedő, legerősebb γ -átmenet mutatja, ez gyűjti be az előállt intenzitás többségét. A többi, megfelelő statisztikájú γ -átmenet is egyértelmű koinkidenciakapcsolatokkal rendelkezik, amelyek jó egyezésben vannak az irodalomban közölt eredményekkel. Ezekkel a γ -vonalakkal ellentétben a 2793 keV energiájú γ -sugárzás semmilyen koinkidenciakapcsolatot nem mutat (2.c ábra). Ezen átmenet viselkedését összehasonlítva más, hasonló energiájú és intenzitású γ -vonallal, például a 2379 keV energiájú átmenettel (2.b ábra), azt mondhatjuk, hogy a 2793 keV energiájú átmenettel kapuzott koinkidenciaspektrumban egy ~8-9 beütés magas csúcsot kellene látnunk a legerősebb átmenet energiájánál, ha egy bomlási kaszkádba tartoznának. A 2793 keV energiájú γ -sugárzással kapuzott spektrum konzisztens a többi koinkidenciaspektrummal, a többi γ -vonal sem mutat koinkidenciakapcsolatot ezzel az átmenettel.

A meghatározott bomlási kaszkádok alapján felépítettük a ^{32}Mg atommag gerjesztett állapotainak rendszerét, amely a 3. ábrán látható. A nívóséma építésekor felhasználtuk az energia- és intenzitásmérleg elvét is. A vízszintes vonalak az állapotokat jelzik a gerjesztési energiákkal arányosan ábrázolva. A függőleges nyilak a γ -átmeneteket szimbolizálják, vastagságuk a sugárzás intenzitásával arányos. A vízszintes és a függőleges vonalakon feltüntettük a gerjesztett állapotok, illetve a γ -fotonok energiaértékeit keV-ben. A gerjesztett állapotokat jelző vízszintes vonalakon az állapotokhoz rendelt spin-paritás értékek is láthatók.

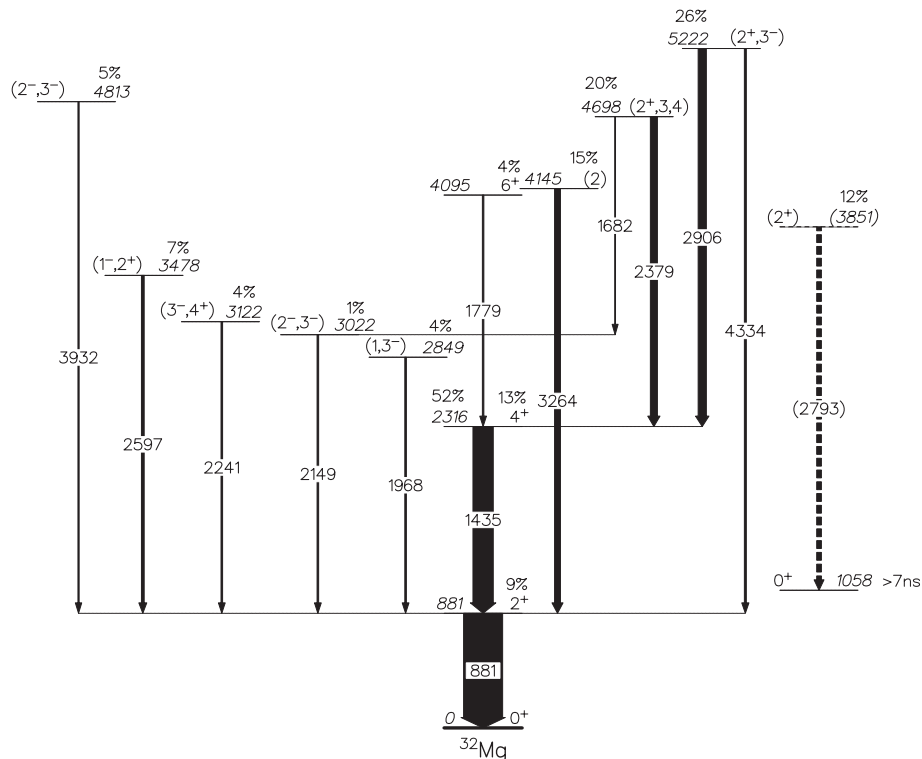
A kísérlet során előállt gerjesztett állapotok relatív populálódása információt adhat a szerkezetükre, illetve arra, hogy milyen reakcióban keletkeztek. Az



2. ábra. a) A ^{32}Mg atommag Doppler-korrigált és kristályokra összegzett γ -spektruma 8 keV/csatorna összennyomással. b–c) A 2379 keV és a 2793 keV energiájú átmenetekre kapott koinkidenciaspektrumok 16 keV/csatorna összennyomással ábrázolva.

egyproton-kilökéses reakció szelektív volta miatt az várható, hogy az elvégzett mérésben főleg a protongerjesztésekhez tartozó állapotok állnak elő, vagyis a nagymértékű gerjesztődés azt mutatja, hogy a direkt, egyproton-kilökéses reakció vezetett az adott nívóra, amely így nagy valószínűséggel protongerjesztéshez tartozik. A kisebb érték arra utalhat, hogy a nagy bombázó energia miatt megjelenő kétlépéses reakciók vezettek az adott állapotba, amely neutrongerjesztéssel áll elő. Egy adott gerjesztett állapot relatív populálódását úgy határoztuk meg, hogy a róla lemenő átmenetek relatív intenzitásának összegéből kivontuk a rámenő γ -sugárzások relatív intenzitásainak összegét: $I_{\text{össz}} = I_{\text{rámenő}} - I_{\text{lemező}}$. A kapott relatív populálódásokat a gerjesztett állapotokat jelző vízszintes vonalakon százalékos értékekkel tüntettük fel.

A 3. ábrán középen a legintenzívebb két γ -sugárzás egy kaszkádot alkotva közvetlenül az alapállapotot táplálja, létrehozva ezzel – az irodalmi adatoknak megfelelő – a 2^+ és a 4^+ spin-paritású legalsó gerjesztett állapotokat. Annak ellenére, hogy a ^{32}Mg atommag az $N = 20$ neutronszám mentén helyezkedik el, vagyis félig mágius atommagnak gondolnánk, a héjmodellszámítások szerint az alapállapotot a legalsó gerjesztett állapotokkal együtt az $N = 20$ -as héjzáródáson átívelő neutron 2-részecske-2-lyuk gerjesztések dominálják és deformált magalakhoz tartoznak [13–16]. A többi ismert, a 3. ábra bal oldalán ábrázolt, főleg negatív paritásúnak feltételezett gerjesztett állapotot szintén neutrongerjesztésekhez rendelték. Ezeket az elgondolásokat támasztja alá, hogy a mérés so-

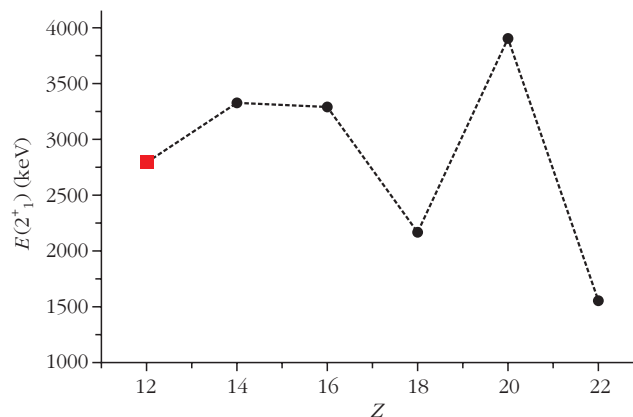


3. ábra. A 32-es tömegszámú magnézium atommag (^{32}Mg) gerjesztett állapotainak rendszere.

rán a felsorolt állapotok viszonylag gyengébben gerjesztődtek, vagyis nem egy darab proton kilökésével keletkeztek, hanem kétlépéses reakciókban történő neutrongerjesztések vezettek ezen állapotokba.

A nívóséma másik oldalán a viszonylag erősebben előálló új nívók találhatóak. Ha protonkilökés során egy kisebb energiájú, betöltött pályáról lökünk ki egy proton, akkor a végmag egy olyan gerjesztett állapotban áll elő, mintha a hiányzó protont erről a pályáról léptettük volna fel a legnagyobb energiájú pályára. Emiatt ez a reakció a protongerjesztéseket részesíti előnyben más típusú, például neutrongerjesztésekkel szemben. A protonkilökés szelektív jellege, illetve a relatív populáltság szintje miatt feltételezhető, hogy a viszonylag erősebben előálló új nívók a direkt egyprotonkilökés

4. ábra. Az $N = 20$ izotónokban az első 2^+ állapotok energiái ^{42}Ti és ^{34}Si között (fekete körök), valamint a ^{32}Mg atommagban az izomerállapothoz kapcsolódó 2^+ állapot energiája (piros négyzet).



izomerállapotot táplálja, amelyről történő γ -bomlást a hosszú élettideje miatt nem detektálhattuk. Ha a 2793 keV energiájú γ -vonalat közvetlenül az alapállapotra helyeznénk, akkor az általa tartott nívó az első gerjesztett állapotba is kellene, hogy bomoljon, de ilyen γ -sugárzást nem észleltünk. Ezek alapján a 2793 keV energiájú γ -sugárzást feltételelesen az 1058 keV gerjesztési energián levő izomerállapotra helyeztük el. Az újonnan létesült gerjesztett állapot valószínűleg az izomerállapothoz tartozó, gömbszerű 2^+ spin-paritású állapot. Ezt a feltételezést erősíti, hogy az így létrejövő állapot energiája jól követi az $N = 20$ vonal mentén elhelyezkedő izotónokban az első, bennük még a gömbszerű alakhoz tartozó 2^+ állapotok szerkezeti változásait. Amint az a 4. ábrán látható a 2^+ állapotok energiái jól érzik a $Z = 20, 16$ és 14 (al)héjzáródásokat. Az ^{38}Ar ($Z = 18$) és a ^{32}Mg ($Z = 12$) izotónokban – a várakozásoknak megfelelően – lecsökken a 2^+ állapot energiája, bár a csökkenés mértéke különböző.

Összegzés

A ^{32}Mg atommag szerkezetét vizsgáltuk radioaktív nyalábon végzett kísérletben egyproton-kilökéses reakcióban kapott adatokat elemezve. Számos új átmenetet rendeltünk a vizsgált atommaghoz. Meghatároztuk az észlelt γ -sugárzások energiáit, relatív intenzitásait és koincidenciakapcsolatait, majd ezek alapján felépítettük a vizsgált atommag gerjesztett állapotainak – adott kísérletben előálló – rendszerét. A nívósémában több új, az első 2^+ és 4^+ állapotokra bomló gerjesztett állapotot, valamint egy, az izomerállapot

során jöttek létre. Valószínűleg olyan állapotcsaládokhoz tartoznak, amelyekben a $Z = 8$ protonhéjzáródás alól lett kiütve egy proton. A ^{32}Mg atommag nívósémájának ábrájából látható, hogy a neutron- és a protongerjesztéssel előálló szerkezetek erősen elválnak egymástól.

A gömbszerű alakhoz tartozó legalacsonyabb energiájú, 0^+ spin-paritású izomer, vagyis hosszú élettidejű állapot a 3. ábra jobb szélén van feltüntetve. Ehhez kapcsolódik a legfurcsábban viselkedő 2793 keV energiájú γ -átmenet, amelyet szaggatottan rajzolunk. E viszonylag erős sugárzás elhelyezését nehezíti, hogy semmilyen más γ -átmenettel nem mutat koincidenciakapcsolatot. Ez kétféleképpen magyarázható: ez az átmenet vagy közvetlenül az alapállapotra bomlik, vagy az

hoz kapcsolódó nívót azonosítottunk. A gerjesztett állapotok gerjesztési arányait és bomlási tulajdonságait felhasználva javaslatot tettünk a lehetséges szerkezetükre. Ezek alapján az újonnan azonosított állapotok egy része protongerjesztéssel előálló állapotcsoporthoz tartozik. A 0^+ izomerbe bomló nívó valószínűleg a gömbszerű alakhoz kapcsolódó 2^+ állapot, amely energiája jól követi az $N = 20$ izotópokban történő szerkezeti változásokat.

Irodalom

1. Fényes Tibor: *Atommagfizika I.* Debreceni Egyetemi Kiadó, 2009.
2. Dombrádi Zsolt: A héjszerkezet átrendeződése egzotikus atommagokban *Fizikai Szemle* 57/7(2007) 221.

3. Dombrádi Zsolt, Kunné Sohler Dorottya, Lépine–Szily Alinka: Mágikus szigetek az atommagok térképén. *Természettudományi Közlöny* 143/5 203.
4. Elekes Zoltán: Mágikus számok, nemes atommag. *Fizikai Szemle* 58/3 (2008) 98.
5. C. Détraz et al., *Nucl Phys. A* 394 (1983) 378.
6. R. Klapisch et al., *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 652.
7. C. Thibault et al., *Phys. Rev. C* 12 (1975) 644.
8. D. Guillemaud-Mueller et al., *Nucl Phys. A* 426 (1984) 37.
9. K. Wimmer et al., *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010) 252501.
10. C. Ouellet, B. Singh, *Nucl. Data Sheets* 112 (2011) 2199.
11. H. L. Crawford et al., *Phys. Rev. C* 93 (2016) 031303(R).
12. <http://gretina.lbl.gov>
13. A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Lett. B* 184 (1987) 311.
14. N. Fukunishi, T. Otsuka, T. Sebe, *Phys. Lett. B* 296 (1992) 279.
15. T. Otsuka, N. Fukunishi, *Phys. Rep.* 264 (1996) 297.
16. E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Rev. C* 58 (1998) 2033.

A FIZIKA TANÍTÁSA

PONTSZERŰ TÖLTÉS MOZGÁSÁNAK SZÁMÍTÓGÉPES MODELLEZÉSE SZTATIKUS ELEKTROMOS ÉS MÁGNESES MEZŐBEN

Szkladányi András
Bajai III. Béla Gimnázium

A középiskolai emelt szintű fizikaoktatásban jelentős hangsúlyt kap a sztatikus elektromos és mágneses mező jellemzése, illetve a bennük lévő pontszerű töltés mozgásának leírása. Jónéhány, a témához kapcsolódó alkalmazást, illetve természeti jelenséget is meg tudunk említeni, amelyekkel felkelthetjük a diákok érdeklődését: elemi részecskék mozgása részecskegyorsítóknál, ködkamrában, TOKAMAK-típusú fúziós reaktorokban, napszél részecskék mozgása a Föld mágneses terében, vagy a Van Allen-övezet. Ugyanakkor az ilyen jelenségek bemutatása komoly akadályokba ütközik. Igaz, egy-egy animációt le tudunk tölteni az internetről, a részecskék mozgásának, vagy a kialakuló pályák bemutatásával azonban valószínűleg adósak maradunk. A most ismertetendő számítógépes szimuláció ezt a hiányt igyekszik pótolni. A

program különféle szerkezetű sztatikus elektromos és mágneses mezők jelenlétében, a 3 dimenziós térben képes szemléltetni egy pontszerű elektromos töltés mozgását. Arra törekedtem, hogy a program használata egyszerű, mégis látványos, figyelmet felkeltő legyen, így a tanárok az órákon vagy szakkörökön eredményesen alkalmazhatják. A tanulók otthon is könnyen használhatják, és ha rászánnak néhány órát a szimulációval való „kísérletezésre”, akkor hasznos tapasztalatokra tehetnek szert.

A szimulációról

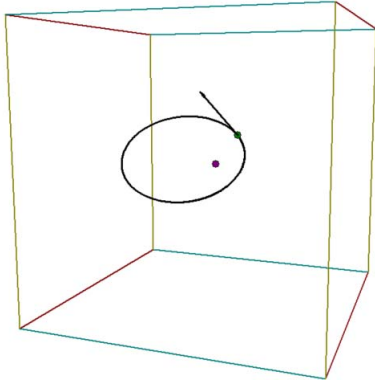
Vákuumban, homogén elektromos és/vagy mágneses mező jelenlétében v sebességgel mozgó, q töltésű, m tömegű pontszerű töltésre ható erők eredője (a gravitációs mezőt elhanyagolva):

$$\mathbf{F}_e = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

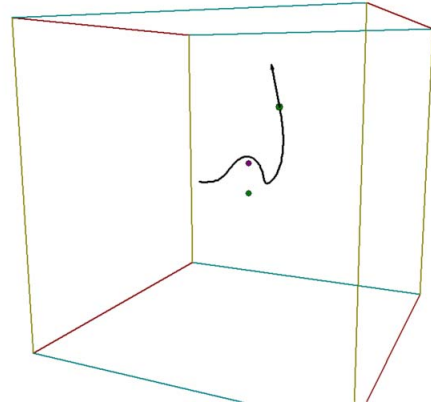
A programban többféle sztatikus mező közül lehet választani: homogén és centrális elektromos mező, elektromos dipólus által keltett mező, homogén mágneses mező, mágneses dipólus által keltett mező, hosszú, áramjárta egyenes vezető mágneses mezője, illetve áramjárta toroid tekercs által keltett mágneses



Szkladányi András 1982-ben végzett az ELTE matematika-fizika tanári szakán. 1990-ben egyetemi doktori címet szerzett, azóta a Bajai III. Béla Gimnáziumban tanít. 1995-től tagja a Mikola Sándor Országos Tehetségkutató Fizikaverseny feladatkitűző bizottságának. Tehetséggondozói munkája elismeréseként 2006-ban Vermes Miklós, 2009-ben Ericsson-díjban részesült. 2015-től kutatótanár. Több mint húsz éve készít fizikai jelenségeket modellező számítógépes szimulációkat középiskolásoknak.



1. ábra. Centrális elektromos mezőben ellipszis alakú pályán mozgó, pontszerű töltés.



2. ábra. Elektromos dipólus terében mozgó, pontszerű töltés.

mező. Egy-két kivételtől eltekintve a különböző mezők kombinálása is lehetséges, például toroid esetén további mező nem választható.

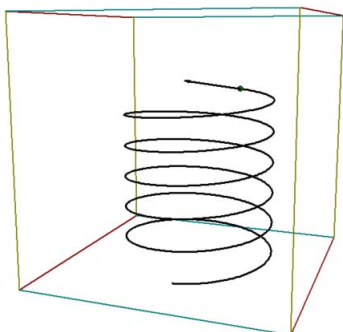
Ezek a mezőkön kívül megadható egy, a pontszerű töltés mozgását fékező erő is, amely négyféle típusú lehet: sebességgel fordítottan arányos, sebességtől független állandó, sebességgel egyenesen, vagy a sebesség négyzetével arányos.

A szimulációban számos paraméter változtatható: a pontszerű test fajlagos töltése, kezdőhelyzete és kezdősebessége, a homogén mezőket jellemző vektorok, a centrális mezőt keltő töltés nagysága, a dipólusok póluserőssége és a pólusok távolsága, az egyenes vezető áramerőssége, a mágneses indukció erőssége a toroid belsejében, a fékező erő típusa és mértéke.

A program meghatározza a próbatestre ható erők okozta gyorsulást és a mozgás leírásához negyedrendű Runge–Kutta-módszert alkalmaz. A modellt önkényes egységekkel számol, beleértve az univerzális állandókat is (például k , μ_0).

A szimuláció 3 dimenzióban jeleníti meg a mozgó töltést és pályáját, valamint a kiválasztott mezőkkel és a mozgással kapcsolatos vektorokat, illetve vektortereket (elektromos térerősség, mágneses indukció, a töltésre ható erők, sebesség, gyorsulás). A szimulációs tér forgatható, illetve nagyítható. Menteni lehet a kialakuló pályáról készült képet és a beállított paraméterértékeket. Ezek az adatok később bármikor beolvashatók. A program a kezdeti lépések megkönnyítése érdekében néhány mintapéldát is felkínál.

3. ábra. Homogén mágneses mezőben, csavarvonal alakú pályán egyenletesen mozgó, pontszerű töltés.



Példák

Az elektromos, illetve mágneses mezők szerkezetétől és a próbatöltés kezdősebességének irányától függően különböző típusú mozgások, illetve eltérő alakú pályák jöhetnek létre az egyenletestől a gyorsulóig, illetve az egyenes vonalútól a parabola és kör alakú pályán át egészen a csavarvonalúig.

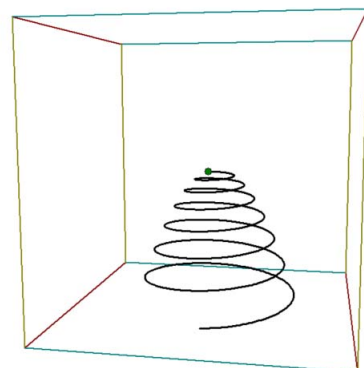
Centrális elektromos mezőben, ha az összenergia negatív, egy pontszerű töltés mozoghat például ellipszis pályán, akár csak a bolygók a Nap körül (1. ábra).

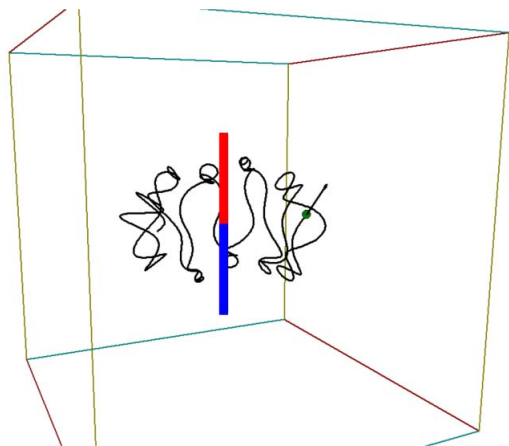
Elektromos dipólus terében szintén bonyolultan függ a kezdeti feltételektől a megvalósuló pálya alakja. Egy lehetőséget mutat a 2. ábra.

Mágneses mezőkben egészen más alakú pályák jönnek létre, mint elektromos mezőkben. Ennek oka az, hogy a Lorentz-erő merőleges a sebességvektorra. Nézzük először azt az esetet, amikor a pontszerű töltés homogén mágneses mezőben mozog és kezdősebessége se nem párhuzamos, se nem merőleges az indukcióvektorra. Ismeretes, hogy ilyenkor a pontszerű töltés csavarvonal alakú pályán halad, amelynek szimmetriatengelye párhuzamos az indukcióvonalakkal (3. ábra). Amennyiben a pontszerű töltésre például állandó nagyságú fékezőerő is hat, akkor a pálya sugara egyre kisebb lesz (4. ábra).

Dipólusmágnes vagy áramjárta toroid mágneses terében már bonyolultabb mozgás jöhet létre. A pont-

4. ábra. Homogén mágneses mezőben, szűkülő csavarvonal alakú pályán fékeződvé mozgó, pontszerű töltés.





5. ábra. Dipólus mágneses térben ide-oda mozgó, pontszerű töltés.

szerű töltés, megfelelő kezdeti feltételek esetén, a két pólus között ide-oda mozogva körbejárhatja a dipólust. Ilyen mozgást végeznek, a Föld mágneses térnek hatására, a napszél elektromosan töltött részecskéi a Van Allen-övezetben (5. ábra).

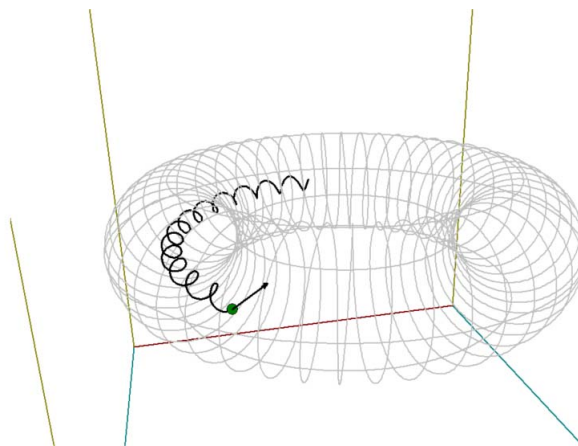
Toroid belsejében az indukcióvonalakat követve, azokat körülölelve, görbülő csavarvonal mentén haladnak a töltések, például a részecskegyorsítóknak vagy a kísérleti fúziós reaktorokban (6. ábra).

Végül tekintsünk egy elméleti jellegű példát. Egy igen hosszú, áramjárta egyenes vezetőtől bizonyos távolságban, a vezetékkel párhuzamos kezdősebességgel indítsunk el egy pontszerű töltést. (Ehhez hasonló probléma került kitűzésre a fizika OKTV egy régebbi fordulójában, csak ott a töltés kezdősebessége merőleges volt a vezetékre.) A kialakuló pályát a 7. ábra mutatja.

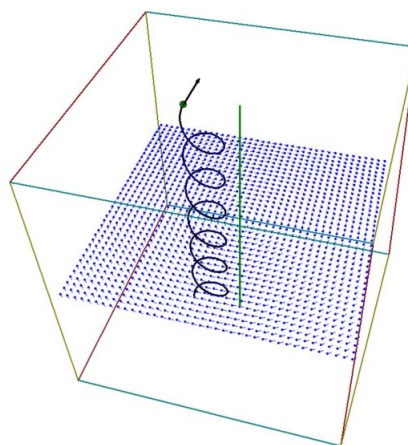
Megfelelő kísérletező kedvvel felvértezve a szimuláció segítségével könnyen létrehozhatunk további helyzeteket, a lehetőségek száma szinte kimeríthetetlen. A program letölthető a <http://szkladanyi.blog.hu> blogomról, ahol további fizikai szimulációk is találhatóak.

Összegzés

Egy olyan számítógépes szimulációt mutattam be, amellyel pontszerű töltés mozgása modellezhető különböző szerkezetű statikus elektromos és mágneses mezőkben. A program a középiskolai fizikaoktatásban jó lehetőséget nyújt a tananyag kiegészítésére, illetve a diákok tudásának elmélyítésére. Könnyen és



6. ábra. Toroid mágneses térben görbülő csavarvonal mentén mozgó, pontszerű töltés.



7. ábra. Áramjárta egyenes vezető mágneses térben mozgó, pontszerű töltés, ha a kezdősebesség párhuzamos az áramiránnyal.

eredményesen használható akár tanítási órán, akár szakköri keretek között, sőt, a diákok általi otthoni tanulmányozásra is.

Irodalom

1. Budó Ágoston: *Kísérleti fizika II*. Tankönyvkiadó, Szeged, 1972.
2. Zombory László: *Elektromágneses terek*. Műszaki Könyvkiadó Kft., Budapest, 2008. http://mkkonyvkiado.hu/wp-content/uploads/2015/04/Dr_Zombory_Laszlo_Elektromagnesses_terek.pdf
3. Van Allen-sugárzási öv, http://www.urvilag.hu/uridojaras/20160212_a_valtozatos_van_allenovok
4. Részecskegyorsító, <https://hu.wikipedia.org/wiki/Részecskegyorsító>
5. Fúziós reaktor, https://hu.wikipedia.org/wiki/Fúziós_reaktor
6. Sarki fény, https://hu.wikipedia.org/wiki/Sarki_fény
7. Runge-Kutta-módszer, <https://hu.wikipedia.org/wiki/Runge-Kutta-módszer>



**SZÁMÍTUNK RÁD, LÉGY
A FIZIKA BARÁTJA!**

**Támogasd adód 1%-ával az Eötvös Társulatot!
Adószámunk: 19815644-2-43**

FIATAL ASZTROFIZIKUSOK A BALATON PARTJÁN

– beszámoló a XIII. Nemzetközi Csillagászati és Asztrofizikai Diákolimpiáról

Szalai Tamás

SZTE TTIK, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

A hazai és egyetemes fizikatörténetnek jó néhány kapcsolódási pontja van a Balatonnal – elég, ha csak a *Marx György* által elindított balatonfüredi neutrínó-konferenciákra és a nemzetközi híru fizikusok látogatásainak emlékét őrző Tagore-sétányra, vagy éppen a tavaly száz éve elhunyt *Eötvös Loránd* és munkatársainak a Balaton jegén torziós ingával végzett méréseire gondolunk. Tavaly újabb szállal erősödött ez a kapcsolat: a 2019-es csillagászati és asztrofizikai diákolimpia nemzetközi döntőjének ugyanis Magyarországon, ezen belül Keszthely városa adott otthont.

A Nemzetközi Csillagászati és Asztrofizikai Diákolimpiai mozgalomnak (International Olympiad on Astronomy and Astrophysics, IOAA) nincs olyan, sok évtizedes múltja, mint a hagyományos tantárgyi diákolimpiák többségének: az IOAA 2007-ben, a Fizikai Diákolimpia „leágazásaként” indult útjára, de hamar a csillagászati-asztrofizikai tudományterület legrangosabb középiskolai tanulmányi versenyévé vált. Magyarország 2011 óta vesz részt a versengésben; az aktuális és korábbi tanévek nemzeti válogatóversenyeiről, valamint az egyes nemzetközi döntőkön elért eredményekről a hazai mozgalom <http://www.bajaoobs.hu/ioaa> honlapján található részletes információk.

Az idei évben az a megtisztelő – egyúttal komoly kihívást jelentő – feladat várt hazánkra, hogy mi adjunk otthont a sorrendben 13. nemzetközi olimpiai döntőnek. A szakmai és logisztikai előkészületek már 2017-ben megkezdődtek, hiszen az elejétől fogva rengeteg teendő hárult a szervezőkre, a helyszínek gondos kiválasztásától kezdve az eszközbeszerzések és szolgáltatások megrendelésén át egészen a szakmai bizottság felállításáig. A 2019-es Diákolimpia szakmai társ-főszervezői a Szegedi Tudományegyetem és az MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpontja voltak, ugyanakkor több más intézmény és szervezet (a Magyar Csillagászat Nonprofit Kft., az MTA CSFK Csillagászati Intézete, az SZTE Bajai Observatóriuma, az Eötvös Loránd Tudományegyetem és az ELTE Gothard Asztrofizikai Observatórium, a Pannon Egyetem, valamint a Magyar Csillagászati

Egyesület) is bekapcsolódott az előkészítő folyamatokba. A főszervezői posztot olimpiai biztosként *Kiss Áron Keve* (MCSN Kft.), valamint hazai IOAA-koordinátorként *Hegedüs Tibor* (SZTE BAO) látta el, munkájukat *Rózsabegyvi Márton* projektmenedzser (MCSN Kft.) mellett adminisztrátorként többen is segítették.

Minden diákolimpiai döntő egyik kardinális kérdése a kítűzésre kerülő szakmai feladatok minősége és ötletessége. A különböző jellegű (elméleti, adatfeldolgozási, észlelési) feladatok összeállítása mindig a rendező ország felelőssége, de a feladatjavaslatokra a végső jóváhagyást az IOAA elnöke és főtájkára adja meg. A javasolt feladatsorokat az olimpia első napjaiban, a résztvevő országok csapatvezetői által alkotott testület ülésén (International Board Meeting, IBM) kell beterjeszteni, ahol végül – nem ritkán hosszas szakmai viták után – a csapatvezetők döntenek a feladatsorok végső formájáról. A hazai szervezők ebben a kérdésben sem akartak semmit sem a véletlenre bízni: az akadémiai bizottság (Academic Committee) soraiba a hazai csillagász szakma jeles oktató-kutató képviselőit (*Borkovits Tamás, Csizmadia Szilárd, Forgács-Dajka Emese, Frey Sándor, Hegedüs Tibor, Kiss L. László, Kocsis Bence, Kolláth Zoltán, Kovács József, Szabados László, Szabó Róbert, Vinkó József*) kérték fel, a grémium vezetését és az olimpia ideje alatti szakmai koordinációt pedig Kiss L. László akadémikus vállalta el.

A fentebb ismertetett szervezési és előkészítési feladatok jelentős humán erőforrást kötöttek le az amúgy sem túl népes hazai szakmai rétegből. Ez komoly kihívást jelentett a másik nagy feladat, az idei magyar diákolimpiai csapat kiválasztása és felkészítése szempontjából. A becsület úgy diktálta, hogy „nagy” olimpia kapcsán érintett kollégáink semmilyen módon se folyjanak be a felkészítő munkába, hogy az információszivárogatás látszatát is elkerüljük.

Egy ideje az erős csillagászati hagyományokkal bíró nemzetek általában két ötfős csapatot is regisztrálnak az IOAA-ra – ezúttal ezzel a lehetőséggel házigazdaként mi is élhettünk. Az olimpiai keret felkészítését csapatvezetői minőségben ezért összesen négy fő – *Szalai Tamás* csillagász (SZTE), *Udvardi Imre* középiskolai tanár (Újpesti Könyves Kálmán Gimnázium), illetve két korábbi olimpikon, *Dálya Gergely* fizikus PhD-hallgató és *Kalup Csilla* fizika BSc-hallgató (mindketten ELTE) – irányította. Munkájukat mintegy tucatnyian (egyetemi oktatók, középiskolai tanárok és egyetemi hallgatók, köztük szintén volt diákolimpikonok) segítették. A 2019. márciusi, pécsi országos döntőn kiválasztott 13 olimpiai kerettag a következő hónapokban intenzív hétfégi foglalkozáso-



Szalai Tamás, PhD csillagász, az SZTE TTIK Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék tudományos munkatársa. Kutatási témája a szupernóva-robbanások és kettőscsillagok vizsgálata. 2011 óta vesz részt a Csillagászati és Asztrofizikai Diákolimpiai mozgalom hazai versenyszervező, csapatválogató és felkészítő munkájában, 2018-ban és 2019-ben a magyar válogatott egyik csapatvezetője volt.

kon és online feladatsorok megoldásával készült a megmérettetésre. Ez kimondottan hatékonyak bizonyult, ugyanis a kerettagok fele 2019 tavaszán érettségizett (sőt, volt, akinek párhuzamosan még külföldi egyetemi felvételre is kellett készülnie), és a fiatalabb diákoknak is akadtak egyéb, komoly elfoglaltságaik (nyelvvizsgák, más országos és nemzetközi tanulmányi versenyek). Az online feladatsorok beküldését azonban viszonylag rugalmasan lehetett kezelni, így mindenki be tudta osztani az idejét.

A kijelölt hétvégi alkalmakon Budapesten és Baján az elméleti és adatfeldolgozási témaköröket vettük sorra a diákokkal, míg az MTA CSFK Csillagászati Intézet Piszkéstetői Observatóriumában a távcső- és égboltismeretet lehetett gyakorolni. Utóbbi témakörök elmélyítéséhez még azok a fakultatív alkalmak is nagyban hozzájárultak, amelyek a Süllysápi AmatőrCsillagász Egyesület csillagvizsgálójában zajlottak, és kiválóan szolgálták a diákok valódi közösséggé formálását is.

A több hónapos felkészítési folyamat kettős eseménnyel zárult. Június utolsó napjaiban Szlovéniában három ország – a házigazdákon kívül Horvátország és Magyarország – részvételével zajló „miniolimpiára” került sor, amelyre a pontverseny akkori állása szerinti első öt helyen álló diákunkat küldhettük ki. Ez a verseny – a márciusi országos döntőhöz hasonlóan – már latba esett a csapat végső kijelölésénél, ezért egyidejűleg a többi kerettagunk is megírta ugyanazokat a feladatsorokat Budapesten. A szlovéniai versenyen diákjaink szépen szerepeltek, az abszolút első helyet magyar diák, *Varga Vázsony* szerezte meg.

A második és legfontosabb esemény pedig a július első hetében Jászberényben szervezett záró felkészítő és csapatkiválasztó tábor volt, amelyet a helyi Városi Könyvtár által nyert pályázat támogatásával, az intézmény munkatársainak lelkes és mindenre kiterjedő háttérmunkájával olajozottan és hatékonyan sikerült levezényelni. Ebben a pár napban az egyes témakörökre fókuszáló áttekintő foglalkozások mellett esti távcsöves észleléseket és planetáriumi tréningeket is tartottunk (utóbbiban az Utazó Planetárium stábjába volt segítségünkre). A sűrű és intenzív program befejezéséig egy, már az augusztusi olimpiát szimuláló, több fordulós – a csapat kijelölésére szolgáló pontverseny 50%-át adó – feladatsor várt a diákokra. A tábor zárásakor tíz diákot (köztük kilenc olimpiai „újoncot”) nevezhettünk meg olimpiai csapattagként: *Tófalusi Ádám*, *Varga Vázsony*, *Császár Kornél*, *Mendei Barna*, *Kozák András* (első csapat), illetve *Soós Benjámin*, *Rajmon Imola*, *Bacsó Zétény*, *Bánhidai Dominik* és *Tordai Tegze* (második csapat) személyében. A további három kerettag – *Mátéfy Ádám*, *Kóti Dávid*, *Szabó László* – hivatalos olimpiai tartalék-csapattag státuszba került. Csapataink felkészülten és tettere készen, ugyanakkor izgalommal telve várták az augusztust, hogy a nagy nemzetközi porondon is megmutathassák, mire képesek.

Térjünk tehát vissza az IOAA idei döntőjére, amelyre augusztus 2–10. között Keszthelyen került sor! Pontosabban Keszthelyen és Hévízen, hiszen míg a diá-



Kiss Áron Keve olimpiai biztos hivatalosan megnyitja a 2019-es Nemzetközi Csillagászati és Asztrofizikai Diákolimpiát a keszthelyi városi sportcsarnokban rendezett nyitóünnepségen. A beszámolóban és a címlapon szereplő képek jogtulajdonosa a Vízió Budapest Tudománykommunikációs Ügynökség.

kok szállásának, illetve a versenyfordulók és a ceremóniák helyszíne a „Balaton fővárosa” volt, addig a csapatvezetők, illetve a verseny szervezői és segítők többsége Hévízen lakott és dolgozott. Udvardi Imre csapatvezető kollégánk és diákjai már péntek kora reggeltől fogadták az érkező küldöttségeket a Liszt Ferenc reptéren, ahol frissítők, szendvicsek és egy nagy IOAA-tábla várta a csapatokat; a terminálról különbuszokkal lehetett eljutni Keszthelyre és Hévízre.

A hivatalos megnyitó ünnepségre 3-án, szombaton délelőtt került sor a keszthelyi Csány-Szendrey Általános Iskola és Művészeti Iskola sportcsarnokában (ugyanaz az épület adott helyet az elméleti és adatfeldolgozási fordulónak, valamint az éremosztással egybekötött záróceremóniának is). Az olimpiát hivatalosan Kiss Áron Keve olimpiai biztos nyitotta meg, rajta kívül köszöntő beszédet mondott még *Grzegorz Stachowski* (az IOAA lengyel elnöke), Kiss L. László, az akadémiai bizottság elnöke, valamint *Rózsa Gábor*, az EMMI osztályvezetője is. A nyitóünnepség leglátványosabb része a csapatok országzászlóikkal való színpadra vonulása volt – az idei évben rekordszámú, 46 ország érkezett az IOAA döntőjére, közülük hét nemzet vendégcsapatot is regisztrált, így összesen mintegy 260 diákot és 100 csapatvezetőt köszönthettek az ünnepség résztvevői. A megnyitó végén versenyzők és csapatvezetők érzékeny búcsút vettek egymástól – utóbbiak nem feledehették, hogy a diákoktól összegyűjtsenek minden, kommunikációra és internetelésre alkalmas eszközt, amit a versenyzők csak szerda este, a versenyfordulók végeztével kaphattak vissza. Ez a lépés is a verseny tisztaságát volt hivatott szolgálni, nehogy bárki bizalmas információk megszerzése révén jusson jogosulatlan előnyhöz.

Míg a versenyzők ezt követően Keszthely nevezettségével ismerkedtek, addig a csapatvezetők számára elkezdődött a munka, hiszen aznap éjjelre el kellett készülni az adatfeldolgozási forduló feladatainak véglegesítésével, amit vasárnap reggel már a diákok elé kellett tenni. Az IBM-eknek nevezett testületi



A magyar delegáció – két csapatunk és a négy csapatvezető – a nyitőünnepségen.

reműködésével sikerült 88 egyforma távcsövet beszerezni, amelyek a diákok szállásául szolgáló Pethe Ferenc Kollégium – előzetes tesztelésen átesett – foci pályáján kerültek elhelyezésre. Az észlelési fordulót – a diákok nagy száma miatt – így is csak három körben lehetett lebonyolítani, és mivel az éjszaka előrehaladtával a párásodás is egyre komolyabb méreteket öltött, nem unatkozott az a mintegy 45 amatőr csillagász segítő, akik az észlelés előkészítését, valamint a távcsövek és a versenyzők verseny alatti felügyeletét voltak hivatottak ellátni. Több tucat hajszárító is be volt készítve a távcsövek mellé, nem hiába: az éjszaka előrehaladtával nemcsak a tubusok, hanem már a főtűk-rök is párásodni kezdtek...

üléseken a tudományos bizottság egy-egy tagja ismertette az adott fordulóhoz tartozó feladatokat, amelyeket a jelenlevők mind szakmai, mind megfogalmazásbeli szempontból részletesen átbeszéltek; végül a vitás kérdésekről szavazás döntött. Ezt követően a nem angol anyanyelvű országok csapatvezetői a végleges feladatlapokat még lefordították saját nemzeti nyelvükre, ugyanis a diákok segítségképpen ezt is megkaphatták. Ugyanez a forgatókönyv játszódott le később a távcsöves észlelési, az elméleti, majd végül a planetáriumi forduló feladatsorai, illetve a pontversenyen kívüli mix csapatverseny (játékos feladat, amelyhez hatfős, lehetőség szerint különböző nemzetiségű diákokból álló csapatokat sorsoltak ki) kapcsán is. A feszes levezetésnek és a gondosan előkészített feladatsoroknak hála az ülések a menetrend szerinti időpontokban fejlődtek be; ugyanakkor a fordítási munka (különösen a két, nagyon összetett feladattól álló adatfeldolgozási, valamint a 14 feladatot tartalmazó, öt óra keretidejű elméleti fordulót) többször még így is bőven éjfél utánig tartott.

Vasárnap délután és este az átlagosnál is fokozottabb izgalom uralkodott mind a szervezők, mind a diákok és csapatvezetőik körében, mivel aznapra volt betervezve az éjszakai távcsöves forduló. Az időjárás-előrejelzés – szó szerint – derűlátásra adott okot, ami azért is jelentett nagy fegyvertényt, mert az előző hat(!) IOAA egyikén sem lehetett a tervezett formában távcsöves észlelési fordulót lebonyolítani. Most viszont sikerült – derült lett az éjszaka, indulhatott az észlelés (lásd a címlapot)! Persze a kedvező időjáráson kívül megfelelő infrastruktúra és személyi állomány is szükségeltetett a sikeres éjszakához, és ennek előkészítése újfent a szervezőket dicséri. Hosszú hónapok munkájával, a Budapesti Távcső Centrum köz-

A diákoknak a Szaturnusz segítségével kellett párhuzamosítaniuk a távcsöveket, majd a bolygó gyűrűiről kellett vázlatos rajzot készíteniük, pontosan bejelölve a Titan pozícióját is. Ezt követően az M57 planetáris köd megtalálása és látómező-rajza, majd az AF Cygni jelű változócsillag fényességbecslése következett; végül pedig két, szabad szemmel látható csillag szögtávolságát kellett minél pontosabban becsülniük – mindezt elég szűk időkeretben. Talán a sok éves kihagyásnak, talán részben a párás időnek tudható be, hogy e versenyszámban a résztvevők többsége nem igazán remekelt (a magyar diákok viszont összességében jó teljesítményt nyújtottak az észlelésben).

Szintén speciális fordulónak ígérkezett a planetáriumi feladatsor, mivel illet sem tartanak minden évben, vagy ha igen, akkor egy nagy méretű, épített planetáriumban. Nálunk – hazánk összes kapacitását fel-

Borkovits Tamás akadémiai bizottsági tag ismerteti az egyik adatfeldolgozási feladatjavaslatot a csapatvezetők testületi ülésén.



használva – három 7 méter és egy 8 méter átmérőjű, a Pethe Kollégium tornatermében elhelyezett mobil planetáriumban bonyolították le a fordulót. A diákoknak három égbolt-szituációt vetítettek le, amelyekkel kapcsolatban különböző feladatokat kellett megoldaniuk. Hogy ne legyen olyan „egyszerű” dolguk (ami azért a mesterséges égbolt alatt sosem az), az egyik esetben az égbolt a déli féltekéről, egy másik esetben pedig a Holdról nézve volt beállítva. Ennél és a korábbi fordulónál nagyon fontos volt a megfelelő versenylevelezés, amit Frey Sándor és *Gyenzse Péter* kollégáink (valamint segítők) biztosítottak.

A pontversenybe nem számító vegyes csapatverseny ezúttal is nagyon ötletesre sikerült. Míg a korábbi évek hasonló programpontjában volt már szabadulósobás játék és közös méréstervezés is, addig ebben az évben egy kirakós játék – amelynek egyes darabkáit bizonyos kérdésekre adott helyes válaszok függvényében lehetett összegyűjteni – adta a központi elemet.

Miután a diákok végeztek az egyes fordulókkal, dolgozataik a pontozókhoz (egyetemisták, fiatal oktatók/kutatók, fizika szakos tanárok) kerültek, akik a feladatkitűző bizottság tagjaival karöltve – többször szintén éjszakába nyúlóan – javították és értékelték a versenyzők alapvetően angol nyelven kért, de sok esetben nemzeti nyelvű szövegekkel is tűzdelt megoldásait. Ezen túl az utolsó két napban a reklamációs/pontmoderációs körök lebonyolítása is az ő közreműködésükkel zajlott (minden csapat feladatonként vagy feladatcsoportonként 10-10 percet kapott a vitás pont-

A versenyzők a sorokra várnak a planetáriumi forduló alatt a keszthelyi Pethe Ferenc Kollégium tornatermében.



A diákok az öt óra hosszúságú elméleti forduló megírása előtt Frey Sándor versenylevelezető akadémiai bizottsági tag intelmeit hallgatják.

számok tisztázására, ami nem mindig zárult békés egyetértéssel, ezért itt is, akárcsak a feladatmegbeszélések során, nemegyszer szükség volt Kiss L. László határozott moderatori fellépésére).

A versenyfordulók, bizottsági ülések és javítási-értékelési feladatok közepette azért mindenki számára jutott szabadidő is, amit a rendezvényszervező cégeként közreműködő Diamond Congress Kft. minőségi módon szervezett meg mind a diákok, mind a felnőttek számára. A hétfői szabadnapon a csapatvezetők a keszthelyi Festetics-kastélyt, a szigligeti várat és Badacsonyt látogatták meg, egy balatoni hajózást és borkóstolós vacsorát is a programba iktatva; ezalatt a diákoknak Sümegen szerveztek látványos és vidám programokat (magyar–mongol lovasbemutató, lovagi torna, korhű helyiségben való étkezés). Egy későbbi napon mind a felnőttek, mind a diákok látogatást tettek Tihanyban is, ahol az apátság mellett a Levendula-

A csapatvezetők a Festetics-kastélyt csodálják.





Csapatunk tagja, Varga Vázsony átveszi bronzérmét és oklevelét Kiss L. Lászlótól, a szakmai bizottság elnökétől; bal oldalon három másik bronzérmesünk (Mendei Barna, Kozák András, Soós Benjámin) látható.

ház és a Babamúzeum megtekintése is a programok között szerepelt, és természetesen a tihanyi visszhangot is ki lehetett próbálni. A diákok a heti programjában még keszthelyi városnézés, strandolás, szabadtéri néptáncprogram, vizesluficsata és több estén – konzolidált – buli is szerepelt. A diákok programjainak és mindennapi tevékenységeik megfelelő körülmények között történt megvalósításában hatalmas szerep jutott a csapatok mellé beosztott egyetemista kísérőknek és az őket irányító munkatársaknak.

Szerda este, a versenyfordulók után egy kultúrestre is sor került. Itt is garantált volt a jó hangulat, hiszen versenyzők és csapatvezetők négy nap után találkozhattak, jó volt a program, finom volt a vacsora, és a diákok még a telefonjaikat is visszakapták. Az est részeként látványos műsort adott a Budai Babszem néptáncgyűttes, de legjobban talán egymás produkcióit várták a résztvevők: néhány vállalkozó kedvű ország diákjai 4-5 perces műsorszámokat mutattak be, ezek között volt ének, szólótánc és „népünnepélybe” torkolló ösztánc is. A magyar csapat egy jó hangulatú, humoros videót készített a gulyásleves elkészítésének módjáról, csillagászati „kellékeket” és szócikkeket sem kispórolva az összetevők közül.

Az olimpia záróeseményére augusztus 9-én, pénteken este – a délutáni záró IBM-et követően – került sor, ismét a keszthelyi sportcsarnokban. A diákok nagyon izgatottan várták az eredményeket, míg a csapatvezetők ekkorra azért már nagyjából tisztában voltak azokkal – számunkra így leginkább az jelentett kihívást, hogy idő előtt ne áruljunk el senkinek semmit.

A ceremónia szokás szerint ünnepi beszédekkel kezdődött; ezúttal *Szendrő Péter*, az Országos Tudo-

mányos Diákköri Tanács elnöke, illetve *Ruzsics Ferenc*, Keszthely polgármestere szólott (tolmácson keresztül) a fiatalokhoz – utóbbi minden diákot egy-egy, a várost bemutató ötnyelvű kiadvánnyal is megajándékozott. A beszédek egy látványos „erődemonstráció” követte a méltán híres Rippel-fivérek és társulatuk előadásában.

Ezt követően jöhetett a mindenki által legjobban várt pillanat, a helyezések kihirdetése! Az IOAA jelenlegi szabályainak értelmében a résztvevők körülbelül fele nyerhet valamilyen érmet (összesen 17 arany-, 53 ezüst- és 59 bronzérem került kiosztásra), míg 20-25 további versenyzőt kiemelt dicséretben részesítenek. Bár ez talán első hallásra kicsit túl „nagyvonalú” díjazásnak tűnhet, vegyük figye-

lembe, hogy a csillagászat terén erős, jellemzően dupla csapattal érkező nemzetek (USA, Oroszország, Irán, Románia, Kína, Vietnám) diákjai általában mind érmet szoktak nyerni, így a „maradék” körülbelül 70-80 érmen a többi 40 ország osztozik... Ráadásul ennek folyamánként az érmeseknek és dicséretben részesülőknek ténylegesen nagyon jó teljesítményt kell nyújtaniuk (jellemzően a legjobb versenyzők pontszámainak minimum 50%-át, ami ilyen nehézségi szintű feladatok esetében igencsak megsüvegezendő teljesítmény).

Mindezek fényében a magyar diákok összességében kimondottan sikeres versenyt tudhatnak maguk mögött, hiszen számszerűleg minden idők legjobb magyar szereplését produkálva, 4 bronzéremmel és 6 kiemelt dicsérettel zárták az olimpiát!

Bronzérmét nyert

- Kozák András (11. évfolyam, ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium),
- Mendei Barna (11. évfolyam, Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium),
- Soós Benjámin (12. évfolyam, Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium) és
- Varga Vázsony (10. évfolyam, Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium).

Kiemelt dicséretben (Honorable Mention) részesült

- Bacsó Zétény (11. évfolyam, Budapest V. ker. Eötvös József Gimnázium),
- Bánhidi Dominik (12. évfolyam, Szent László ÁMK, Baja),

- Császár Kornél (12. évfolyam, Zalaegerszegi Zrínyi Miklós Gimnázium),
- Rajmon Imola (12. évfolyam, Budapest XIII. kerületi Berzsenyi Dániel Gimnázium),
- Tófalusi Ádám (12. évfolyam, Debreceni Református Kollégium Dóczy Gimnáziuma) és
- Tordai Tegze (11. évfolyam, Bethlen Gábor Református Gimnázium és Szathmáry Kollégium, Hódmezővásárhely).

Emellett a pontversenyen kívüli „mix” csapatversenyben az aranyérmes és az ezüstérmes csapatban is volt magyar diák, Soós Benjámín, illetve Rajmon Imola személyében. A verseny abszolút győztese a vietnámi *Quan Nguyen Manh* lett, míg az egyes nemzetek összesített eredményeit figyelembe véve Oroszország diákjai teljesítettek a legjobban (5 arany- és 5 ezüstérem). Magyarország a „hagyományos” éremtáblázaton a 23., a csak az érmek összes számát figyelembe vevő összevetésben holtversenyben a 15–18. helyen zárt.

2013 óta ez volt az eddigi legjobb magyar szereplés a Csillagászati és Asztrofizikai Diákolimpián (akkori ötfős csapatunk Görögországban 1 ezüst- és 2 bronzérmes, illetve 1 kiemelt dicséretet „termelt”). Ebben az évben mindkét csapatunk minden tagja szerzett valamilyen elismerést, ez abszolút rekord. Az eredmények különösen értékesek annak fényében, hogy – sok résztvevő országgal ellentétben – Magyarországon a csillagászat nem önálló iskolai tantárgy, illetve hogy bizonyos országokban önálló intézetek működnek a csillagászati tehetséggondozás céljára, míg nálunk iskolai és egyesületi csillagászati szakkörök, valamint egyetemi oktatók, akadémiai kutatók, amatőr csillagászok és egyetemi hallgatók által tartott felkészítő alkalmak keretében van csak mód a diákokkal foglalkozni.

Díjakat kaptak még az egyes fordulók (elmélet, adatfeldolgozás, észlelés) legjobb teljesítményt nyújtó diákjai, valamint a most debütáló poszterverseny győztesei is. Az ünnepség végén *Aniket Sule*, az IOAA indiai főtitkára beszélt elismerő szavakkal a mögöttünk hagyott hétről (konkrétan az egyik legsikeresebb és leghatékonyabb szervezésű olimpiának nevezve az ideit). Záró aktusként a hagyományos olimpiai zászló-



A teljes magyar diákcsoport és csapatvezetőik a záróesemény után.

átadás következett – a 2018-hoz képest fordított szereposztásban, hiszen ezúttal a magyar delegáltak adták át az IOAA szimbólumát a jövő évi rendező ország, Kolumbia képviselőinek.

A magyar diákok eredményei fölött érzet örömmel büszkén mondhatjuk el azt is, hogy egy igazán jó hangulatú és sikeres olimpiát szerveztünk – pedig az előkészítés fázisában nem mindig tűnt úgy, hogy bizonyos problémákat sikerül majd egyáltalán megoldani/áthidalni... Mindehhez kellett a logisztikai és a szakmai grémium sok hónapos, megfeszített előkészítő munkája, csakúgy, mint a körülbelül 150 helyszíni közreműködő (pontozók, távcsöves segítők, a diákok mellé rendelt kísérők, rendezvényszervezők, sajtósok, ...) jelenléte is, akik sokszor gyakorlatilag napi 24 órában teljesítettek szolgálatot. Valódi ünnep volt ez a hét a csillagászat és ennek hazai körei számára is – hivatásos és amatőr csillagászok, középiskolások és elhivatott tanárok, lelkes segítők és támogatók erőfeszítéseinek közös eredménye!

Az IOAA 2019 hivatalos, angol nyelvű feladatsorait és azok megoldásait, valamint a részletes eredménylistát a diákolimpiai verseny www.ioaa2019.hu hivatalos honlapján, további információkat, képeket és videókat az esemény <https://www.facebook.com/ioaa2019> Facebook-oldalán lehet megtekinteni.

A beszámolót olvasó, de a versengésben eddig részt nem vevő középiskolásokat, illetve tanáraikat, szakkörvezetőiket pedig azzal biztatjuk: akit csak érdekel a csillagászat, a matematika, és a fizika, kapcsolódjon be a következő válogatóversenybe – kár kihagyni ezt az élményt!

Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

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

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtitkár, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.

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

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

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

Megjelenik havonta (nyáron duplaszámmal), egyes szám ára: 1000.- Ft (duplaszámé 2000.- Ft) + postaköltség.

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

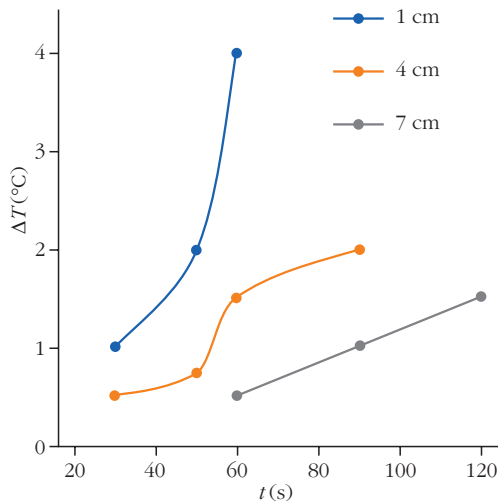
A TORZIÓS INGÁTÓL AZ ŰRGRAVIMETRIÁIG

Komáromi Annamária

Balassi Bálint Nyolcévolyamos Gimnázium, Budapest

Eötvös Loránd torziós ingáját gravitációs mező egyenletlenségeinek kimutatására, az iparban olajmezők felkutatására egészen a hatvanas évekig használták. A diákok részéről felmerülhet a kérdés, hogy Eötvös Loránd után 100 évvel vajon milyen eszközökkel hajtják végre ezen méréseket? Válaszként elmondhatjuk, hogy napjainkban elsősorban repülőgépek, illetve műholdak segítségével történik a Föld gravitációs mezejének vizsgálata [1]. Időközben kialakult egy új tudományterület, az űrgravimetria, amelynek nemzetközileg is elismert szakértője volt *Izsák Imre*, akit tanításunk során Eötvös gravitációval kapcsolatos munkássága mellett érdemes megemlíteni. Izsák Imre 1956-ban elhagyta az országot, mert Magyarországon nem volt lehetősége a nyugati, illetve az amerikai tudományos világgal való kapcsolattartásra, s ezáltal a tudományos fejlődésre sem. Disszidálását rövid idővel követően nagy elismertségre tett szert a tudományos világban a Föld alakjának pontosabb meghatározására vonatkozó számításaival. E számításokat az akkor már bőségesen rendelkezésre álló műholdpályaadatok elemzésével hajtotta végre. Elismertségét bizonyítja, hogy Magyarországról való távozását követően nem sokkal a Harvard Egyetemen kapott állást, illetve a NASA tudományos munkatársa lett. Sajnos pályafutása – 36 éves korában bekövetkezett hirtelen halálával – hamar befejeződött. 2017-ben a Vega Csillagászati Egyesület kiadta *Csizmadia Ákos* Izsák Imre életéről szóló könyvét, amelyben részletesen tájékozódhat az olvasó a tudós eredményeiről [2].

Az űrgravimetriai mérésekről szóló cikkek keresésekor a NASA honlapján egy igen egyszerű, de ötletes mérést találtam, amellyel a Mars belsejéből mintát vevő első űrszonda (InSight) összetett vizsgálatát le-



1. ábra. A „talaj”-hőmérséklet változása a felszín alatt 1, 4 és 7 cm-es mélységben a hőszugárzás időtartamának függvényében és a mérés összeállítása Arduinóval.



het „diákközze” hozni egy vizsgálati részletet bemutató tantermi kísérlettel. Híradásokban is olvashattuk, hogy 2018 novemberében landolt az InSight űrszonda a Mars felszínén. Ez az első olyan űrszonda, amely a talajba fúrva tud mintát venni a Mars belsejéből. Figyelemre méltó, hogy az űrszonda marsi leszállása után néhány héttel a program egy részének iskolai modellezését is kitalálták. A NASA által javasolt modellkísérlettel a homokos talajbéli hőterjedés sebességét lehet iskolai körülmények között megmérni.

Megnyugtató volt olvasni, hogy az amerikai honlap a méréshez – a lehetséges mikrovezérlők között – a hazánkban közkezdelt Arduinót is ajánlja. Lényegében egy pohár földet és egy hőmérőszenzort ajánl a NASA oktatással foglalkozó honlapja a kísérlethez. A hőmérőszenzort különböző mélységekben kell elhelyezni, majd – azonos külső melegítési (megvilágítási) körülmények között – az idő függvényében mérjük a hőmérséklet emelkedését a különböző mélységekben. Mi az iskolában egy régi infralámpával oldottuk meg a melegítést. Az 1. ábrán láthatjuk a kísérleti összeállítást, valamint a mérési eredményeket bemutató grafikont.¹

A NASA javaslata alapján elvégzett fenti kísérlet tapasztalatai alapján úgy gondoltam – különösen az Eötvös-évforduló kapcsán –, hogy érdemes lenne egy iskolai körülmények között könnyen megvalósítható, Eötvöshöz kapcsolható, mai modern gravitációs mérést imitáló összeállítást kitalálni. Ezzel a diákok is bepillantást nyerhetnek a jelenleg folyó legmoder-

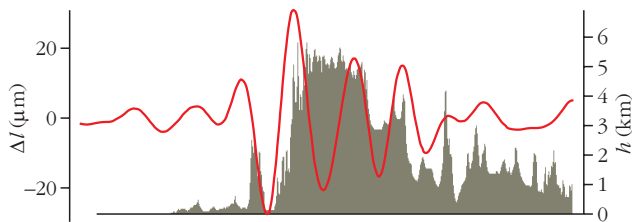
Készült a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás alapján. Az előadáshoz tartozó bemutató megtalálható az Eötvös Loránd Emlékév honlapján [6].

A tanulmány elkészítését a Magyar Tudományos Akadémia Tantergypedagógiai Kutatási Programja támogatta.



Komáromi Annamária a budapesti Balassi Bálint Nyolcévolyamos Gimnázium matematika-fizika szakos tanára. 2019-ben PhD fokozatot szerzett az ELTE-n. Az ELTE-MTA Fizika Tanítása Kutatócsoport tagja.

¹ A kísérleti összeállítás útmutatója angol nyelven található a honlapon, így diákjaim az eredeti bemutató grafikont is angol nyelven készítették. Végzős diákjaim feladatlapokat is szerkesztettek a tanórai méréshez, szintén angolul. Az olvasót ezzel nem terhelem.



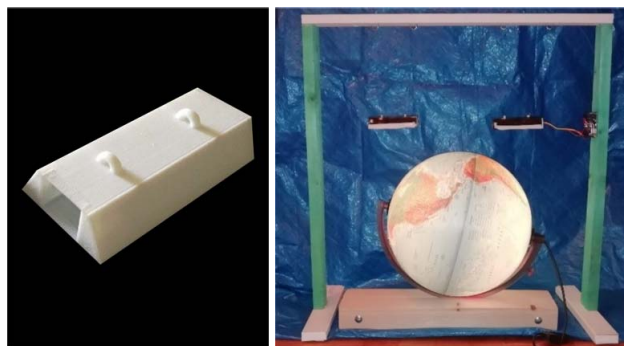
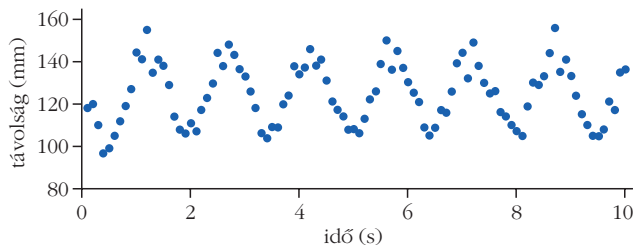
2. ábra. A két műhold közti Δl távolság változása a Himalája h magasságú hegyvonulata felett [4].

nebb mérési eljárásokba. Így vetődött fel az ötlet, hogy hozzuk be a fizikaórára az űrgravimetriát.

A műholdas gravimetriai mérések közül a tanítás során a GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment) missziót szoktam megemlíteni, amelyben egy műholdpáros végezte a méréseket. A műholdak a Föld körüli keringésükkor szabadon esnek, ezt a jelenséget kihasználva, a mesterséges holdak között lévő távolság változásának mérésével a Föld gravitációs mezejének apró egyenletlenségeit lehet kimutatni. A GRACE program, amelyet legnagyobb részben a NASA és a német repülési és űrkutatási intézet, a DLR (Deutsche Forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt) dolgozott ki, 2002-től egészen 2017-ig működött. A két műhold változó távolságát az egyik műholdról kibocsátott mikrohullám másik műholdról való visszaverődésének eltérő idejéből határozták meg – sok egyéb paraméter figyelembe vételével. A GRACE program befejezése után 2018 májusában bocsátották fel a GRACE Follow műholdpárost. A mikrohullámú távolságmérést a jelenleg legmodernebb technikát képviselő lézer-interferometria alkalmazásával egészítették ki, s ezzel a Föld gravitációs mezejének sokkal pontosabb meghatározására nyílt lehetőség. A lézer-interferométerről például a [3]-ban olvashatunk bővebben. Ezen mérésekre is igaz, hogy fizikai alapjuk a műholdak szabadesése. Az 500 km magasságban keringő műholdak egymástól 220 km-re helyezkednek el, és szintén a köztük lévő távolság változásainak méréséből következtetnek a gravitációs mező erősségére [4]. A 2. ábrán a GRACE-FO műholdpáros mérési eredményét láthatjuk a Himalája fölött.

A mérések során a Föld gravitációs mezejének pontosabb megismerése mellett – kihasználva, hogy a mező erősségének változása a tömegátrendeződés következménye – számos egyéb fontos ismeretet is nyerhetünk bolygónkról. Többek között a jégtakarók, gleccserek változásáról, az óceáni áramlásokról, nagyobb tavak, folyók vízmennyiségének alakulásáról, a

4. ábra. A műholdmodellek közötti távolság lézeres mérésének eredménye az idő függvényében.



3. ábra. A GRACE-FO műholdpáros 3D nyomtatású makettje, valamint a mérést bemutató iskolai modell.

talaj víztartalmának ingadozásairól, illetve a tengerek vízszintjének emelkedéséről kaphatunk információt.

Diákjaim Arduino felhasználásával a GRACE Follow műholdpáros mérésének egyszerűsített változatát készítették el. Egy 8. osztályos tanítványom az interneten található fantáziarajzok segítségével tervezte meg, majd 3D nyomtatóval nyomtatta ki a műholdmodelleket. A 3. ábra bal oldalán látható, miként oldotta meg – saját ötlete alapján – nyomtatással a felfüggesztés lehetőségét. Sőt a tervezéskor azt is figyelembe vette, hogy a modellben az Arduino jeladót – amely kibocsátja a lézert, illetve érzékeli a másik műholdmodellről visszaverődött lézert – is el kell majd helyezni. Ezt a képen látható téglalap alakú lyukkal biztosította.

Ezek után egyik földrajz szakos kollégámtól kölcsönkaptam a földgömböt, majd a barkácsboltban vásárolt lécek és egy kis családi fűrész, faragás segítségével elkészült a kísérleti összeállítás. A szükséges Arduino alkatrészeket diákjaim szerezték be, illetve a mikrovezérlőt is ők programozták. A műholdak felfüggesztését horgászda-millal oldottuk meg. A maketteket színes lappal borítottuk be az interneten talált fantáziaképek stílusában. A 3. ábrán jobbra láthatjuk a kísérleti összeállítást. Maga az Arduino mikrovezérlő a jobb oldali függőleges lécen kapott helyet. A kísérletet sötétben a földgömbben elhelyezett lámpa teszi még hangulatosabbá. A kísérletről működés közben készült videót a <https://youtu.be/g0C5vT7a2DE> helyen lehet megnézni.

A kísérleti összeállítást egy régi, kedves, ma már egyetemista tanítványom azzal fejlesztette tovább [5], hogy a műholdak mozgásakor a köztük létrejövő távolságváltozást valós időben, grafikonon nyomon lehet követni. Ez látható a 4. ábrán.

Irodalom

1. Patkós András: Eötvös Loránd időszerűsége – 2. *Fizikai Szemle* 69/2 (2019) 39.
2. Csizmadia Ákos: *Izsák Imre*. Vega Csillagászati Egyesület, Zalaegerszeg, 2017.
3. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/610/1/012010/pdf>
4. <https://www.aei.mpg.de/2277280/first-light-for-grace-follow-on-laser-interferometer>
5. Komáromi Annamária, Nagy Dániel: Akusztikus lebegtetés és más kísérletek Arduino felhasználásával, avagy ne féljünk attól, ha a tanár tanul a diáktól. *Fizikai Szemle* 68/10 (2018) 356–360.
6. https://eotvos100.info/mediagyujtemeny/other/fizikus_vandorgyules/A_torzios_ingatol_az_urgravimetriaig.pdf vagy https://eotvos100.hu/hu/page/tovabbi_eloadasok

MARX GYÖRGYNÉ KOCZKÁS EDIT (1927–2019)

Marx Györgyné Koczás Edit 1946-ban a Szegedi Tudományegyetem Természettudományi Karán kezdte meg matematika-fizika szakos középiskolai tanári tanulmányait, majd Budapesten a Magyar Királyi Pázmány Péter Tudományegyetem folytatta. Matematika-fizika szakos középiskolai tanári oklevelét 1951-ben kapta meg kitűnő minősítéssel az egy évvel korábban *Eötvös Loránd* nevét felvett Tudományegyetemen. Az egyetemen ismerkedett meg későbbi férjével, az ugyancsak matematika-fizika tanári szakra járó *Marx Györggyel*. Az egyetemen kitűnő tanárai voltak, többek között *Novobátzky Károly* fizikus, *Fejér Lipót* matematikus.

Végzés után, 1951-ben a KFKI spektroszkópia osztályára került. Akkor Csillebércen a KFKI-nak csak néhány épülete állt még, a spektroszkópiai osztály a Műegyetem F épületének udvarára felhúzott egyszintes épületben – az Atomfizikai Intézetben – működött. Onnan folyt a KFKI szervezése, ott dolgozott a KFKI első igazgatója *Kovács István*, de volt ott szobája a Szegedi Tudományegyetem professzorának, *Budó Ágostonnak* is.

A kísérleti spektroszkópiai kutatások a Műegyetem Gépész- és Vegyész-mérnöki Kar Fizika Tanszékének fiatalon, 1943-ban elhunyt adjunktusa, *Schmid Rezső* által megteremtett alagsori spektroszkópiai laborban folytak. Koczás Edit a *Mátrai Tibor* által vezetett kísérleti molekulaszpektroszkópiai és optikai kutatásokba kapcsolódott be. Később az épület és a labor visszakerült a Műegyetemre, így 1962-től tanársegédként dolgozott a BME Villamosmérnöki Kar Atomfizika Tanszékén.

Az alagsori nagyrács laborban folytatta az alkálihidrid molekulák spektrumának kísérleti vizsgálatával kapcsolatos kutatásokat. Doktori disszertációját is ebből a témakörből írta. A tanszéken lévő nagyfelbontású rács-spektrográffal lefényképezte a CsD molekula 400 nm és 600 nm tartományba eső színképét, elvégezte a sávok analizisét, a rotációs és vibrációs kvantumszámok hozzárendelését a spektrumvonalakhoz. A kapott eredmény felhasználásával, az izotópeffektus segítségével helyesbíteni tudta a CsH molekula spektrumának amerikai kutatók által korábban elvégzett analizisében a hibás vibrációskvantumszám-hozzárendelést is.

A disszertáció megvédését követően adjunktusnak nevezték ki. Munkájának jelentős részét az oktatás képezte. Akkor az Atomfizika Tanszék oktatási profilja a Villamosmérnöki Kar négy szakán az Atomfizika, Atommagfizika, Izotóptechnika, Nukleáris technika tárgyak oktatása volt. Az oktatás szerves részét képezték a nukleáris mérések az Országos Atomenergia Bizottság által a tanszéken létrehozott izotóplaboratóriumban. 1970-ben három hónapig Meudonban az Observatoire de Paris Spektroszkópiai Osztályán dolgozott vendégkutatóként. 1977 és 1980 között az Algériában jelentős magyar részvétellel létrehozott Orani Egyetemen oktatott. Hazatérését követően a BME Fizikai Intézet Kísér-



Marx Györgyné Koczás Edit Györgyi Géza emléktáblája avatásán 2014. október 1-jén (fotó: Kármán Tamás).

leti Fizika tanszékére került, majd 1986 és 1990 között ismét Algériában, Chlef-ben tanított az ottani egyetemen. A BME Fizikai Intézet Kísérleti Fizika tanszékéről 1992-ben ment nyugdíjba, de utána még közel 10 éven keresztül, 75 éves koráig tartott labort a Kísérleti Fizika tanszéken. Hosszú éveken keresztül oktatott a BME francia nyelvű – azóta már megszűnt – mérnök-képzésében is. Szeretett foglalkozni a hallgatókkal, a hallgatók is szerették őt.

Könnyen kötött ismeretségeket, barátságokat, amelyeket aktívan fenn is tartott. Amikor még a BME Atomfizika Tanszéken volt a szobája, gyakran keresték fel a Puskin utcai Elméleti Fizika Tanszéken és az Atomfizika Tanszéken dolgozó kollégák, a Műegyetemről pedig *Simonyi Károly*. Sokunknak volt kedves háziasszonya, amikor a Marx-család vendégei voltunk a Lágymányosi út 20-ban vagy Balatonfüreden. Élvezték vendégszeretetüket a keletről és nyugatról hazánkba látogató elméleti fizika prominens képviselői is. Büszkeséggel vegyes meghatottsággal őrizte azt a rózsát, amelyet *Werner Heisenbergtől* kapott, amikor vacsoravendég volt náluk.

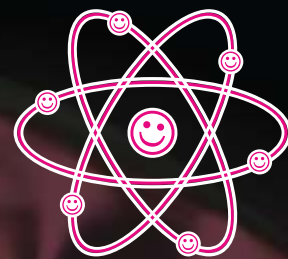
Akkor sem vált meg a fizika és matematika oktatójától, amikor már nem dolgozott a BME-n. Hat unokája és kilenc dédunokája gondoskodott a tudása iránti igényről. Szeretettel foglalkozott velük, egyik unokáját közel 90 éves korában készítette fel az érettségi vizsgára.

Életének utolsó pillanatáig szellemileg friss, érdeklődő, aktív és önálló volt. Gyengélkedő szíve nem bírta tovább és néhány héttel közelebb 92. születésnapja előtt, 2019. október 29-én örökre eltávozott. Egy rendkívüli, kedves, nyitott, őszinte, segítőkész, megbízható kollégát, barátot veszítettünk el. Akik ismerték, szeretettel őrzik emlékezetükben.

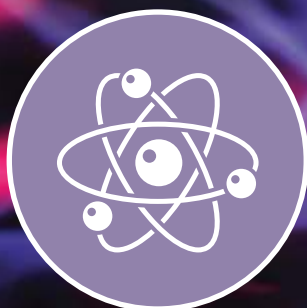
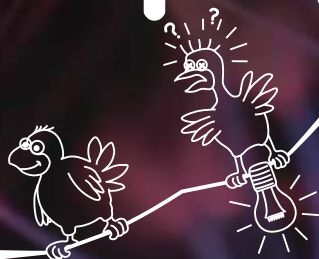
Pacher Pál
BME, Fizikai Intézet, Fizika Tanszék



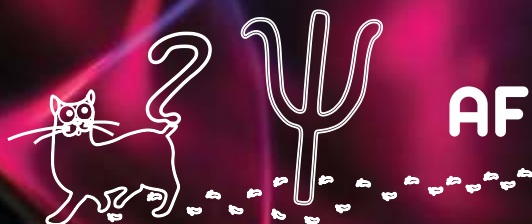
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szervezésében



2020. ÁPRILIS 24-25. | A FIZIKA MINDENKIÉ 6.0



A fizika mindenkié 2020-ban is! A tiéd, miénk és mindenkié. Fizikázz a tanároddal, barátaiddal, szüleiddel; végezz kísérletet vagy építs új eszközt, hallgass vagy szervezz előadást! E két napban szóljon minden a fizikáról! Vegyél részt, regisztráld a programod és ünnepeljük együtt a fizika kérdéseit és csodás eredményeit! Hiszen a fizika segítségével adunk választ számos, a társadalmat érintő problémára, pl. energia, közlekedés, kommunikáció, környezetvédelem; amelyek mindannyiunk életét befolyásolják.
Mert a FIZIKA MINDENKIÉ!



Információért látogass el weboldalunkra:

AFIZIKAMINDENKIE.KFKI.HU

Támogatók:

