

fizikai szemle

2014/6



Reflektorfényben a tudomány

Természettudomány-tanítási fesztivál

Atomki, Debrecen, 2014. október 11.

Egész napos program keretében természettudományos fesztivált és kiállítást rendez az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, a Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézete, a Bolyai János Matematikai Társulat, a Magyar Kémikusok Egyesülete, a Magyar Biológiai Tanárok Országos Egyesülete és az Informatika-Számítástechnika Tanárok Egyesülete 2014. október 11-én, szombaton Debrecenben, az Atomki területén.

A fesztivál fővédnökei: Lovász László, az MTA elnöke, Wolf-díjas matematikus, Bogsch Erik, a Richter Gedeon NyRt. vezérigazgatója. A védnökök között van Kroó Norbert fizikus akadémikus, az MTA volt alelnöke, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat leköszönő elnöke.

Pályázhatnak újjító kedvű és örömmel kísérletező matematika- fizika-, kémia- biológia- és informatika-szakos tanárok, továbbá az általános iskolákban természetismeret (vagy környezetismeret) keretében természettudományt tanító kollégák. Rajtuk kívül pályázhatnak még határon túli, magyar nyelven valamilyen természettudományos tárgyat tanító tanárok is, ha saját országuk nem indít csapatot a 2015-ös nemzetközi, londoni Science on Stage konferenciára.

FŐDÍJ

Kiutazás a magyar nemzeti csapat tagjaként Londonba, a 2015 nyarán rendezendő nemzetközi konferenciára.

TOVÁBBI INFORMÁCIÓK

<http://www.science-on-stage.eu/> (A 2015-ös londoni fesztivál hírei angolul.)

<http://www.szinpardon-a-tudomanyhu> (A további linkek a régebbi hazai, valamint külföldi fesztiválok anyagaira.)

<http://szinpardon-a-tudomanyhu.web-server.hu/wp-content/uploads/2014/04/Meghirdetes.pdf> (Innen a pályázat meghirdetése PDF formában is letölthető.)



A FESZTIVÁLRA VALÓ JELENTKEZÉS KÉT LÉPCSŐJE

Előzetes regisztráció

Kérjük, ha indulni kíván a fesztiválon, értesítse a fesztivál szervezőit 2014. június 20-ig. Adja meg nevét, iskoláját és a szakterületet, amiben indulni kíván egy rövid e-mailben a sons@elft.hu címre.

Pályázat

A „Színpadon a Természettudomány” fesztiválon való részvételhez szükséges adatokat – beleértve a bemutatni kívánt kísérlet leírását is – a letölthető Pályázati Lap kitöltésével lehet megadni. A Pályázati Lap beküldési határideje: 2014. szeptember 1. A kitöltött Pályázati Lapot is e-mailen kell elküldeni a sons@elft.hu címre. (A Pályázati Lap csak júniustól lesz letölthető a fesztivál <http://szinpardon-a-tudomany.hu> honlapjáról.)

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:

Szatmáry Zoltán

Szerkesztőbizottság:

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

Szerkesztő:

Füstöss László

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A folyóirat e-mail címe:

szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A folyóirat honlapja:

http://www.fizikaiszemle.hu



A címlapon:

**A Fiastyúk (Messier 45) nyílthalmaz:
talán a legismertebb a Kepler által
észlelendő égterületek közül (észak
jobbra van). A csillaghalmaz körülbelül
100 millió éves, vagyis jóval fiatalabb,
mint a Naprendszer.
(Forrás: NASA/ESA/AURA/Caltech)**

TARTALOM

<i>Molnár László:</i> Kepler: a kötéltáncos űrtávcső	182
<i>Vibók Ágnes, Halász Gábor:</i> Femtoszekundumos elektronkoherenciák szerepe ultragyors dinamikai folyamatokban	187
<i>Havancsák Károly, Kalácska Szilvia, Baris Adrienn, Dankbázi Zoltán, Varga Gábor:</i> Visszaszórtelektron-diffrakciós vizsgálatok az Eötvös Loránd Tudományegyetemen – 1. rész	191
<i>Makai Mibály:</i> A nodális módszer titkai	197

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Bokor Nándor:</i> A gravitációról – 2. rész	198
<i>Woynarovich Ferenc:</i> A földfelszín forgása egy általános pontban – kiegészítés a Coriolis-hatás tárgyalásához	203
<i>Csatári László:</i> Saját építésű Geiger–Müller-számláló	206
<i>Sándor-Keresztély Ferenc:</i> IX. Wigner Jenő Országos Fizikai Feladatmegoldó Verseny	209

HÍREK – ESEMÉNYEK

<i>L. Molnár:</i> A tight-rope dancer – the Kepler space telescope	
<i>Á. Vibók, G. Halász:</i> The role of femtosecond electron coherences in extremely swift dynamic processes	
<i>K. Havancsák, Sz. Kalácska, A. Baris, Z. Dankbázi, G. Varga:</i> Research at Eötvös University concerning electron backscatter diffraction – part 1	
<i>M. Makai:</i> Details of a Nodal method of nuclear reactor design	

TEACHING PHYSICS

<i>N. Bokor:</i> On gravitation – part 2	
<i>F. Woynarovich:</i> The circulation of the Earth's surface at various points, no to be forgotten in Coriolis effect computations	
<i>L. Csatári:</i> Self made Geiger Müller counter	
<i>F. Sándor-Keresztély:</i> The Eugene Wigner Competition in solving problems in physics	

EVENTS

<i>L. Molnár:</i> Ein Akrobat im Weltraum: das Fernrohr „Kepler“	
<i>Á. Vibók, G. Halász:</i> Die Rolle von Femtosekunden-Elektronen-kohärenzen bei extrem schnellen dynamischen Prozessen	
<i>K. Havancsák, Sz. Kalácska, A. Baris, Z. Dankbázi, G. Varga:</i> Untersuchungen an der Eötvös-Universität rückgestreuter Elektronen – Teil 1.	
<i>M. Makai:</i> Einzelheiten einer Nodal-methode der Berechnung Kernreaktoren	

PHYSIKUNTERRICHT

<i>N. Bokor:</i> Über die sogenannte Schwerekraft – Teil 2.	
<i>F. Woynarovich:</i> Die Drehung der Erdoberfläche an bestimmten Stellen und ihre Berücksichtigung bei Untersuchungen über Coriolis-Effekte	
<i>L. Csatári:</i> Selbstgebautes Geiger–Müller Zählrohr	
<i>F. Sándor-Keresztély:</i> Der Eugene Wigner-Wettbewerb im Lösen von Physikaufgaben	

EREIGNISSE

<i>L. Молнар:</i> Телескоп-спутник «Кеплер» – акробат своего рода	
<i>A. Во́бок, Г. Ха́лász:</i> Роль фемтосекундных когеренций электронов в сверхбыстрых процессах	
<i>K. Гава́нчак, С. Кала́чка, А. Ба́рис, З. Данкба́зи, Г. Ва́рга:</i> Исследования Университета им. Этвеша по дифракции обратно рассеянных электронов – часть первая	
<i>M. Макаи:</i> Подробности нодального метода расчета ядерных реакторов	

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

<i>N. Bokor:</i> О гравитации – часть вторая	
<i>F. Войнарович:</i> Вращение местной части поверхности Земли и так его принимать во внимание при расчете эффекта Кориолиса	
<i>L. Чатари:</i> Самодельный счетчик Гейгера–Мюллера	
<i>F. Шандор-Керестей:</i> Конкурс им. Э. Вигнера по решению физических задач	

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



**NATIONAL
INSTRUMENTS**



ERICSSON

**KNORR
BREMSE**



Túlzás nélkül állítható, hogy a Kepler-űrtávcső forradalmasította mindazt, amit az exobolygókról tudunk. Ezresével szállította a bolygójelölteket, és még mindig számos exobolygó rejtőzhet az adatokban. A megfigyelései alapján kiderült, hogy a csillagokhoz közeli, egy évnél rövidebb keringési idejű égitestek között igen ritkák az óriásbolygók. A csillagok körül leggyakrabban olyan bolygók keringenek, amelyek a Naprendszerből hiányoznak: a Föld és a Neptunusz közti űrt kitöltő szuperföldek, vízbolygók és minineptunuszok [1]. A csillagok fizikájában szintén számos új, alapvető eredmény kapcsolódik a Kepler megfigyeléseihez.

Máskor verd be jól a patkószeget!

A közismert angol gyermekvers szerint a rosszul bevart patkószeget miatt a ló, a ló miatt a lovas, a lovas miatt a csata, a csata miatt pedig az ország is elveszett. A Kepler számára patkószegetnek a lendkerekek bizonyultak. A fantasztikus felfedezések az elképesztően pontos, néhány tucat milliomodrészt elérő pontosságú fényességméréseken alapultak. A fotometriai pontosság viszont csak részben származott abból, hogy a légkörön kívül, az űrben van a távcső. Ugyanilyen fontos, hogy hónapokon át egyetlen pixel töredékével sem mozdultak el a csillagok képei a kamerán, vagyis az űrtávcső elképesztően pontosan tartotta térbeli irányát. Ehhez pedig precíz iránystabilizálásra volt szükség: erre szolgáltak a lendkerekek. Fontosságuk miatt a Keplert négygel szerelték fel, hogy bármelyik kiesése esetén a maradék három is el tudja látni a feladatát. Amikor viszont 2013 nyarán a Kepler második lendkereke

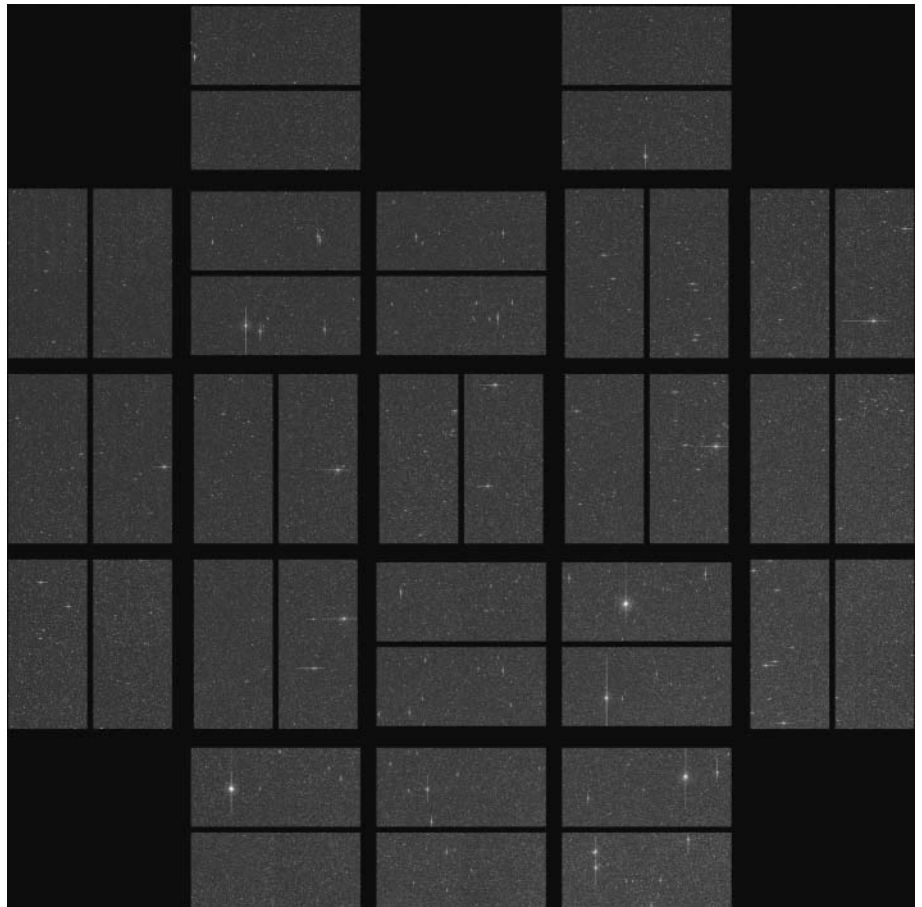
is leállt és a beindításukra tett kísérletek is kudarcot vallottak, a NASA második legnagyobb űrtávcsövének sorsa igen borúsnak tűnt.

Másfelől nézve azonban a NASA továbbra is rendelkezett egy igen potens űrtávcsővel. A Hubble után a Kepler a legnagyobb csillagászati űreszköz odafent, amely a látható fény tartományában dolgozik. A kép-rögzítésért felelős 42 CCD-ből 38 kifogástalanul üzemel (1. ábra). Látómezeje hatalmas: száz négyzetfok – ez annyi, mint ötszáz telihold területe, vagy amekkorát kinyújtott karral a kifeszített kezünkkel eltakarunk az égbolttól.

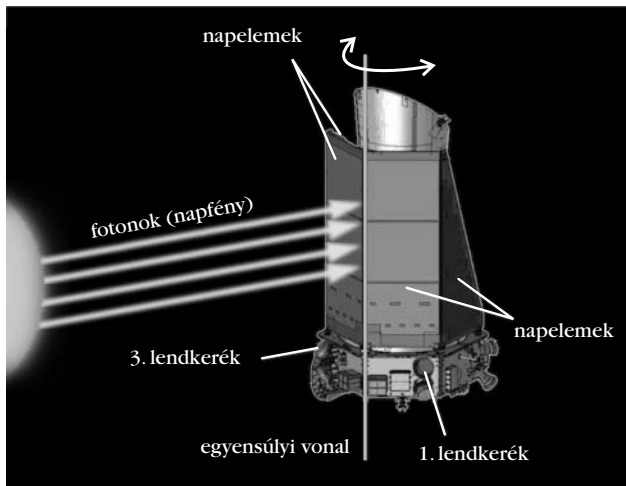
Ki mit tud?

A Kepler tehát csupán kissé illuminált állapotban van: egyik tengelye körül nem képes stabilan megállni. Olyan nagy probléma ez? Ezt a kérdést tették fel a Kepler üzemeltetői is a tudományos és mérnöki közösségnek. Adott volt egy két lendkerékkel üzemelő űrtávcső és néhány hozzávetőleges számítás arról,

1. ábra. A Kepler új első fénye: a legelső felvétel a csillagos égről, amelyet két lendkerékkel működve készített az űrtávcső. Sajnos azóta egy második CCD-pár is meghibásodott, így már csak 38 üzemel. (Forrás: NASA Ames)



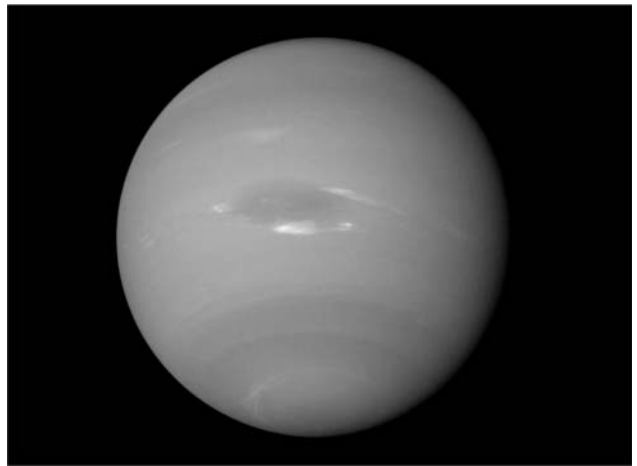
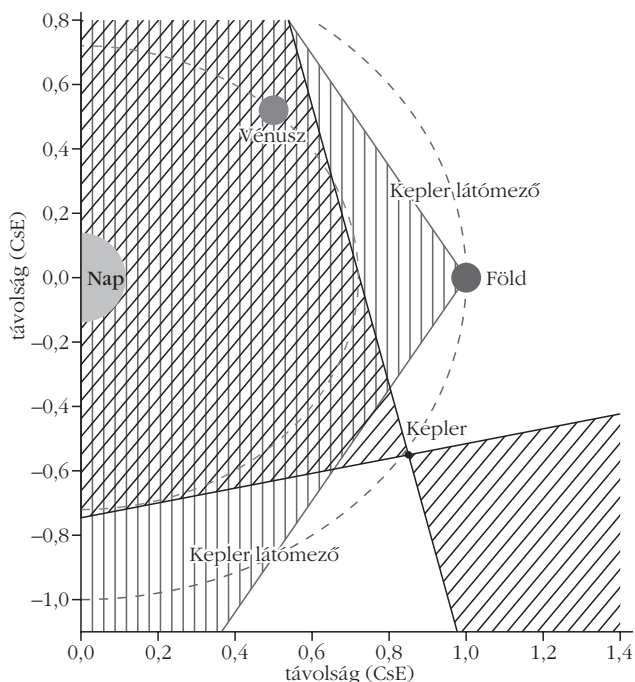
A kutatás a TÁMOP-4.2.4.A/2-11/1-2012-0001 Nemzeti Kiválóság Program című kiemelt projekt keretében zajlott. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával készült. A kutatás infrastruktúrája az OTKA K83790, valamint a KTIA URKUT_10-1-2011-0019 pályázatok által biztosított forrásokból valósult meg.



2. ábra. A Nap sugárnyomásának hatása az űrtávcsőre. Ha a szerkezet egyik oldalán nagyobb forgatónyomaték ébred, a Kepler elfordul a távcső optikai tengelye mentén. (Forrás: NASA Ames/W. Stenzel)

hogy a különböző pozíciókból milyen gyorsan billenti ki a Nap sugárnyomása. A térbeli irány tartásának legfőbb ellensége ugyanis csillagunk: a belőle eredő fotonok nyomást fejtenek ki a napelemekre és a többi megvilágított felületre. Ha a sugárnyomás középpontja nem esik a Nap és az űrtávcső tömegközéppontja közé húzott vonalba, forgatónyomaték lép fel, ami szép lassan forgatja a távcsövet – akár körbe az optikai tengely körül, akár arra merőlegesen, billentve (2. ábra). Vannak ugyan rakétahajtóművek is a Kepleren, de azok folyamatos üzem mellett néhány héten-hónapon belül minden üzemanyagot elhasználnának, így ez sem járható út.

4. ábra. A Kepler a Nap körül kering, lassan lemaradva a Földtől. Az egyik felhasználási javaslat ezt használta volna ki: ebből a nézőpontból a Föld pályáján belül keringő kisbolygók is megfigyelhetők lettek volna. (Forrás: Stevenson et al., arXiv:1309.1096)



3. ábra. A K2 egyik legkülönlegesebb célpontja: a Neptunusz. A Nap típusú oszcillációkhoz hasonlóan a gázbolygóban is terjednek lecsengő hanghullámok: ha az általuk okozott fényességváltozásokat sikerülne kimutatni, akkor a bolygó belső szerkezetét is fel tudnánk vele térképezni. (Forrás: NASA/JPL, utófeldolgozás: Björn Jönsson)

Ennyit lehetett tudni, illetve azt, hogy csak a technikai feltételek kötik meg: mire lehet használni az űrtávcsövet (felbontás, tárhely, kiolvasási idő stb.), de tudományos és üzemeltetési szempontból nyitottak voltak bármilyen javaslatra. Azok pedig özönltek: másfél hónappal később 42, igencsak eltérő kidolgozottságú javaslatot hoztak nyilvánosságra [2]. A többség az észlelési lehetőségekre koncentrált, és tényleg szinte minden felmerült, amit csak meg lehet figyelni látható fényben. Sok javaslat született bolygók keresésére, mindenféle trükkökkel növelve a jel/zaj arányt: vörös, barna és fehér törpecsillagok kísérőire is vadásztak volna. Volt, aki egyszerűen a Neptunuszt javasolta: a bolygó nem túl fényes, de mivel jelentős részben gázból áll, a csillagokhoz hasonló oszcillációk ébredhetnek benne, felfedve belső szerkezetét (3. ábra). Volt, aki mikrolencsézésre, volt, aki a Földet megközelítő kisbolygókra vadászott volna vele. A megalapozottabb kisbolygós javaslat kihasználta volna, hogy a Kepler, a Nap körül keringve, már mintegy fél csillagászati egységgel (CSE: átlagos Nap-Föld-távolság) le van maradva tőlünk. Ebből a nézőpontból kényelmesen belátott volna a Föld elé, egészen a Vénusz pályájáig, oda, ahova a Nap fénye miatt számunkra lehetetlen (4. ábra). A bolondosabb ötlet egy hatalmas teljesítményű infravörös lézerrel szkennelte volna végig a Kepler előtti teret, és az apró, de közeli kisbolygókról visszaverődő fényt kereste volna.

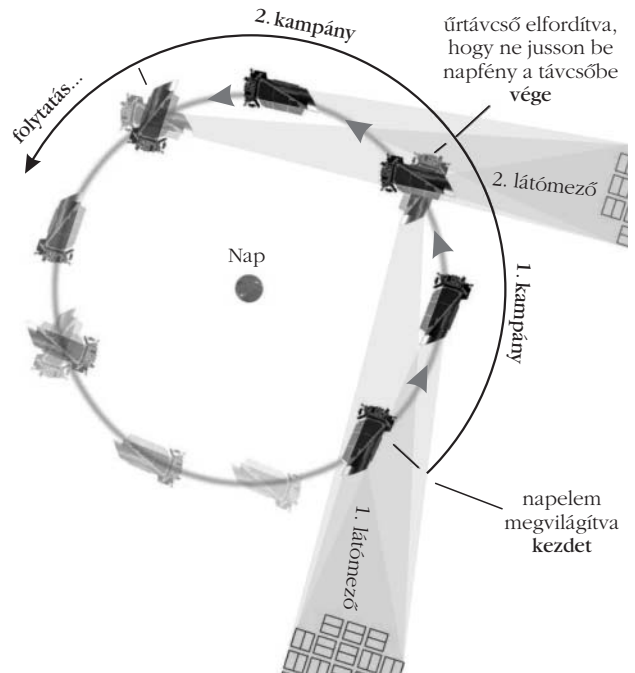
Hazai kutatók három javaslat kidolgozásában vettek részt. Az általam vezetett tanulmány az eredeti Kepler-látómező továbbészlelése melletti érveket és a nehézségeket vette sorra [3]. Bár a pontosság a várakozások szerint jelentősen, akár két nagyságrenddel is csökkenhetett volna, még mindig felülmúlta volna a földi méréseket, és továbbra is folytonosan gyűjthette volna az adatokat. Az apró bolygókat és a Nap típusú oszcillációkat ugyan nem lett volna képes tovább mérni, de ezt ellensúlyozta volna, hogy sok más égitest esetében jobban jártak volna a csillagászok a

hosszabbodó adatsorokkal. Többes bolygórendszerek esetén a tranzitidőpont-változások követésével távolabbi, akár nem fedő bolygókat is azonosítani lehetett volna. Többes csillagrendszerek, vagy hosszú periódusú változók esetében is sokat profitáltak volna a kutatók a további mérésekkel.

Egy másik javaslatot Szabó Róbert vezetésével dolgoztunk ki [4]. Eszerint a Keplert az ekliptika déli pólusa felé irányítottuk volna, a Nagy-Magellán-felhő külső régiói felé. A területnek számos előnye van: a Kepler számára egész évben elérhető, de megfigyelhető a déli féltéke óriástávcsöveivel, például a négy VLT távcsövel is. Mindenféle összehasonlításokra nyílna lehetőség a Nagy-Magellán-felhő és a Tejútrendszer csillagai között. A területen nagyon egyszerű lenne a célpontválasztás: az OGLE és MACHO felmérések már alaposan feltérképezték az itt található csillagtípusokat. E terület legnagyobb problémája – és az eredeti Kepler-mezőnek is –, hogy az űrtávcsőnek az ekliptikára közel merőlegesen kell állnia. Ahhoz, hogy a sugárnyomás középpontja ne mozduljon el a tömegközéppont elől, és a napelemet is érje fény, mindig ugyanúgy kell fordulnia a Nap felé. Mivel közben kering is a Nap körül, a csillagokhoz képest lassan körbefordul. Ez egyben azt is jelenti, hogy a csillagok is körbejárnak egy év alatt a látómezőben.

Ahhoz, hogy éveken át mérhessen egy ilyen területet a Kepler, egy sor további feladatot is meg kellett volna oldani. Az űrtávcső helytakarékosági okokból csak az előre kiválasztott csillagok körüli pixeleket őrizte meg, 5,5 megapixel a teljes 95 millióból. Ha a csillagok eközben tendenciózusan kóborolnak a pixelek között, vagy néhány körkörös ívre kellett volna korlátozni az észleléseket, vagy valahogy rávenni a számítógépet, hogy a képkivétel, összeadogatás és elmentés mellett még a csillagok pozícióit is számolgassa, és naponta új térképet osszon ki magának. (A napi rádiókommunikáció sajnos nem kivitelezhető, ahhoz túl messze jár a Földtől, a Deep Space Network óriás rádióantennáinak kapacitása pedig véges és drága is.) Sejtettük, hogy ez ötletünk bizonytalan pontja, de a kiírók bátorítottak mindenkit: álmódjunkt merészet.

A harmadik javaslat, amelyben szintén szerzőtársak voltunk, egy másik megközelítést választott [5]. Az első becslések során is felmerült, hogy ha az űrtávcsövet elfektetik az ekliptika mentén, a látóirány körüli forgás minimalizálható. Ez a legstabilabb pozíció, ám itt más korlátozó tényezők lépnek fel. A Nap is az ekliptika mentén látszik körbejárni: fordított nézőpontból nézve, ahogy a fekvő Kepler kering a Nap körül, egy idő után az már nem az oldalát sütné, hanem a végét vagy az elejét. Előbbi állapot azért baj, mert a napelemek oldalt vannak, utóbbi pedig azért is, mert akkor közvetlen napfény jutna a távcsőbe, ami akár tönkre is teheti a kamerákat. Ebben az esetben tehát a Keplernek időről időre új területre kell állnia, de ennek is van előnye. Az ekliptika közelében ugyanis számos, viszonylag közeli, kiterjedt nyílthalmaz is található. A nyílthalmazokat néhány száz vagy ezer



5. ábra. A Kepler üzemmódja a K2 küldetés során. A keringés kampányokra lesz bontva, amelyek között az űrtávcső pozíciót fog váltani, hogy a napelemek mindig a Nap felé forduljanak. (Forrás: NASA Ames/W. Stenzel)

csillag alkotja, amelyek közel egy időben, ugyanabból az óriás molekulafelhőből alakultak ki. Vagyis egy halmaz megfigyelésével sok-sok igen eltérő tömegű, de azonos korú csillagról látunk pillanatfelvételt. Több eltérő korú halmaz megfigyelésével pedig arra is lehet már következtetni, hogyan változtak a csillagok az idők során. 29 halmazt írtunk össze, amelyek közül számosról szinte mindenki hallott már valaha: arra van többek között a Fiastyúk (lásd a címlapot), a Jászol-halmaz, a csodálatos kettőshalmaz a Perzeuszban, vagy épp a Sas-ködbe ágyazott csillagok, ahol a Teremtés oszlopai is találhatóak. A legfiatalabbnak még a fenekén van a tojáshéj, csak 3,2 millió éves, míg a legidősebb a maga 7 milliárd évével bőven leköri a Napot.

Javaslatokból tehát nem volt hiány. Most már csak várni kellett, hogy mire harapnak rá a Kepler irányítói: mi az, ami megvalósítható, illetve mi az, ami eladható majd a NASA értékelő bizottságának.

A K2 előlép

A bejelentés végül a 2. Kepler Tudományos Konferencián történt meg 2013 novemberében, itt mutatkozott be az új küldetés, amit egyszerűen K2-nek neveztek el. A név, legyen akármilyen egyszerű, többszörös szójátékot is rejt: a kettes egyszerre vonatkozik a Kepler második életére és a két megmaradt lendkerékre is. De utal a hegycsúcsra is, ami magasságra csak a második a Földön, mégis ezt tartják a legnagyobb kihívásnak mind közül. (Ha már a nevet így körbejárjuk, egy érdekesség: a Himalája melletti Karakorum hegylánchoz tartozó K2 csúcstól ezért hív-

ják egyszerűen K2-nek, mert még legközelebbi településekről sem látni, így a helyiek csak a vállukat vonogatták, amikor a földmérők a neve felől érdeklődtek. Így ragadt rajta a K(arakorum)2 megjelölés.)

Tudományos szempontból a K2 valóban hatalmas kihívást vázolt fel. A Kepler-űrtávcső örökre szakított az eredeti látómezővel: az új programban az ekliptika mentén képzeltek el számára rövid kampányokat. Ekkor, mint fentebb már kifejtettem, a látómezőt stabilan lehet tartani, egy-két naponkénti újraszabályozás esetén a csillagok csak néhány pixelt mozdulhatnak el a képen. Az újraszabályozás egyébként már létező eljárás volt: a lendkerekek négy napon át ellensúlyozták a távcső elmozdulását, majd visszaállították fordulatszámukat az eredeti szintre. Ekkor a rakétahajtóművek tartották pozícióban az űreszközt.

Egy-egy kampány 80-90 napig fog tartani, amiből 75 napon át ténylegesen mérési adatokat fog gyűjteni az űrtávcső. A kampányokat most nem fogja havi adatletöltés megszakítani, csak a mérések befejeztével olvassák ki a háttérát. Egy területen azonban csak 10-20 000 kiválasztott csillagot fog mérni a Kepler. Ez egy nagyságrenddel kevesebb, mint az eredeti, százötvenezres kapacitás, de a csökkentésnek több oka is van. Egyrészt most két és félszer annyi ideig gyűlnek a mérések a fedélzeten, másrészt a látómező egy-két pixelnyi lötyögése miatt nagyobb foltokat kell az egyes csillagok körül megőrizni [6] (5. és 6. ábra).

Még több tudományt!

Bár az eredeti mező elhagyása azzal jár, hogy a Kepler már nem lesz képes a távoli, apró bolygókat felfedezni, ez nem jelenti azt, hogy befellegzett az exobolygó-keresésnek. A kampányok hossza miatt 30-35 naposnál hosszabb keringési idejű bolygókat csak közvetett módon tud majd detektálni, de kárpótlásul olyan csillagok körül is keresgélhet, amelyek az eredeti mezőből hiányoztak. Feltérképezhet egy sor kö-

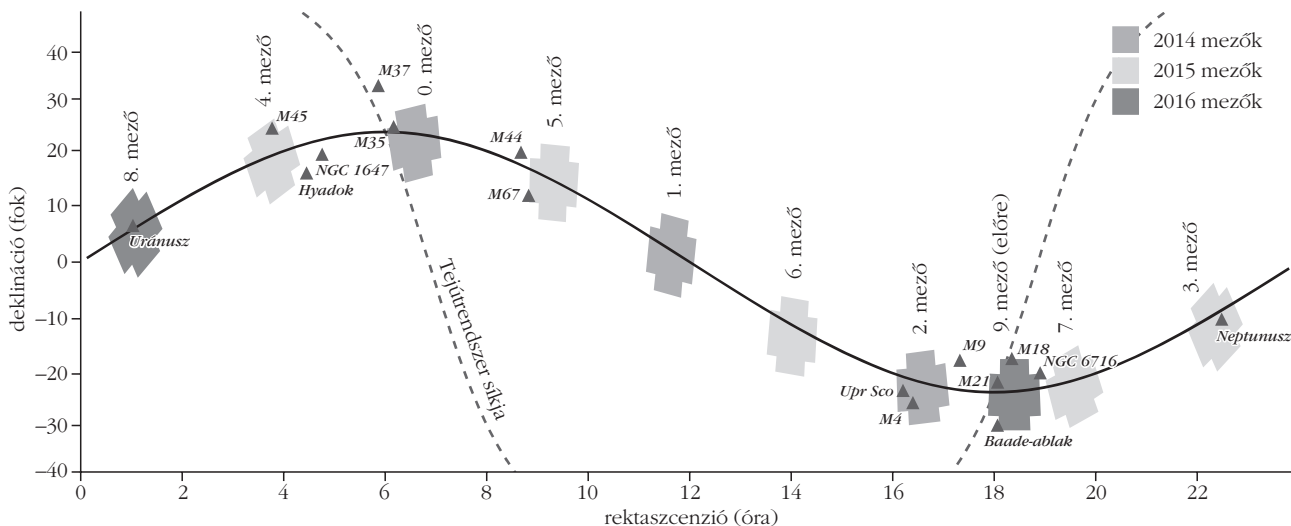
zeli, fényesebb csillagot, és ha talál körülöttük bolygókat, azokat sokkal könnyebb lesz más műszerekkel továbbvizsgálni, mint a sok halvány, távoli csillag körüli bolygójelöltet. Megkeresheti szomszédjainkat, a Nap közelében található, apró vörös törpecsillagok bolygóit. A vörös törpék elég halványak ahhoz, hogy egy 30 napos keringési idejű bolygó már a lakhatósági zónájukba essen. A 2017-ben induló TESS és CHEOPS űrtávcsövek pedig a hosszabb periódusú bolygókat sejtető rendszereket is ellenőrizhetik majd.

Az eredeti mezőben minden csillag felnőtt volt: fiatalabb, idősebb, de már teljesen kialakult. Az Ekliptika mentén azonban igen fiatal csillaghalmazok és csillagkeletkezési régiók is találhatóak. A K2 kiváló lehetőséget biztosít majd a bolygórendszerek fejlődésének vizsgálatára. Segíthet annak eldöntésében is, hogy a forró jupiterek, a csillagokhoz igen közel keringő óriásbolygók a csillagukhoz közel is keletkeztek-e, vagy csak később, már kifejődve kerültek oda.

A Kepler egyik nagyszerű és némileg váratlan eredménye volt, hogy szupernóvákat is sikerült megfigyelnie. A gyenge felbontás miatt ugyan a szupernóvák fényét összemérte a megfigyelt galaxisokkal, de a folytonos megfigyeléseknek hála, a modellek szempontjából oly lényeges kezdeti kifényesedést sikerült pontosan végigkövetni. A kutatók állítása szerint a Kepler egyedül több mérést készített a még fényesedő szupernóvákról, mint a Földről felfedezett összes robbanásról eddig sikerült. Az ekliptika mentén pedig még több felfedezésre számíthatunk. Rögtön az egyes számú látómező a Szűz és Oroszlán csillagképek határára fog esni, ahol százszámra található viszonylag közeli galaxisok is.

De a többi tervezett látómező is sok érdekességet rejt. A harmadikra a Neptunusz, a nyolcadikra az Uránusz esik, vagyis mindkét gázbolygó oszcillációit meg tudja majd figyelni a Kepler. Sok híres, közeli nyílthalmaz is feltűnik az egyes mezőkön: a negyedik a Fiastyúk és a Hyadok széle, az ötödiken a Jászol-halmaz (M44) széle, illetve az M67 jelenik meg. A nyílt-

6. ábra. A látómezők pozíciója az égbolton a K2 során. A fekete vonal az ekliptika, a földpálya síkjának vetülete. A Tejútrendszer síkjában fekvő és a galaxisunkból egyenesen kifelé néző kampányok váltják majd egymást. (Forrás: NASA Ames)



halmazok minden életkort lefednek majd 2-től 630 millió évig, sőt az M67 igazi matuzsálem lesz a maga 3,6 milliárd évével. A második és hetedik mező a Tejút közepe felé fognak tekinteni, az előbbi a híres ρ Ophiuchi csillagkeletkezési régió irányába. Ugyanitt több fényes gömbhalmaz (M4, M19, M80) is felbukkan, bár kérdés, hogy a Kepler nagyméretű pixelei mennyire olvasztják össze a sűrű gömbhalmazok közepén található sok ezer csillagot.

Mikrolencsék és parallaxisok

A tervezett utolsó terület lesz a legkülönlegesebb. A kilences számú mező esetében a Kepler nem háttal fordul majd a Földnek, hanem felénk fog nézni. A látómezőben bókászó, nagyon fényes Föld okozta szórt fény persze nem lesz jó hatással a fényességmérésre, de ezt ellensúlyozza a speciális térbeli helyzet előnye. Normál esetben ugyanis nem fogjuk látni, mit mér a Kepler: annyival lemaradva követi a Földet, hogy amikor nekünk háttal fordul, az általa befogott égiterrület a Földről épp eltűnik a Nap mögött, az esti szürkület fényében. Annyi előnye van ennek a konfigurációnak, hogy az adott látómező körülbelül akkor tűnik fel újra a hajnali szürkület előtt, amikor a feldolgozott adatok elérhetőek lesznek. Ha tehát valami érdekeset fedez fel a Kepler, egyből felkereshetik helyét az óriástávcsövek.

De visszatérve a kilencedik mezőhöz: ezt szimultán fogja látni a Kepler és mi is. A távcső a Tejút közép-pontja, a galaktikus dudor felé fog fordulni: itt nagyon sűrű a csillagháttér, és régóta kedvelt vadászmezejé ez a mikrolencsézést kereső programoknak. A mikrolencsézés az a jelenség, amikor a látóirányba eső csillag-bolygó páros pont jó helyen halad el, és egy háttércsillag fényét a gravitációjuk felénk fókuszálja. Ekkor néhány óráig, esetleg egy-két napig tartó fényesedést és halványodást látunk, amire a bolygó tulajdonságaitól függően gyorsabb plusz fényesedések rakódhatnak.

Pusztán földi megfigyelésekből gyakran csak bizonytalanul lehet megállapítani a lencséző objektumok távolságát és így a méretüket is. Így járt például az az égitest, ami talán az első exohold lehetett: a mérések azonban nem voltak elég pontosak annak eldöntésére, hogy egy közeli, szabadon lebegő bolygó-hold, vagy egy távolabbi, hagyományos csillag-bolygó páros okozta-e a lencsézést [7]. A Kepler elég messze van a Földtől ahhoz, hogy egészen más lencsézést lásson a bolygótól, mint a földi távcsövek, és így segítsen feloldani a méret- és távolságbeli bizonytalanságot [8].

A Kepler fő problémája, hogy nem őrzi meg a teljes látómező felvételét, csak kiválasztott csillagokét. Ezért a mikrolencsék megfigyelésekor gyakori rádiókapcsolatra lesz szükség: legalább hetente, de inkább néhány naponta értesíteni kell majd az űrtávcsövet, hogy épp melyik csillagnál látszik gyanús fel-fényesedés.

Lehet még egy javaslattal több?

Az új területekben az is a nagyszerű, hogy szinte csak a kutatók fantáziája szab határt a javasolt célpontoknak. A Kepler CCD-i fényes csillagokkal is elboldogulnak, egészen körülbelül 3 magnitúdóig, vagyis egy szabad szemmel jól látható csillag fényességéig. Alsó korlát hivatalosan nincs, de persze meg lehet becsülni, hogy miként romlik a fotometriai pontosság a halvány határ felé. Ennek ellenére egészen kreatív ötletek is felmerülnek. Csak a mi kutatóközpontunk két fura javaslattal is előállt. Az egyes számú mezőben található egy nagyon apró, sok sötét anyagot, de csillagokat szinte alig tartalmazó, ősi törpegalaxis, a Leo IV. Olyan nehezen felismerhető, hogy a Tejútrendszer ezen kísérőjéről, több társával együtt, csak 2005 óta tudunk. De azóta kiderült, hogy három RR Lyrae típusú, erős fényváltozást mutató csillag is található benne [9]. A három változó, illetve a néhány fényes vörös óriáscsillag lehetnek a Kepler első Tejútrendszeren túl megfigyelt csillagai (a külön kategóriát jelentő szupernóvákat nem számítva). Bár nagyon halványak, változásaik kimérése nem lehetetlen: ezeket a csillagokat is megfigyelésre javasoljuk a nyári mezőben.

Sokkal közelebb is találtunk célpontot: a Naprendszerben, a Neptunuszon túl található Kuiper-öv apró, jeges égitesteinek vizsgálatát is felvetettük. A Kepler éppen arra az égiterrületre néz, ahol ezek az égitestek lelassulni és visszafordulni látszanak az égen. Ebből kifolyólag mozgásuk viszonylag kevés (néhány száz) pixellel lefedhető lenne a 75 nap során. Bár ezek az apró égitestek is igen halványak, 20 magnitúdó körüliek, ennyi idő alatt igen pontosan kimutathatónak kell lennie forgási periódusuk, de akár alakjukra, akár a felszínen a legnagyobb sötét-világos foltok helyzetére is következtetni lehet majd az adatokból. A cikk írásakor viszont még kérdéses, hogy végül sikerül-e meggyőzni a Kepler irányítóit: áldozzanak ennyi pénzelt egy-két ilyen extrém égitestre.

A jövő zenéi: politikusok és trónkövetelők

A K2 jövője – a kézirat elkészültekor – még nincs biztosítva. A Kepler 2012-es, első meghosszabbítása 2+2 évre szól, egy 2014-ben esedékes felülvizsgálattal. Ha az űrtávcső továbbra is hibátlanul működne, az egyetlen veszélyforrás a NASA asztrofizikára fordítható keretének drasztikus megszorítása lehetne. Ezt a jelek szerint sikerült elkerülni: a teljes törvényhozás által támogatott terv 668 millió dollárt irányoz elő, húszmillióval többet, mint amit a Fehér Ház eredeti javaslata tartalmazott. A K2 azonban hiába használ létező hardvert, lényegében egy teljesen új tudományos programot vázol fel. Ezért a Kepler irányítóinak 2014 áprilismájusában meg kell győzniük a felülvizsgálati bizottságot (Senior Review), hogy a K2 küldetés érdemes a pénzügyi támogatásra.

Akárhogy is lesz, nem maradunk teljesen Kepler-mérések nélkül: még az első meghosszabbítás kereté-

ből levezényelnek egy előzetes kampányt 2014. márciustól májusig. Az űrtávcső nem volt teljesen tétlen az utóbbi időkből: december óta többször is végeztek vele tesztméréseket, hogy finomhangolják a pozíciótartást és teszteljék a fotometriai pontosságot. A legutóbbi próbamérések alapján mindössze 3-4-szeres romlás várható a fotometriai pontosságban. Tekintve, hogy a Kepler nagyságrendekkel lekörözte az összes többi hasonló, földi és űrbéli vetélytársát, a csökkenés ellenére is a legpontosabb fényességmérő eszközünk marad.

Az elkövetkező években azonban ez meg fog változni: 2017-ben két új űrtávcső váltja fel a Keplert. Az amerikai TESS ugyan nem lesz pontosabb nála, de az egész égboltot feltérképezi majd, hogy a fényes, közeli csillagok közeli bolygóit azonosítsa. Vele szemben az ESA CHEOPS űrtávcsöve nem keresni fog, hanem találni: az ismert exobolygórendszereket fogja igen nagy pontossággal felmérni, hogy többet tudhasunk meg az ottani égitestekről. A tudományterület újabb megreformálása a húszas években jön el: a várhatóan 2018-tól üzembe álló, óriási James Webb Space Telescope-től azt várjuk, hogy egy sor exobolygóról részletes adatokat szolgáltatson, például a légkörük összetételét. A Kepler örökségét a 2024-re tervezett európai PLATO fogja továbbvinni: sokkal nagyobb égiterrületen, nagyobb pontossággal keresi majd a Földhöz hasonló fedési exobolygókat.

Ezekből az űrprogramokból a magyar kutatók sem maradnak ki. Az elmúlt években jelentős tudásbázis alakult ki az itthoni csillagászati műhelyekben: exoholdak, kettős és többes csillagrendszerek és klasszikus változócsillagok kutatásában is a világ élvonalához tartozunk. A TESS-hez mint NASA-misszióhoz európai kutatóintézetek hivatalosan nem csatlakozhatnak ugyan, de a terv az, hogy egyszerűen átmentjük a Keplernél bevált struktúrát, és egy újabb nemzetközi konzorciumot formálunk. Az európai űrprogramokba viszont már betettük a lábunkat. A PLATO és a CHEOPS vezetésében is jelen vagyunk, a döntéshozó tanácsokban Szabó Róbert, illetve Kiss László képviseli hazánkat. A CHEOPS pedig egy kicsiny részben magyar űrtávcső is lesz: az Admatis Kft. fogja elkészíteni a CCD-kamerák hűtését biztosító alrendszert. A jövő tehát fényesnek tűnik a Kepler, az űrfotometria és a magyar csillagászat számára is.

Irodalom

1. Batalha N., Rowe J. F., Bryson S. T. et al., *ApJS* 204 (2013) 24.
2. <http://keplerscience.arc.nasa.gov/TwoWheelWhitePapers.shtml>
3. Molnár L., Szabó R., Kolenberg K. et al., 2013, arXiv:1309.0740
4. Szabó R., Molnár L., Kołaczowski L. et al., 2013, arXiv:1309.0741
5. Guzik J., Bradley P. A., Szabó R. et al., 2013, arXiv:1310.0772
6. Howell S., Sobeck C., Haas M. et al., 2013, *PASP*, beküldve, arXiv:1402.5163
7. Bennett D. P., Batista V., Bond I. A. et al., 2013, arXiv:1312.3951
8. Gould A. & Horne K., 2013, arXiv:1306.2308
9. Moretti M. I., Dall'Ora M., Ripepi M. et al., *ApJ* 699 (2009) L25.

FEMTOSZEKUNDUMOS ELEKTRONKOHERENCIÁK SZEREPE ULTRAGYORS DINAMIKAI FOLYAMATOKBAN

Vibók Ágnes – Debreceni Egyetem, Elméleti Fizikai Tanszék

Halász Gábor – Debreceni Egyetem, Információ Technológiai Tanszék

A huszadik század végére a femtoszekundumos lézerimpulzusok kifejlesztésével lehetővé vált az úgynevezett pumpa-próba kísérletek kidolgozása, amelyek segítségével molekuláris rendszerek atommagjainak kontrollálását sikerült megvalósítani. A kísérleti apparátus tökéletesedésével párhuzamosan a gerjesztett elektronállapotokat leíró, úgynevezett „multi-reference” típusú elektronszerkezeti módszerek is széleskörben elterjedtek, és így lehetővé vált a kísérleteket támogató, azokat előkészítő, illetve értelmező számítások elvégzése is. A femtoszekundumos fotokémia megalapozásáért *Abmed Zewail* 1999-ben kémiai Nobel-díjat kapott [1].

Ezen diszciplína keretein belül azonban nem sikerült megoldani a szelektív kötésfelhasználás problémáját.

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

Ugyanis az intramolekuláris vibrációs legerjesztődés gyors és domináló hatása miatt a kívánt kötés felhasználására célzottan bevitt energia – még mielőtt a kötést felszakította volna – gyorsan és hatékonyan szétszóródott a rendszer rezgési módusain.

Körülbelül 10-15 évvel később, az attoszekundumos lézerimpulzusok megjelenésével újra előtérbe került ez a probléma, de most a magok helyett az elektronokat célozták meg. Mozgásuk, amely 2-3 nagyságrenddel gyorsabb a magokénál, attoszekundumos lézerimpulzusok segítségével már megfigyelhetővé, sőt szabályozhatóvá vált. Ez utóbbi kutatásban és fejlesztésben *Krausz Ferenc* és csoportja úttörő szerepet vállalt [2, 3]. Munkájuk nyomán kézzelfogható közelségbe került az atomok, molekulák és szilárdtestek belsejében végbemenő elektromos folyamatok megfigyelése és kontrollálása.

A fenti rendszerek belső dinamikájának vizsgálatában kulcsfontosságú szerepet játszik az elektronkoherencia. Ennek létrehozása és vizsgálata atomokban

lényegesen egyszerűbb, mint molekulákban, hiszen egyetlen magról lévén szó a magdinamikáról elfelejtkezhetünk. Mostanra az elektron dinamika vizsgálata atomokban, mind elméleti [4], mind pedig kísérleti vonatkozásban [5] megoldottnak tekinthető.

A célzott kötés hasításának a megvalósításához visszatérve – amihez természetesen már molekuláris rendszereket kell vizsgálni – a feladat jóval összetettebb és bonyolultabb.

Elektronkoherenciát legegyszerűbben a molekula egy vegyérték-elektronjának ionizációja révén kelthetünk. Ha az elektron nem a vegyértékről távozik, a kialakuló dinamika vizsgálata jóval bonyolultabb az úgynevezett Auger-, ICD (inter atomic coulombic decay) stb... folyamatok megjelenése miatt. Ionizálás után a pozitív ion gerjesztett állapotban marad vissza, ami nem sajátállapot, hanem gerjesztett sajátállapotok koherens szuperpozíciója. Ily módon elektronikus koherencia jön létre a rendszerben, amelynek eredményeként ultragyors töltésvándorlás (charge migration) indul meg. A folyamat nagyon gyors, femtoszekundumos skálán játszódik le, amelynek elején a magok még az úgynevezett Franck–Condon (FC) egyensúlyi tartományban vannak, és jó közelítéssel nyugvónak is tekinthetők. Az ilyen típusú, nyugvó magokhoz tartozó ultragyors töltésvándorlásokat pontosan lehet tanulmányozni, ennek már jelentős irodalma van [6, 7]. A töltésvándorlás összetett folyamat. Számos jelenség összehatása (elektronkorreláció, vibrációs-elektronikus csatolás stb.) alakítja ki. Természetesen ezek a vizsgálatok, mind közelebb visznek az alapkérdés megválaszolásához, nevezetesen: a gyors töltés vagy semleges rendszerek esetén az excitonvándorlás (lásd később) hogyan csatolódik a magok rezgésével, és ez végül hogyan vezet a molekula disszociációjának, illetve fragmentációjának folyamatához. Azonban ma még nagyon távol vagyunk a megoldástól.

A probléma egyszerűsödik, ha kétatomos molekulát vizsgálunk, mivel itt csak egy rezgési módus van. A legkézenfekvőbb példa a H_2^+ molekulaion, mert itt még az elektronkorrelációtól is megszabadulunk, sőt a problémát az atomok és elektron mozgásának szétválasztása nélkül is lehet kezelni. Ezen a területen nagyon sok értékes elméleti és kísérleti munka született már, de még mindig bőven van megválaszolatlan kérdés.

Lényegesen összetettebb a feladat többatomos molekulák esetén. Itt már számos magrezgési módus megjelenik, ami egyrészt számottevően befolyásolja a magdinamikát, másrészt pedig az elektronkorreláció hatásával karöltve vezérli az elektron dinamikát. A magok és elektronok mozgásának leírását szét kell választanunk, és az ezek dinamikáját leíró egyenleteket – természetesen a csatolásokat figyelembe véve – külön-külön kell megoldanunk.

Eddigiekben az elektron ionizációját követő töltésvándorlásról beszéltünk. Elektronkoherenciát természetesen semleges rendszerekben is lehet kelteni. Ehhez két vagy több elektronállapotot kell egyidejűleg koherens módon betölteni, amelyek szuperpozí-

ciója elektron-hullámcsomagot eredményez. Ebben az esetben ultragyors elektronlyuk, úgynevezett exciton dinamika indul meg. A dolgozat további részében erről lesz szó.

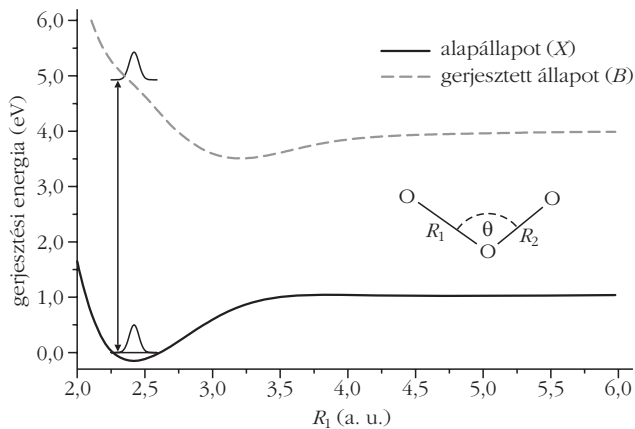
Elméleti háttér

A molekuladinamikai folyamatok kvantummechanikai leírására használt egyik leggyakoribb módszer az 1927-ben kidolgozott Born–Oppenheimer (BO) [8], vagy más néven adiabatikus közelítés. Ez az elektronok és a jóval nehezebb atommagok mozgásának szétválasztásán alapul. Ebben a közelítésben a dinamikai jellemzők számítása két részből áll: az elektron-hullámfüggvények és -energiák rögzített atommagoknál történő számításából, valamint az így meghatározott potenciálisenergia-felületek (PES, elektronenergia-szintek) felhasználásával a magmozgás jellemzőinek számításából. Ez utóbbihoz az időtől függő molekuláris Schrödinger-egyenletet kell megoldanunk, amelynek Hamilton-operátorában a magok kinetikus energiáján kívül még a potenciális energiák – amelyek az elektron Schrödinger-egyenlet sajátértékeiként kaphatók –, illetve a különböző csatolások szerepelnek. Ide tartoznak a nem-adiabatikus csatolások, amelyekkel a magrezgési módusok elektron-hullámfüggvényre kifejtett hatását vesszük figyelembe, de ide tartozik az elektromos tér és a molekula között kialakuló dipóluscsatolás is. Ez utóbbi természetesen csak elektromos tér jelenlétében lép fel.

A dinamikai Schrödinger-egyenlet megoldására számos eljárás létezik. Az egyik leghatékonyabb az úgynevezett MCTDH (multi configuration time-dependent Hartree) módszer [9], amelyet több mint húsz esztendője fejlesztenek a Heidelbergi Egyetemen. 25-30 módusig bezárólag jelenleg ez írja le a legpontosabban a magdinamikát. Az egyenlet megoldásaként kapható mag-hullámfüggvényekből – amelyek az egyes elektronállapotok közötti fázist is tartalmazzzák – számos fizikai mennyiség számítható. Az egyik legfontosabb ilyen mennyiség a molekulásűrűség mátrixa, amelynek diagonális elemeiből kaphatók az egyes elektronállapotok betöltöttségei, a nem diagonális elemekből pedig a megfelelő elektronállapotok közötti elektronkoherenciák. Ez a két mennyiség alapvető fontosságú szerepet játszik a lézer-molekula, vagy általánosabban a fényanyag kölcsönhatás leírásakor.

A következő lépés az elektron dinamika vizsgálat, amelyhez először az elektron-hullámcsomagot kell felépíteni. Képezni kell a rendszer különböző sajátállapottaihoz tartozó elektron-hullámfüggvények lineáris kombinációját, ahol is az időtől függő együtthatók a dinamikai Schrödinger-egyenlet megoldásaiból kaphatók. Az elektron-hullámcsomag ismeretében azután kiszámíthatjuk a rendszer teljes töltéssűrűségét, majd pedig a gerjesztett állapotokhoz tartozó egyrészezske-töltéssűrűségét. Erről a következő fejezetben lesz még szó.

Meghatározható még a Dyson-pályák, ezek szemléletesen a semleges molekulához rendelhető olyan mo-



1. ábra. Az ózonnak X alap- és B Hartley-állapothoz tartozó potenciálgörbéi. A nyíl a gerjesztést jelöli. A másik két koordináta értéke rögzített, $R_2 = 2,43$ a.u. és $\theta = 117^\circ$.

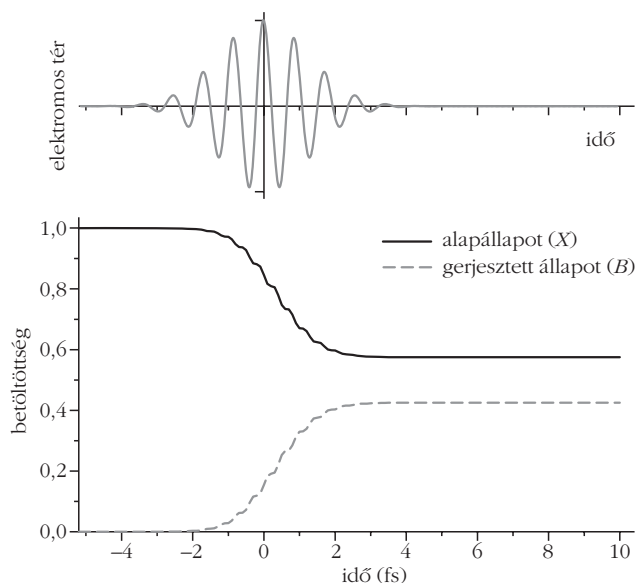
lekulapályákat jelentik, amelyekről az elektron eltávozik (ionizálódik), és ezért segítségével könnyen kiszámítható a fotoelektron-spektrum, vagy a fotoelektron-szögeloszlás [10]. Ez utóbbiak pedig már kísérletileg is mérhetők (legalábbis elvben), és így összehasonlíthatók az elméletből kapott eredményekkel.

A következő fejezetben az ózonnak példáján szemléltetjük az eddigiekben elmondottakat.

Az ózon

Alap (X) állapotból pumpa UV-fotonnal gerjesztve az ózon (B) elektronállapotát a Hartley-energiásávba (1. ábra), a két állapot koherens szuperpozíciója kelthető [12]. Természetesen egyidejűleg több állapot koherens szuperpozícióját is létrehozhatjuk, de akkor a leírás bonyolultabb lesz [11]. A gerjesztés eredményeként elektrondinamika indul meg, amelyet aztán UV attoszekundumos lézerpulzussal próbálni lehet. A folyamat legelején, az első néhány femtoszekundum alatt a magok még jó közelítéssel az egyensúlyi (FC) geometriában vannak, majd ezt követően megindul a molekula disszociációja. Az alábbi lézerpáramétereket feltételezve ($\lambda = 260$ nm, $I = 10^{13}$ W/cm², FWHM = 3 fs) az „FC geometriához tartozó idő” 5-6 femtoszekundumot jelent. A B állapot elkezd betöltődni, amelynek nagyságát – dipólus csatolásról réven szó – az átmeneti dipólusmomentum és az alkalmazott lézer intenzitása határozza meg (2. ábra). Ezzel egyidejűleg pedig a két elektronállapot közötti koherencia alakul ki.

A koherencia időfejlődését a 3. ábrán követhetjük nyomon. Első látásra szembeütő, hogy az impulzus kikapcsolása után még egy ideig fennáll, majd eltűnik, de kis idővel később ismét visszatér. Ez annak ellenére történik, hogy már nincs külső tér. Ez érdekes jelenség, és lehetőséget teremt arra, hogy az elektrondinamikát ne csak az első 5-6 femtoszekundumos tartományban lehessen kísérletileg próbálni, hanem később is. A 4. ábra pillanatfelvételei a mag hullámfüggvény-sűrűségének időfejlődését mutatják, amelyeken tisztán láthatjuk a visszatérő elektronkoherencia nyomát. Ebből arra következtethetünk, hogy a



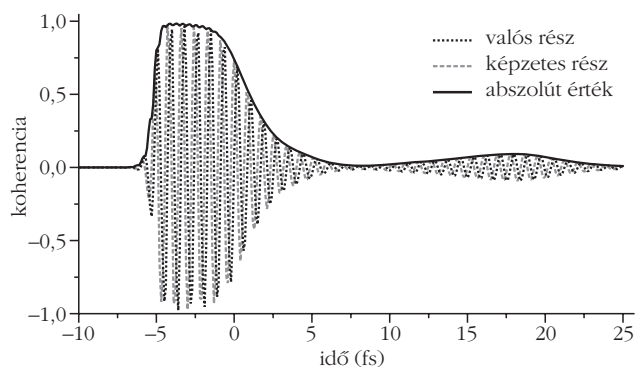
2. ábra. Az alkalmazott elektromos tér (felül) és a betöltöttség időfejlődése (alul) az X alap- és B gerjesztett állapotokban.

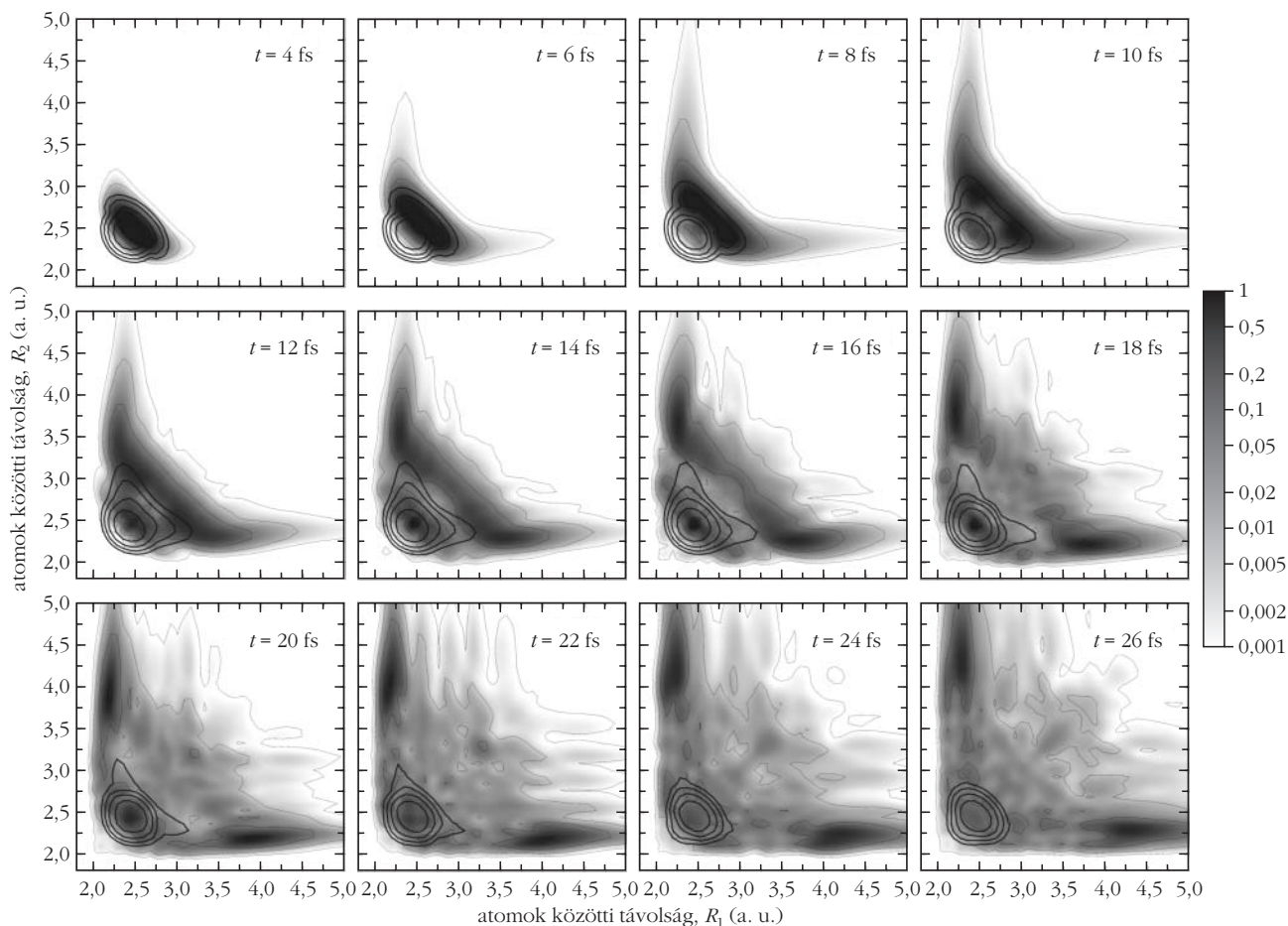
hullámcsomag oda-vissza oszcillál a B állapotban, és ismételt koherenciát mutat az alapállapotban maradt résszel, amikor újra visszatér a FC tartományba. A hullámfüggvény egy része mintegy becsapdázódott a B felület szimmetrikus gerincén, azon a részen, ahol az O–O kötések szinkronban növekednek. Itt a B felületen egy „völgy-gerinc” típusú inflexió pont található, ahol a maghullámfüggvény 3 részre osztható. Az egyik rész becsapdázódik, később ez jön vissza az FC tartományba, míg a többi rész disszociál a két, kötésirányba mutató ekvivalens csatorna mentén.

Térjünk vissza az első 5-6 femtoszekundumos időintervallumhoz. Ekkor a magok még a FC tartományban vannak, de az elektrondinamika attoszekundumos impulzussal itt is vizsgálható. Az 5. ábrán pillanatfelvételek láthatók a gerjesztett állapotú egyrézecske-töltéssűrűség időfejlődéséről. Az elektronsűrűség körülbelül 0,8 fs-os periódussal oszcillál a két kötés között, ami a két állapot energiakülönbségét figyelembe véve, pontosan a „quantum beating” periódussal egyezik meg.

Még csak az első lépéseket tettük meg az ózon teljes dinamikájának elméleti leírása felé. A kapcsoló-

3. ábra. Az X és B állapotok közötti elektronkoherencia az időfüggvényében (valós, képzetes rész és az abszolút érték).





4. ábra. Pillanatfelvételek a mag hullámcsomag-sűrűségének időfejlődéséről az O–O kötések mentén. A vastag színtvonalak az alapállapotra, míg a szürkeárnyalatos képek – a vékony színtvonalakkal – a gerjesztett állapotokra vonatkoznak.

dó kísérletek folyamatban vannak, amelyek eredményei várhatóan hamarosan összehasonlításra kerülnek a számításokkal.

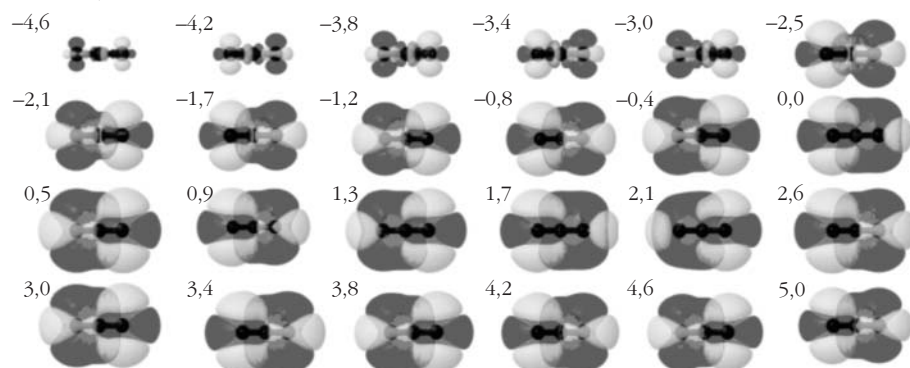
Kitekintés

Molekuláris rendszerek fragmentációs folyamatainak vizsgálata, illetve szabályozása napjaink egyik fontos kutatási iránya. Ezek a kutatások hozzájárulnak az atommagon kívüli mindenfajta mikroszkopikus mozgás közvetlen leírásához. Általuk közelebb kerülünk a molekula szerkezeti változásainak követéséhez, ezen belül az atomok közötti kötések mesterséges felbontásához, illetve azok létrehozásához. Ily módon sikerül egyre alaposabb betekintést kapni az anyag belsejében lezajló folyamatokba, és beavatkozni azokba.

Előbbiekből láttuk, hogy a magon kívüli dinamikai folyamatokban kulcsfontosságú szerepet játszanak a magok

rezgési módusaival csatolódnó, nagyon gyors töltés-, illetve excitonvándorlások, koherenciák. Egyre több a bizonyíték arra, hogy az úgynevezett biológiai fénytároló (light harvesting) rendszerek (green sulfur bacteria, purple sulfur bacteria stb.) működési mechanizmusa is így módon magyarázható. Ilyen folyamat például a fotoszintézis, de azzal a lényeges különbséggel, hogy itt nem koherens hullámforrásból jönnek a fotonok. Utóbbiak elnyelése után excitonok keletkeznek, amelyek energiájuk jelentős részét a rendszer különböző módusain szétszórva alacsony gerjesz-

5. ábra. A gerjesztett állapotú egyelektron-töltéssűrűség időfejlődése – az értékek femtoszekundumban – az FC egyensúlyi geometriában (oldalnézet). A sötét szín a lyukat, a világos szín az elektront jelöli.



tett állapotba kerülnek (azért, hogy ne legyenek képek kötést hasítani a vándorlás során), és a kialakult elektronkoherencia miatt villámgyorsan eljutnak a reakciócentrumba, ahol a bennük tárolt energia kémiai energiává alakul át. A környezeti dekoherencia-hatások miatt ez a vándorlás csak meglehetősen rövid ideig (1-10 pikoszekundum) tarthat, ami viszont csak kvantumalgoritmussal lehetséges. Azt feltételezik, hogy elemi molekuláris szinten az excitonok és a magrezgések közötti csatolódás bonyolult mechanizmusa az, ami végső soron kvantumalgoritmust eredményez, és a felvett fényenergia a baktériumban ennek révén képes néhány pikoszekundum alatt a fényátalakító helyre kerülni [13, 14].

Irodalom

1. A. H. Zewail: *Femtochemistry, Ultrafast Dynamics of the Chemical Bond*. World Scientific, Singapore, 1994.
2. P. B. Corkum, F. Krausz, *Nature Phys.* 3 (2007) 381.

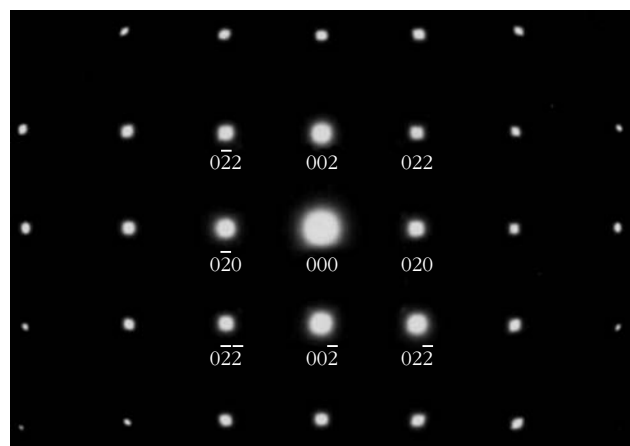
3. F. Krausz, M. Ivanov, *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009) 163.
4. N. Rohringer, R. Santra, *Phys. Rev. A* 79 (2009) 053402.
5. E. Goulielmakis et al., *Nature Lett.* 466 (2010) 739.
6. A. I. Kuleff, J. Breidbach, L. S. Cederbaum, *J. Chem. Phys.* 123 (2005) 044111; S. Luennemann, A. I. Kuleff, L. S. Cederbaum, *J. Chem. Phys.* 130 (2009) 154305.
7. F. Remacle, R. Kienberger, F. Krausz, R. D. Levine, *Chem. Phys.* 338 (2007) 342.
8. M. Born, J. R. Oppenheimer, *Ann. Phys.* 84 (1927) 457.
9. M. H. Beck, A. Jackle, G. A. Worth, H.-D. Meyer, *Phys. Rep.* 324 (2000) 1; G. A. Worth et al.: The MCTDH Package, Version 8.2, (2000), Version 8.3, (2002), Version 8.4 (2007), University of Heidelberg, Germany; <http://mctdh.uni-hd.de>
10. A. Perveaux, D. Lauvergnat, B. Lasorne, F. Gatti, M. A. Robb, G. J. Halász, Á. Vibók: Attosecond electronic and nuclear quantum photodynamic of ozone: time-dependent Dyson orbitals and dipole. *J. Phys. B.* (2014) in press.
11. G. J. Halász, A. Perveaux, B. Lasorne, M. A. Robb, F. Gatti, Á. Vibók, *Phys. Rev. A* 86 (2012) 043426.
12. G. J. Halász, A. Perveaux, B. Lasorne, M. A. Robb, F. Gatti, Á. Vibók, *Phys. Rev. A* 88 (2013) 043413.
13. A. Ishizaki, G. R. Fleming, *J. Phys. Chem. B* 115 (2011) 6227.
14. S. Lloyd, *Physics World* January, 2013, ISSN: 0953-8585.

VISSZASZÓRTELEKTRON-DIFFRAKCIÓS VIZSGÁLATOK AZ EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEMEN – 1. RÉSZ

Havancsák Károly, Kalácska Szilvia, Baris Adrienn, Dankházi Zoltán, Varga Gábor
Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar, Központi Kutató és Műszer Centrum

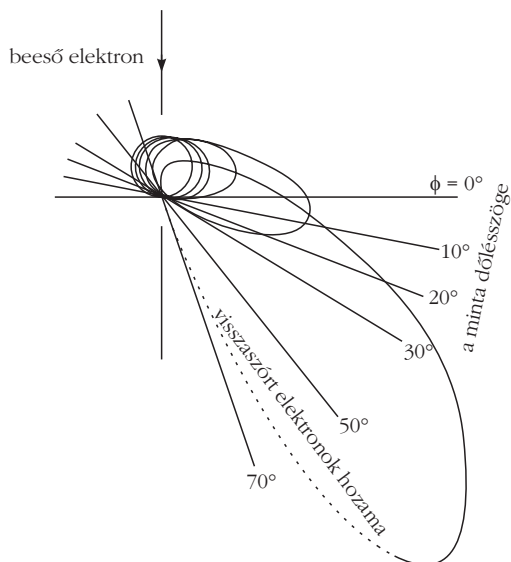
A visszaszórtelektron-diffrakció (electron backscatter diffraction = EBSD) a pásztázó elektronmikroszkópok (scanning electron microscope = SEM) egyik választható vizsgálati lehetősége, amely – mint látni fogjuk – jól illeszkedik a SEM technikai adottságaihoz. Az EBSD lehetővé teszi a vizsgálandó anyagminta szemcséinek orientációs jellemzését, textúrájának vizsgálatát, fázisainak és ezek eloszlásának meghatározását. Az EBSD-technika az utóbbi húsz esztendőben fejlődött rutinszerű vizsgálati módszerré, és vált az anyagtudomány és a geológia nagyhatású kutatási eszközévé.

1. ábra. Lapcentrált köbös (fcc) egykristály diffrakciós képe transzmissziós elektronmikroszkópban a kristálytani (100) irányból nézve.



Ha elektrondiffrakcióról hallunk, akkor elsősorban a transzmissziós (átvilágítós) elektronmikroszkóp (TEM = transmission electron microscope) egyik üzemmódja jut eszünkbe, amellyel egykristály- és polikristály-diffrakció egyaránt vizsgálható. A TEM-beli egykristály-diffrakció jól ismert pontokból álló ábrája (1. ábra) információt nyújt a kristály fajtájáról és az egykristály irányítottságáról. A TEM jellegzetes egykristály-diffrakciós képe több tényező eredménye: a minta vékony (< 100 nm); a bejövő elektronnyaláb párhuzamos sugarakból áll; az elektronok energiája nagy (> 100 keV), ezért a hullámhossz kicsi ($\lambda \sim 10^{-3}$ nm); a TEM-képet és a diffrakciós ábrát a mintán átmenő elektronnyaláb hozza létre.

Az 1990-es évektől kezdődően egyre inkább terjed az elektrondiffrakció alkalmazása a pásztázó elektronmikroszkópokban is. A SEM működési elve azonban jelentősen eltér a TEM elvétől: a minta többnyire vastag; az elektronnyaláb fókuszált, ami azt jelenti, hogy a legjobb mikroszkópokban a nyaláb foltja a mintán ~1 nm átmérőjű; a diffrakciós képet a minta bejövő nyaláb felőli oldalára visszaszóródó elektronok hozzák létre. További lényeges működésbeli különbség a kétféle elektronmikroszkóp képalkotása között, hogy míg a TEM képalkotása párhuzamosnak nevezhető, vagyis a kép összes pontja egyszerre jön létre, addig a SEM képalkotása soros jellegű, azaz a kép pixelei egymás után, pontról-pontra, sorról-sorra alakulnak ki. Ezek a működésbeli különbségek a diffrakciós



2. ábra. A minta döntése során növekszik a visszaszóró elektronok hozama.

ábrában is megnyilvánulnak, ugyanakkor a diffrakció alapvető információtartalma nem változik: a kristály fajtáját és orientációját tükrözi.

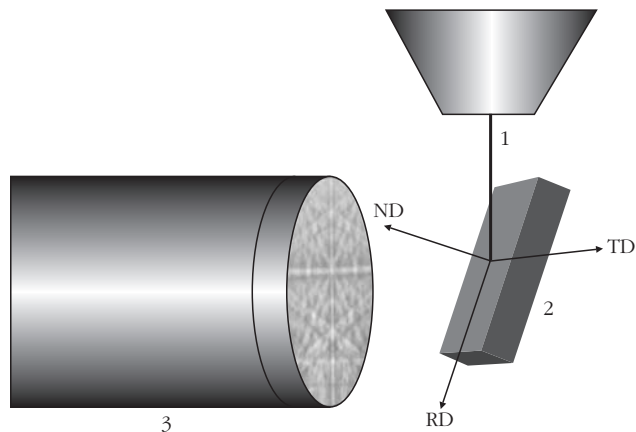
Cikkünkben a SEM-ben alkalmazott visszaszóró-elektron-diffrakció fizikai alapjairól, valamint az ELTE TTK Központi Kutató és Műszer Centrum (KKMC) keretein belül működő nagyfelbontású, pásztázó elektronmikroszkópon végzett EBSD-vizsgálatok néhány eredményéről számolunk be.

Fizikai alapok

A pásztázó elektronmikroszkópia alapjairól és az ELTE TTK-n működő FEI Quanta 3D SEM működéséről korábbi *Fizikai Szemle* közleményünkben [1] már beszámoltunk, ezért az ott leírtakat a mostani cikkünkben ismertnek tekintjük.

A pásztázó elektronmikroszkópban a bejövő nyaláb elektronjai 20-30 keV energiával rendelkeznek, ami elegendően nagy ahhoz, hogy a minta atommagjaihoz olyan közel jussanak, ahol azok pozitív töltése már csak részben árnyékolódik le az atom elektronjai által. Ezért a nyaláb elektronjai erős Coulomb-teret érzékelnek, amelyen rugalmasan szóródva a minta nyaláb felőli oldalán kilépnek a minta felületén. Ez a visszaszóródás jelensége. A SEM-beli diffrakcióhoz ezeket a visszaszóródó elektronokat használjuk fel. A 2. ábrán azt látjuk, hogy ha a minta felületét nem vízszintesen tartjuk, hanem a bejövő nyalábhoz képest megdöntjük, akkor egyre nagyobb szögekben döntve egyre nagyobb intenzitású visszaszóró nyalábot kapunk. A maximális intenzitást 70° közelében érhetjük el, ezért az EBSD-mérések során a minta általában ilyen szögben áll, ahogyan azt a 3. ábrán is szemléltethetjük.

Ilyen elrendezés mellett érthető, hogy a bejövő elektronnyaláb a mintában nem jut mélyre, hanem csekély rétegről szóródva visszajut a minta felszíne fölé. A réteg vastagsága függ a minta anyagától, de általában



3. ábra. A bejövő elektronnyaláb (1), a minta (2) és a diffrakciós képet rögzítő kamera (3) egymáshoz képesti elhelyezkedése EBSD-mérés során.

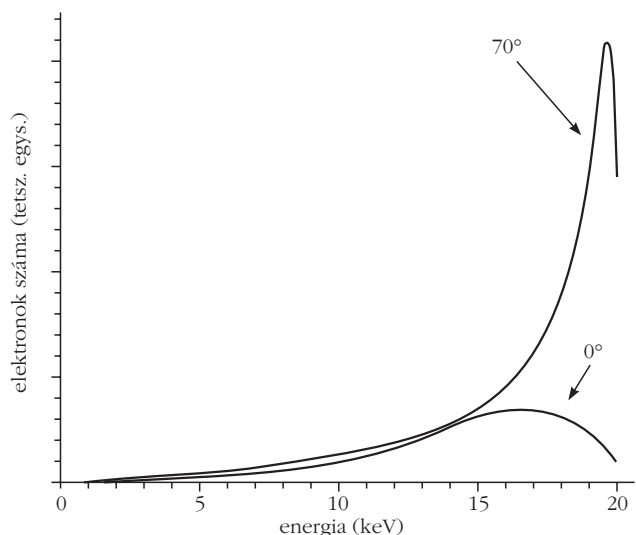
10-50 nm között van. A 4. ábra azt mutatja, hogy ha a bejövő elektronnyaláb energiája 20 keV, akkor a minta 70° -os döntése esetén a visszaszóró nyalábban többségben vannak a 20 keV-hez közeli energiájú elektronok, amelyek a behatolás során csak csekély energiát veszítettek rugalmatlan ütközések során [2].

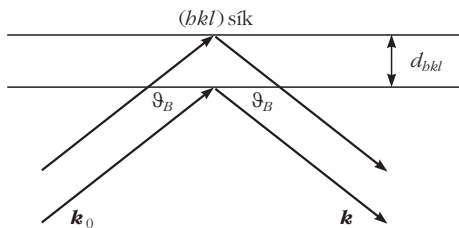
A visszaszóró elektronok interferenciája által létrejött diffrakciós ábrát speciális detektor érzékeli. A detektor felülete fluoreszcens anyaggal borított. Az átlátszó, fluoreszcens képernyőn kialakuló diffrakciós képről hátulról, optikai rendszeren keresztül, CCD-kamera készíti sorozatfelvételt. A CCD-kamera által rögzített képeket a rendszer számítógépe digitális formában dolgozza fel. Kérdés, hogy a pásztázó elektronmikroszkópban milyen egykristály-diffrakciós ábrát kapunk?

A TEM-diffrakció rövid jellemzése

A pásztázó elektronmikroszkópban kialakuló diffrakciós kép megértéséhez induljunk ki a TEM-ben mérhető egykristály-diffrakcióból! A TEM-ben szokásos vékony minta ($t < 100$ nm) esetén az 1. ábrán látható

4. ábra. A visszaszóró elektronok energiaeloszlása 0° -os és 70° -os mintahelyzet során.





5. ábra. A bejövő (\mathbf{k}_0) és a szórt (\mathbf{k}) nyaláb helyzete erősítő interferencia (Bragg-helyzet) esetén.

pontszerű diffrakciós maximumokat kapunk. A diffrakciós maximumok úgy jönnek létre, hogy a bejövő nyaláb elektronjai rugalmasan szóródnak a minta atomjainak Coulomb-terén, majd elhagyva a mintát az elektronhullámok interferálnak. A rácsállandókhöz képest a detektor képernyője nagy távolságban van, ezért az interferáló nyalábok közel párhuzamosak, így a matematikai leírás során párhuzamos nyalábok interferenciájával jellemezhető a jelenség. Az optikából átvett elnevezéssel élve a párhuzamos nyalábok interferenciája által létrehozott diffrakciót Fraunhofer-diffrakciónak nevezzük. Az interferencia eredménye a legtöbb irányban kioltás, vagy kioltáshoz közeli állapot, így ezekben az irányokban a detektor csak kis háttérértéket mér. Néhány irányban azonban az interferencia erősítő. Ezeket az irányokat a jelenség első leírójáról Bragg-irányoknak nevezzük, és maga a jelenség is Bragg-szórás néven ismert. A rugalmas elektronszórást és az interferenciát leíró matematikai módszerekkel kiszámolható, hogy adott kristály esetén melyek a Bragg-irányok [3]. Az eredmény nagyon szemléletes. Az atomok szórása olyan irányban eredményez maximális intenzitást, mintha a bejövő nyaláb az atomok által elfoglalt síkokról tükröződne. Ezt mutatja az 5. ábra, ahol a bejövő nyaláb irányát a \mathbf{k}_0 vektor, a Bragg-irányba szóródó nyalábét pedig a \mathbf{k} vektor mutatja.

Tükröződéstről természetesen szó sincs, a fizikai szituáció egészen más, és az oktatásban nem is helyes a Bragg-diffrakciót tükröződésként értelmezni. Mondhatni véletlen egybeesésről van szó, de ha ezt tudjuk, akkor persze a tükröződéses képet felhasználhatjuk

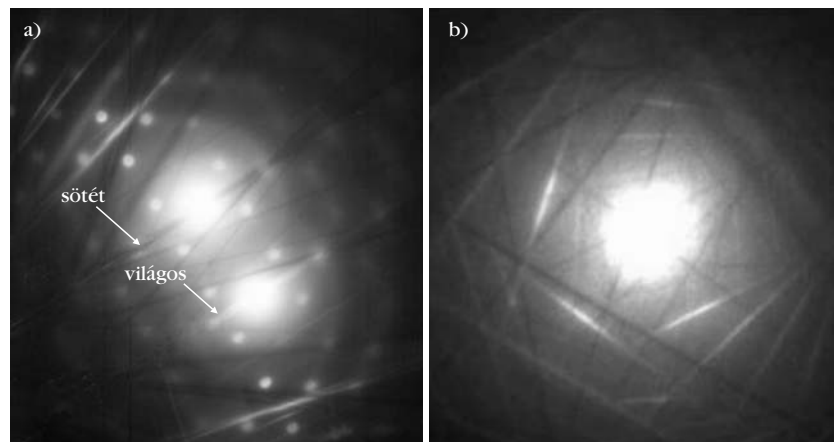
az erősítő interferenciáirányok gyors megtalálására. A szimmetrikus nyalábelhelyezkedés mellett az erősítéshez még az is kell, hogy a szomszédos síkokról érkező nyalábok útkülönbsége a hullámhossz egész számú többszöröse legyen. Az ábra alapján egyszerű képlet, a Bragg-egyenlet adja meg azokat a szöveget, amelyekhez tartozó irányokban az erősítő interferenciát tapasztaljuk:

$$2 d_{hkl} \sin \vartheta_B = n \lambda, \quad (1)$$

ahol λ az elektronnyaláb hullámhossza, d_{hkl} a diffrakciós síksereg szomszédos síkjainak távolsága, ϑ_B a szóró sík és a diffraktált nyaláb által bezárt szög, n pedig egész szám. A Bragg-szórás eredményeképpen egy párhuzamos síkseregről diffrakciós pöttyöt kapunk a diffrakciós képen. A síkokat hkl számhármasokkal jellemezzük, ezek az úgynevezett Miller-indexek. Mint-hogy a pöttyök a síkaktól erednek, ezért a Miller-indexeket a pöttyökhöz is hozzárendelhetjük, ahogyan azt az 1. ábra is mutatja. A 000 pont az elhajlás nélkül áthaladó *direkt nyalábnak* felel meg, ez a diffrakciós ábra kiinduló pontja. Tulajdonképpen a kristálytani síkokat reprezentáló új rácsot kapunk így. A rács egy síkját (pontosabban annak néhány pontját) látjuk a diffrakciós képen. A rács neve: reciprokrács. A reciprokrács egyértelmű viszonyban van a kristály eredeti geometriai rácsszerkezetével. Különböző kristályrácsoknak különböző a reciprokrácsa is. Ha a kristályrács elfordul, akkor vele fordul a reciprokrács is. A pontok elrendeződése tehát jellemző a rács kristályszerkezetére, sőt annak irányítottságára is. A reciprokrács elnevezés onnan ered, hogy ha a rácsban a rács sík távolságok nagyok, akkor a síkseregek megfelelő reciprokrács-pont kis távolságra van a reciprokrács kezdőpontjától. Vagyis reciprokvizony van a két rács között.

A TEM-diffrakció körülményeiből (a rácsállandóhoz képest kicsi elektronhullámhossz, párhuzamos bejövő nyaláb) az is tudható, hogy a Bragg-szög kicsi ($< 1^\circ$), így azok a szóró síkok, amelyekhez tartozó diffrakciós pöttyök látszanak a diffrakciós ábrán, közel merőlegesek a detektor felületére.

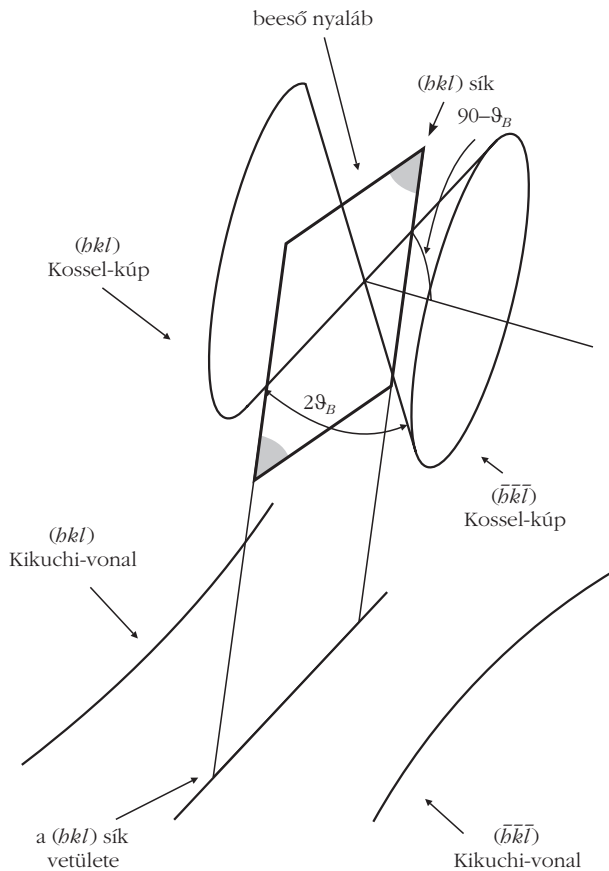
6. ábra. Világos és sötét Kikuchi-vonalpárok a diffrakciós pöttyökkel együtt (a), és vastagabb minta esetén a diffrakciós pöttyök nélkül (b).



Kikuchi-vonalak a TEM-ben

Ha a TEM-ben növeljük a minta vastagságát ($t > 100$ nm), akkor a diffrakciós pöttyök mellett sötét és világos vonalpárok jelennek meg a diffrakciós képen. Ilyen vonalpárokat látunk a 6.a ábrán. A vonalpárok neve első leírójukról (*Seishi Kikuchi*, 1928): Kikuchi-vonalak.

Ahogy növekszik a minta vastagsága a jelenség egyre kifejezettebb lesz. Ha elegendően vastag a minta (> 200 nm), akkor a diffrakciós pöttyök már nem is látszanak, csak a Kikuchi-vonalak, ahogyan az a 6.b ábrán látható.



7. ábra. Kossel-kúpok a Kikuchi-vonalak magyarázatához.

A vonalpárok keletkezését megérthetjük, ha figyelembe vesszük, hogy vastagabb minta esetében megnövekszik az elektronok rugalmatlan és többszörös szóródásának valószínűsége. Ez a diffúz szórás (rugalmatlan, inkohérens, többszörös) tulajdonképpen már a vékony minta esetén is látszik a diffraktált nyalábok körüli elmosódott határokból (1. ábra). Elektronok esetén a többszörös szóródás valószínűsége sokkal nagyobb, mint például a röntgenhullámok szóródása esetén, aminek oka az, hogy a kristály Coulomb-tere a kristályon belül mindenhol jelen van, míg a röntgenfotonok csak az elektronokon szóródnak. A sok, egymás utáni rugalmas szóródás eredménye az, hogy a vastag kristályon belül minden irányban haladnak elektronok, tehát egy szóró síkra nemcsak egy irányból érkeznek az elektronok. Az persze igaz, hogy a legnagyobb intenzitással az eredeti bejövő nyaláb körüli irányokból érkeznek az elektronok. A többszörös rugalmas szóródás mellett van rugalmatlan szóródás is, de ennek során a 100-400 keV TEM elektronenergiához viszonyítva kicsi az energiavesztés (10-20 eV), ezért az elektronhullámhossz gyakorlatilag változatlanul tekinthető, vagyis ezek az elektronok továbbra is interferenciára képesek maradnak.

A síkokon szóródó elektronok közül azok, amelyek Bragg-szög alatt érkeznek, most nem egyetlen irányból jönnek, hanem a diffraktáló sík két oldalán két $90^\circ - \vartheta_B$ félnyílásszögű kúp felülete mentén, ahogyan azt a 7. ábra mutatja. E kúpok neve Kossel-kúp. Mivel a kúpok felületén haladó nyalábok Bragg-szög alatt

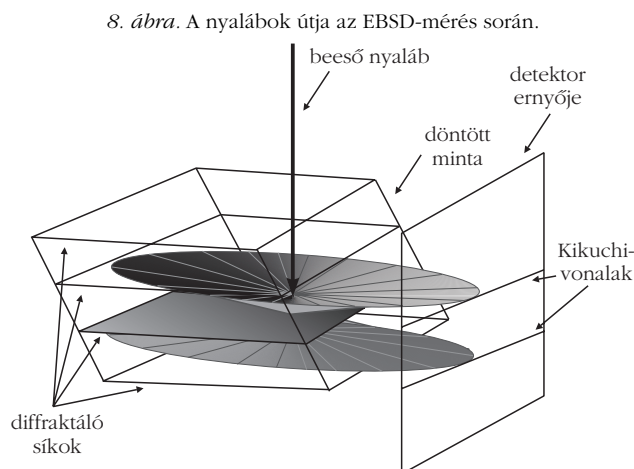
érkeznek, ezért a szórt nyaláb eleget tesz az erősítő interferencia-feltételnek (Bragg-reflexió), aminek nyoma a detektor felületén egy hiperbola. Minthogy a Bragg-szög kicsi ($< 1^\circ$), ezért ez a hiperbolaív egyesnek látszik a kúp méretéhez képest kicsi detektoron rögzített diffrakciós képen. Az eredeti bejövő irányhoz közelebbi kúpon haladó nyalábok intenzitása erősebb, mint a másik kúphoz tartozó irányokból érkezőknek. Ezért a detektoron ennek nyoma a háttérhez képest világos egyenes vonal (*hkl* Kikuchi-vonal). Ez az intenzitás hiányozni fog a sík túoldalán, ahová a Bragg-szóródás híján került volna, és a másik kúp intenzitása ezt a hiányt nem tudja pótolni, így a másik kúp képe a háttérhez képest sötét egyenes vonalként jelenik meg ($\bar{h}\bar{k}\bar{l}$ Kikuchi-vonal). Az itt mondottakból az is érthető, hogy a világos vonal mindig távolabb helyezkedik el a direkt nyaláb világos foltjától, míg a sötét vonal ahhoz közelebb.

Az előzőek alapján az is kiderül, hogy a diffraktáló sík vetülete (ami a diffrakciós ábrán nem látszik) a világos és sötét Kikuchi-vonalpár távolságának felében metszi a detektor felületét. Ha a sík elfordul (mert például mozgatjuk a mintát), akkor a vonalpárok követik az elfordulást, hiszen helyzetüket mindig a Bragg-szög szabja meg. A vonalpárok helyzetét tehát szigorúan a kristály helyzete határozza meg. Az itt felvázolt egyszerű elméletet *kinematikus elméletnek* nevezik.

Kikuchi-sávok a SEM-ben

Ezek után könnyen megérthetjük a SEM-beli diffrakciós kép fő vonásait, hiszen a fizikai kép azonos, bár a kétféle mikroszkóp működésbeli különbözősége gyakorlati különbségekhez vezet. A SEM diffrakciós mérés geometriai elrendezése és a visszaszórt elektronok felhasználása miatt a direkt nyaláb fehér foltja nem kerül a detektor ernyőjére (8. ábra).

A kérdés az, hogy milyen a diffrakciós kép? Ahogyan a TEM esetében láttuk, a többszörös szóródás miatt az elektronok a kristályon belül minden irányban haladnak, és a Bragg-irányba haladó szóródó elektronok a két Kossel-kúp felületén haladnak. A



8. ábra. A nyalábok útja az EBSD-mérés során.

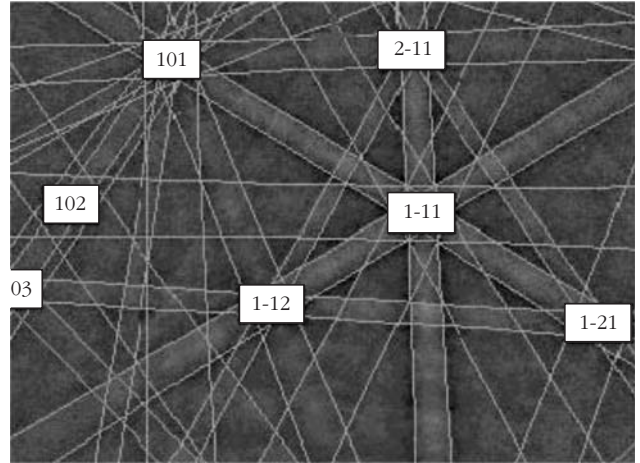
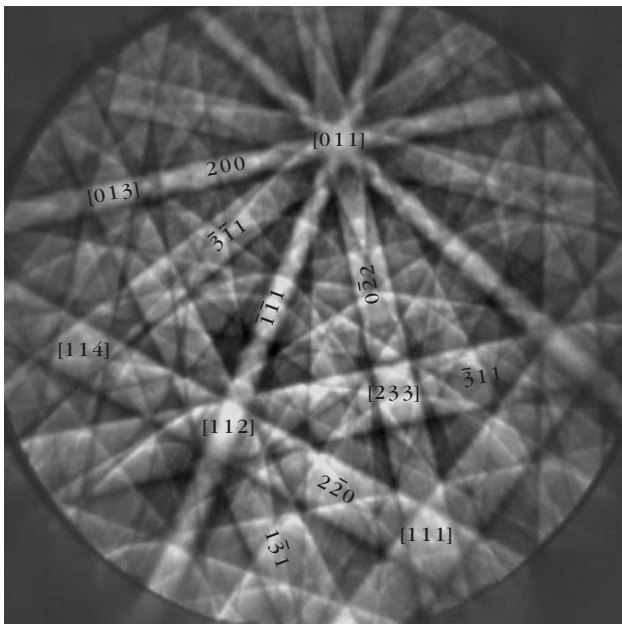
detektor képernyőjén így a két kúp és a detektor felületének a metszésvonala rajzolódik ki. Mivel a diffrakciós szög kicsi, ezért a metszésvonalak most is egyenesnek látszanak. Most távol vagyunk a direkt nyaláb irányától, ezért a két Kikuchi-vonal között nincs jelentős intenzitáskülönbség. Az itt leírtakat szemlélteti a 8. ábra. A két kúp a diffraktáló sík két oldalán helyezkedik el. A sík és a detektor felületének nem látható metszésvonala a két egyenes közötti távolság felénél van. A két párhuzamos egyenes sávot jelöl ki, amelyet Kikuchi-sávnak nevezünk. A sávok szélességét a kinematikus elmélet alapján könnyen megbecsülhetjük. Mivel a diffrakciós szög kicsi, ezért az (1) Bragg-egyenletben $\sin\vartheta_B \sim \vartheta_B$, tehát (1)-ből azt kapjuk, hogy

$$2\vartheta_B \equiv \frac{\lambda}{d_{hkl}}. \quad (2)$$

A detektor ernyőjén a sávok szélessége arányos a Bragg-szög kétszeresével (a tényleges távolság függ a minta és a detektor távolságától). Azt látjuk tehát, hogy a síktávolság és a sávok szélessége között inverz összefüggés van, vagyis mennél nagyobb a szomszédos síkok távolsága, annál keskenyebb a Kikuchi-sáv szélessége (érvényesül a diffrakciós kép inverz jellege). Valamennyi olyan kristálysíkseregről kapunk Kikuchi-sávot, amely síkok elvi meghosszabbítása metszi a detektor képernyőjét. Az itt vázolt egyszerű modell (kinematikus modell) alapján tehát azt várjuk, hogy a 9. ábrán mutatott képhez hasonló Kikuchi-ábrát kapunk.

Nézzünk meg egy valódi EBSD diffrakciós ábrát. A 10. ábrán fcc (lapcentrált köbös) egykristályon végzett EBSD-mérés eredményét látjuk. Az ábra összetettebbnek tűnik, mint ahogyan azt az egyszerű kinematikus modell alapján felvázoltuk, de erre majd később

10. ábra. fcc egykristályon mért EBSD-ábra.

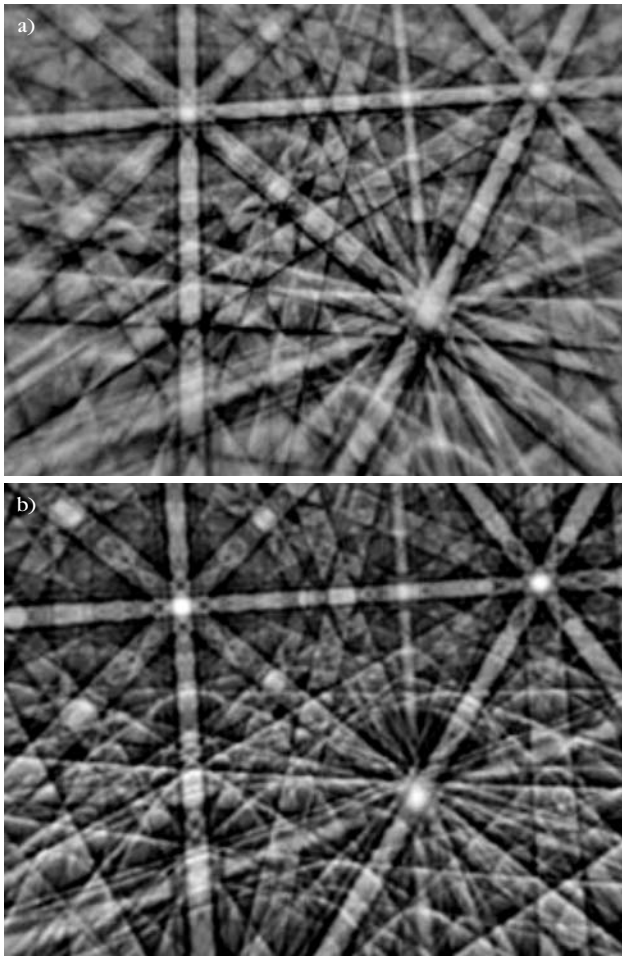


9. ábra. A kinematikus modell alapján várt Kikuchi-ábra.

visszatérünk. A sávok azonban jól láthatók. Azt is látjuk, hogy vannak szélesebb és keskenyebb Kikuchi-sávok, ennek okát is megismertük már. Ha összehasonlítjuk a kapott EBSD-ábrát egy számítógépes szimulációval készített Kikuchi-térképpel, akkor a sávok mellé írhatjuk a kristálysíkok Miller-indexeit. A 10. ábrán néhány sáv mellé ilyen módszerrel odaírtuk a Miller-indexeket. A sávok találkozási pontjai kristálytani irányokat jelölnek ki, ezeket *zónatengelynek* hívjuk. Az ábrán a [011] zónatengely például a (200), a ($\bar{3}11$), a (022) stb. síkok metszésvonalának irányába mutat. Egy korszerű EBSD-berendezésben a számítógép azonosítja a Kikuchi-sávokat és a zónatengelyeket. Elvileg három sáv vagy zónatengely irányának meghatározása elegendő ahhoz, hogy a mintához rögzített koordináta-rendszerben a számítógép meghatározza a vizsgált kis egykristálytérfogót orientációját. A gyakorlatban – a mérési bizonytalanságok miatt – általában ennél több sáv és zónatengely azonosítása célszerű.

A kísérleti, mért Kikuchi-ábra összetett jellege jól mutatja, hogy az eddigiekben felvázolt egyszerű modellel csak részben lehet magyarázni a visszaszórt elektrondiffrakciós ábra sajátosságait. A kinematikus modell csak a Bragg-diffrakció geometriai tulajdonságait veszi figyelembe, ezért alkalmatlan az intenzitásvizonyok helyes jellemzésére. A Kikuchi-sávok helyzetét, szélességét jól írja le ez az egyszerű modell, de a sávokon belül a visszaszórt elektronok intenzitását már nem adja vissza helyesen. A 10. ábrán jól látszik, hogy a sávok két szélén sötét vonalak húzódnak, míg a kinematikus modellből itt éppen maximális intenzitást várnánk. Az intenzitásvizonyok helyes leírására az úgynevezett *dinamikus modellt* kell használnunk.

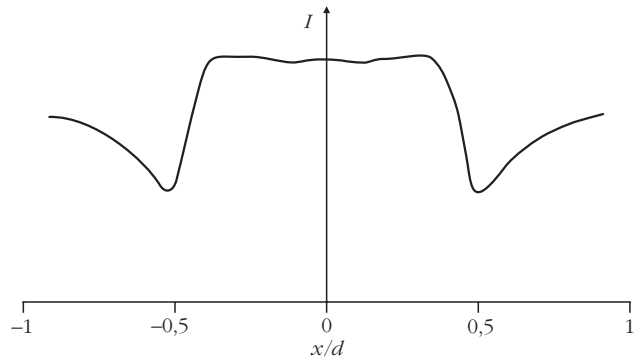
A dinamikus modell már figyelembe veszi, hogy a mintába belépő elektronnyaláb periodikus kristály potenciáletterébe kerül. A dinamikus modell matematikai kezelése összetett, analitikus megoldás nem is lehetséges. Közelítő számítógépes megoldásokkal jól lehet szimulálni a kísérletileg kapható diffrakciós képeket. A modell összetett jellege miatt itt csak a legfontosabb tulajdonságait említhetjük.



11. ábra. CaF₂ egykristály mért (a) és dinamikus szimulációval számolt (b) EBSD Kikuchi-ábrái [4].

A periodikus potenciáltérben mozgó saját elektronok leírása ismeretes a szilárdtestfizikából. A Nobel-díjas *Felix Bloch* (1905–1983) volt az, aki bebizonyította, hogy ilyen esetben a Schrödinger-egyenlet megoldásai olyan speciális síkhullámok, amelyek amplitúdója rácsperiodikus függvény szerint változik. Ezek a Bloch-függvények, és lineáris kombinációjuk adja az elektronhullám-tér általános megoldásait.

A mintába kívülről bejuttatott elektronokra ugyanez igaz, mert a periodikus potenciáltérben csak Bloch-függvény alakú hullámok haladhatnak. A különbség a minta saját elektronjaihoz képest az, hogy míg azok néhány eV energiával rendelkeznek, addig a pásztázó elektronmikroszkópban alkalmazott elektronok 20–30 keV energiájúak. Mi történik tehát amikor a monokromatikus elektronnyaláb belép a mintába? A nyaláb olyan síkhullámokra hasad fel, amelyek amplitúdója rácsperiodikus függvény szerint változik a mintán belül. A periodikus rácspotenciál miatt megváltozik a hullámok kinetikus energiája, azaz hullámhossza. Nem nagyon, legfeljebb csak néhány elektronvoltnyi, hiszen az eredeti energia 20–30 keV, a rácspotenciál nagysága pedig eV nagyságrendű. Hány ilyen hullámra hasad szét az eredeti elektronhullám? A Bloch-megoldás szerint annyi hullámra, ahány síksereg található a rácsban, vagy úgy is mond-



12. ábra. A Kikuchi-sávok keresztirányú intenzitáseloszlása a dinamikus modellre alapozott szimulációk alapján.

hatjuk, hogy ahány reciprokrácspon van a kristályhoz rendelt reciprokrácsban. Ezek száma legyen n . Minden Bragg-irányban tehát n számú, kicsit különböző hullámhosszúságú hullám halad, és adott irányban ezek interferenciája alakítja ki az eredő intenzitást. A szimulációs számolások során természetesen nem kell minden hullámmal számolni, mert ezek közül vannak intenzív és kevésbé intenzív hullámok, de ha a számítógépes szimulációban jó eredményt akarunk elérni, akkor nagyságrendileg 100 hullámösszetevőt kell figyelembe venni. Ilyen számú egyenlet analitikusan nem kezelhető, ezért előtérbe kerülnek a számítógépes szimulációs megoldások. Hogy a dinamikus modell alapján működő számítógépes szimulációs eljárás mennyire jó leírását adja a visszaszórt elektrondiffrakció jelenségének, azt a 11. ábra szemlélteti. A 11.a ábrán CaF₂ egykristályon mért Kikuchi-ábrát látunk, míg a 11.b ábra az ugyanilyen orientációjú kristály szimulációval kapott Kikuchi-ábráját mutatja.

Annyit látunk tehát, hogy a dinamikus modell alapján számos hullám szuperpozíciója alakítja ki az eredő hullámképet. A szimulációk eredménye azt is megmutatja, hogy a sok hullám interferenciájának eredményeképpen a Kikuchi-sávon belül a 12. ábrán látható keresztirányú intenzitáseloszlást kapunk. A háttérhez képest a sávok szélén intenzitásminimum van, vagyis a sávokat sötétebb vonalak határolják, míg a sávokon belül erősebb az intenzitás. Ez a kép már megfelel a mérések során tapasztalt intenzitásviszonyoknak.

Ezek után a kérdés az, hogy mire lehet használni az EBSD-méréseket? A következő részben erre kapunk választ.

Irodalom

1. Havancsák K., Lendvai J.: Nagyfelbontású pásztázó elektronmikroszkóp az Eötvös Egyetemen. *Fizikai Szemle* 51/10(2011) 339–343.
2. J. Goldstein, D. Newbury, D. Joy, Ch. Lyman, P. Echlin, E. Lifshin, L. Sawyer, J. Michael: *Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis*. ISBN: 978-0-306-47292-3 Springer, 2007.
3. J. M. Schultz: *Az anyagvizsgálat diffrakciós módszerei*. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1987.
4. A. Winkelmann: Dynamical Simulation of Electron Backscatter Diffraction Patterns, in A. J. Schwartz, M. Kumar, B. L. Adams, D. P. Field (editors): *Electron Backscatter Diffraction in Materials Science*. ISBN 978-0-387-88135-5 Springer, 2000.

Az egyetem után a Magyar Állami Geofizikai Intézetnél kezdtem munkás életemet. Egy fiatalokból álló társaságban a geofizikai kutatások eredményeinek kiértékelése volt a feladat. Egy idő után arra vágytam, hogy legyen egy nagy tudású kolléga, aki segíteni tud a feladatok megoldásában. Amikor átkerültem a KFKI Atomenergia Kutató Intézetébe, ott Szatmáry Zoltán csoportjában ez a kérdés megoldódott, vele mindenről lehetett beszélni, mindenre volt ötlete.

A KFKI Atomenergia Kutató Intézetében szokás volt a fiatalokat hosszabb időre tanulmányútra küldeni. Akkoriban készült Szatmáry Zoltán csoportjában az első reaktorkód, amiben a diffúziós számításokat egy SYSSYPHUS nevű véges differenciakód – amit Ő és Vigassy József készített – végezte. Mint a kódrendszer koncepcióját, a kódrendszer elemeinek nagy részét is Szatmáry vezetésével készítettük. Ő már akkor úgy gondolta, hogy a jövő a modern számítási módszereké, mint amilyen a végeselem- és a nodális módszer. Ez a nézet kisebbségben volt a reaktorosok között, a többség a párhuzamos processzoroktól várta a számítások gyorsítását.

Az említett végeselem- és nodális kódokról akkoriban jelentek meg az első közlemények német, angol és amerikai folyóiratokban. Arra nem gondolhattunk, hogy nyugatról intézeti riportokat kapunk. A nemzetközi kapcsolatokat az Országos Ösztöndíj Tanács által odaítélt ösztöndíjak jelentették. A beérkezett pályázatok elbírálása olyan körülmények között folyt, hogy megesezt, a pályázat beadásakor még nőtlen jelölt már kétgyermekes családapaként kapta meg az ösztöndíjat. Zoltán úgy gondolta, a képzés része, hogy a fiatalok jó hírű, nyugati intézeteket is megismerhessenek. Ami engem illet, szerettem volna a Kurcsatov Intézetbe ösztöndíjat kapni, de ez szóba sem jöhetett.

Osztályvezetőnk, Kosály György azt ajánlotta, menjek a svájci Eidgenössisches Institut für Reaktorforschung (EIR) intézetbe, ahol dolgoznak ilyen programok. Mivel maga is hosszabb időt töltött az EIR-ben, felajánlotta, keres alkalmas témavezetőt. (Ebből végülis nem lett semmi, mert mire az ösztöndíjat 1979-ben megkaptam, Kosály illegálisan külföldre távozott, ahogyan akkor mondtuk: disszidált.)

Az EIR-ben Claud Maeder vett szárnyai alá. Úgy gondoltam, a legegyszerűbb, ha bekapcsolódom az ott folyó munkába, így mindenkinek hasznos lesz, ha csinálom valamit. Maeder kifejlesztett egy eljárást és programot, amelyben a diffúziós egyenlet megoldását Legendre-polinomokkal közelítette. Az eljárás a végeselem módszer egy változata volt, nagyon pontos eredmények jöttek ki, igaz, elég lassan.

Idén májusban ünnepelte a reaktorfizikus közösség Szatmáry Zoltán 75. születésnapját. Testvérlapunk, a csak az interneten megjelenő *Nukleon* (<http://nuklearis.hu/nukleon/cikkek>) különszámmal köszöntötte Őt. Az ott megjelent írást a lap engedélyével közöljük.

A hetvenes évek végén két domináns iskola létezett. Az MIT-ban Allan Henry tanítványaival (Kordon Smith, Kalambokas és mások) nodális programokat készített. Ők úgy gondolták csökkenteni a futási időt, hogy a – neutron szabad úthosszához képest nagy – kazettában csak az átlagfluxust és a kazetta peremén a bejövő parciális áramokat határozták meg, azoknak is csak az első pár momentumát tárolták. Ez az ismeretlenek számát jelentősen csökkentette, és a számítások határozottan gyorsabbá és pontosabbá váltak. Henry ötlete volt, hogy a kazettán belül a neutronfluxust analitikusan kellene megadni. Ez azonban még a négyszöges kazetták esetén is csak egydimenziós számításnál volt lehetséges. Ezt a nehézséget úgy védték ki, hogy a diffúziós egyenletet a másik két térbeli változóra integrálták, a megmaradó egyváltozós egyenlet megoldását pedig exponenciális függvényekkel lehetett megadni. Az integrálás után megjelent egy új tag, ami a kifolyás integrálásából adódik, ezt keresztáramnak (cross-leakage) nevezték és egy kvadratikussal közelítették. A számítás másik kellemetlen vonása, hogy a három koordinátára külön-külön kellett iterálni, így a keresztáramok okozta visszacsatolás hibája kelően kicsi lett.

A másik iskola a (nyugat-)németországi KWU-ban Richárd Wagner, Klaus Koebke, Herbert Finnemann más utat választott. Ők polinomokkal közelítették a fluxust a kazettában, de nem oldották meg a diffúziós egyenletet, hanem annak csak bizonyos súlyfüggvényekkel vett integráljait tették nullává. Ez volt a végeselem módszer alapgondolata.

Claude Maeder nagyon realista volt. Ha előjöttem egy ötlettel, egy darabig vitatkoztunk, megbeszéltük, majd azt mondta: „Jó, akkor csináld meg!” Először egy exponenciálisokkal dolgozó nodális programot írtam, ami SEXI néven bekerült az EIR programtárába. Később azonban feltettem a kérdést: „Miért nem lehet a diffúziós egyenlet analitikus megoldását megadni?” Hamar kiderült, nincs semmi akadály, hiszen a megoldás általános alakja exponenciális függvények lineáris kifejezésekként felírható. Négyszöges geometriára írtam egy ANANAS nevű programot, amiben egyetlen közelítés volt: a nódus peremén előírt parciális áram megadása.

Közben rájöttem, hogy a kazetta szimmetriáit kihasználva a számítást gyorsabbá lehet tenni. Ezt az ötletet az ANANAS programba építettem be, az eredmény egy gyors és pontos algoritmus volt, amelyben az egyetlen korlátot a kazetta peremén előírt peremfeltétel jelentette.

Abban az időben az EIR-ben dolgozott Jacek Arkuszewski, aki egy remek nodális programot (SIXTUS) írt hatszöges geometriára. Megkérdeztem Claude Maedert, össze lehet-e házasítani Jacek programjának szervezését az én analitikus megoldásommal. A válasz igen volt. Az új algoritmus átírása hatszögekre zökkenőmentesen történt. 1981-ben adtunk hírt az ered-

ményről. Az EIR az algoritmust átadta a japánoknak; egy konferencián már mint EIR-JAERI termékről beszélt róla egy japán előadó.

1980-ban az IAEA ösztöndíj véget ért, hazatérésem után a VVER-1000 projektbe már a gyorsított új algoritmus került be HEXÁN néven. Itt megmutatkozott az analitikus megoldás előnye: a VVER-1000 kazetta átmérője több mint 10 szabad úthossz, mégis a megol-

dás pontossága alig csökkent. Szerencsém volt, személyi változás sem következett be, a stratégia sem változott meg: a diffúziós egyenlet gyors és pontos megoldására továbbra is szükség volt. Azóta az analitikus próbafüggvényeken alapuló módszerek elterjedtek a világban. Biztosan tudom, hogy Japánban, az USA-ban, Svájcban, Németországban – kisebb-nagyobb változtatásokkal – használják.

A FIZIKA TANÍTÁSA

A GRAVITÁCIÓRÓL

avagy: milyen szerepet játszanak világunkban a lovasszobrok? – 2. rész

Bokor Nándor
BME Fizikai Intézet

Érzi-e *valaki* a gravitációt?

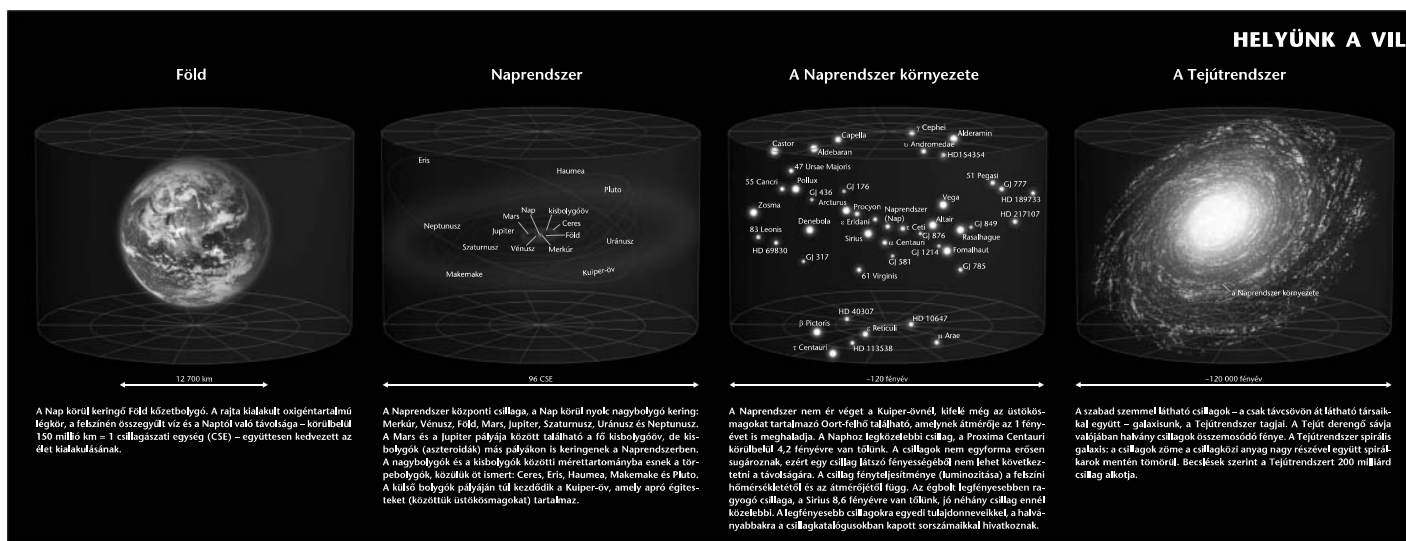
Az Einstein-elmélet szerint egy test nem úgy hat gravitációsan egy tömegpontra, hogy erőt fejt ki rá, hanem úgy, hogy begörbíti maga körül a téridőt, és a tömegpont ebben a görbült téridőben halad, a „lehető legenyesebb” (geodetikus) világvonalon. Közben – mint a kabin tömegpontnak tekintett utasának példáin láttuk – nem érzi a gravitációt, azaz a téridő görbületét. De akkor honnan tudhatjuk, hogy egyáltalán létezik ez a görbület? Meg tudjuk-e mérni? Lehet-e olyan tapasztalataink, érzetünk, amely kimutatja ezt a görbületet?

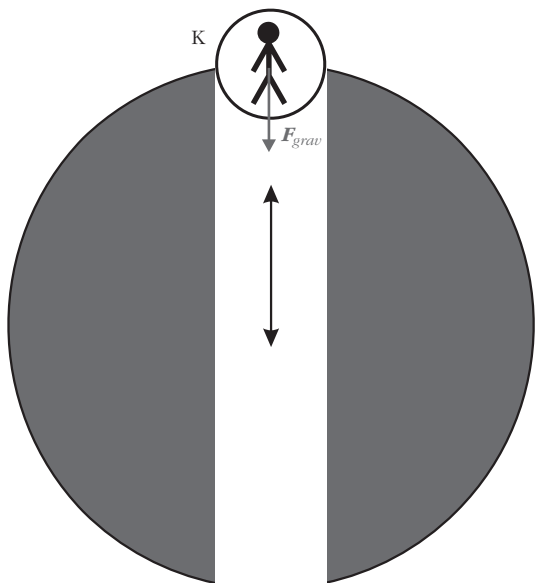
Képzeld el, hogy kétdimenziós lények, „laposlények” vagyunk, akik egy gömb felületén élünk. Számunkra a gömb főköréi a geodetikus vonalak. Saját méretünk elhanyagolhatóan kicsi gömbi világunk görbületi sugarához képest. (Ez analóg azzal, hogy a fenti példákban a kabin utasát tömegpontnak tekintettük.) Hogyan tudjuk eldönteni, hogy felületvilágunk görbült-e vagy sík? Íme néhány tapasztalati módszer erre:

(1) Egy laposlény, kezében egy lándzsát tartva elindul, ügyelve arra, hogy a lándzsa se jobbra, se balra ne forduljon ki az eredeti irányából [1]. Zárt görbén

LETÖLTHETŐ ÉS TÖBB, MINT 3 MÉTER SZÉLESEN, SZÍNESEN KINYO

A magyarázó szöveggel kiegészített posztert keresd a Fizikai Szemle (www.fizikaiszemle.hu)





6. ábra. Gravitációval készített rezgőmozgás.

haladva visszajut a kiindulási pontba. Azt tapasztalja, hogy a lándzsa most másfelé mutat, mint kiindulás-kor. Ebből tudni fogja, hogy görbült felületen él.

(2) Két laposlény szorosan egymás mellett párhuzamosan elindul egy irányba. Mindketten ügyelnek arra, hogy geodetikus vonalon haladjanak. Azt tapasztalják, hogy pályavonalaik között csökken a távolság. Ebből megtudják, hogy (pozitív görbületű) görbült felületen élnek.

(3) Két laposlény azonos pontból különböző irányban elindul. Mindketten geodetikus vonalon haladnak. Egy idő után azt tapasztalják, hogy pályavonalaik még egyszer metszik egymást. Ebből rájönnek, hogy görbült felületen élnek (hiszen sík felületen két egyenes legfeljebb egyszer metszheti egymást).

Próbáljunk meg a fenti módszerek között olyat találni, amit egy tömegpont adaptálni tud az általa lakott *téridő* görbületének kimutatására. Az (1) módszer nem használható, mert a tömegpont nem képes zárt világvonalon haladva a téridőben visszajutni a kiindulási eseményhez. Ha zárt világvonalat nem tudunk követni a téridőben, akkor – a (2) és (3) módszer analógiájára – *két világvonalra* van szükségünk a görbület kimutatásához. Ezt a két világvonalat szolgáltathatja például két különálló tömegpont, de egy kiterjedt test két részecskéje is. Nézzük a két független tömegpont esetét.

Ekkor a fenti módszereket a következőképpen alkalmazhatjuk a téridőben:

(2, téridő) Két tömegpontot egymástól kis távolságban egyszerre nyugalomból elengedünk. Mindkettő geodetikus („egyenes”, relaxált, erőmentes) világvonalat követ, amelyek párhuzamosan indulnak. Ha azt tapasztaljuk, hogy a két világvonal közötti „távolság” változik – ennek jele például az, hogy a tömegpontok közötti fizikai távolság változik a sajátidő függvényében, vagy még drámaibb módon az, ha a tömegpontok egy idő után összeütköznek –, akkor abból tudni fogjuk, hogy görbült téridő-tartományban járunk.¹

(3, téridő) Két tömegpontot ugyanabból az eseményből elindítunk két külön geodetikuson (azaz két különböző irányban). Ha azt tapasztaljuk, hogy a két világvonal ezután is metszi egymást (esetleg többször is), akkor biztosak lehetünk benne, hogy görbült téridő-tartományban élünk.

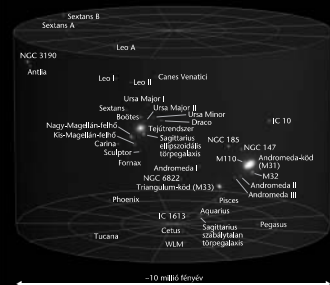
¹ Feltettük, hogy mindkét tömegpont tömege annyira kicsi, hogy érezhetően nem görbítik be maguk körül a téridőt. A világvonalak esetleges egymáshoz közeledése tehát nem egymásra gyakorolt hatások következménye, hanem a téridő – valamilyen harmadik, nagy tömegű test által okozott – görbületét.

MTATHATÓ A HELYÜNK A VILÁGEGYETEMBEN MIND A NÉGY RÉSZÉ!

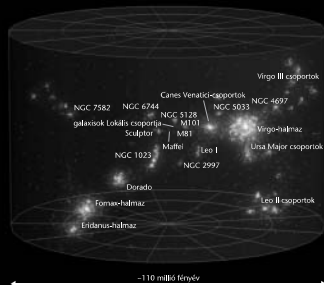
Mellékletek menüpontjában, a posztort bátran rakjad ki a fizika-előadó vagy a folyosó falára!

ÁGEGYETEMBEN

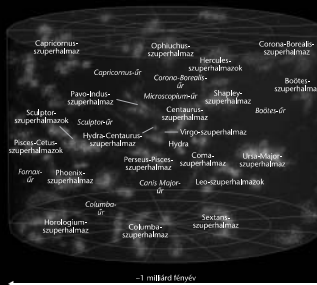
A galaxisok Lokális csoportja



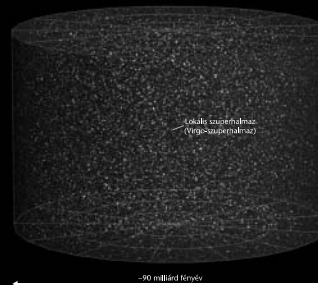
Virgo-szuperhalmaz



Lokális szuperhalmazok



Az észlelhető Univerzum



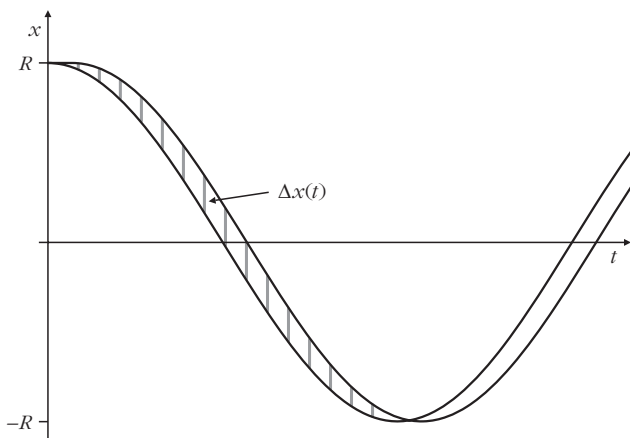
A galaxisok túlnyomó többsége nem elszórtan helyezkedik el a térben, hanem csoportosulva. Néhány tucat tagból állnak a galaxiscsoportok, és több száz vagy akár ezer tagja is van a galaxis-halmazoknak. A Tejútrendszer a Lokális csoporthoz tartozik körülbelül 60 lómevet galaxissal együtt. E csoport meghatározó tagjai a Tejútrendszeren kívül az Andromeda-kód (M31) és a Triangulum-kód (M33) – mindhárom spirálgalaxis. Mellétek számos szabálytalan és ellipszoidális torpegalaxis alkotja a Lokális csoportot.

A galaxis-halmazok még nagyobb egységekre, úgynevezett szuperhalmazokba szerveződnek. A Lokális csoport (benne a Naprendszer is tartalmazó Tejútrendszerrel) a Virgo-szuperhalmaz része.

A galaxisok halmazait tartalmazó szuperhalmazok között hatalmas kiterjedésű óriások vannak, amelyekben alig fordulnak elő galaxisok. A szuperhalmazokat és az őket egyaránt körülvevő csillagképeket nevezik el, amelyre a geometriai középpontjuk esik.

Az Univerzum nagy skálájú szerkezete valójában szappanhabra emlékeztet: a buborékok felületén vannak a galaxisok és azok nagyobb szerveződési egységei, a galaxis-halmazok és szuperhalmazok. A fényvéges terjedési sebessége (körülbelül 300 000 km/s) miatt minél messzebbre nézünk, annál korábbi állapotokban vehetjük szemügyre az égitesteket és azok rendszereit.

A Fizikai Szemle májuski, 2014. áprilisi Kereskedelmi Forgalmi és Nemzeti Oktatási és Szakmai Felhatalmazott. Andrew Z. Colvin munkája alapján Szabolcs Liszói és Kármán Tamás készítette.



7. ábra. A 6. ábrán látható alagútban mozgó két kabin világvonalára.

Lássunk egy példát az utóbbi módszer alkalmazására. A 6. ábrán (amelyet most megismétlünk) látható alagútban indítsunk el egyszerre két kabint szabad, erőmentes mozgással. Az egyiket az alagút szájánál nyugalomból engedjük el, a másikat néhány méterrel az alagút belsejéből, parányit az alagút szájára felé lökve indítjuk el, éppen olyan kezdősebességgel, hogy az alagút szájáig jusson, mielőtt visszafordulna, és a középpont felé kezdene zuhanni. A két – tömegpontnak tekintett – kabin világvonalát a 7. ábra mutatja.

Feltesszük, hogy a téridő begömböjtéséhez – kis tömegsűrűségük miatt – egyik kabin sem tud hozzájárulni. Mindkettő csupán a nagy tömegű gömb által begömböjtött téridő passzív utasai. A gömbhöz képest mindkettő szinuszos rezgőmozgást végeznek. Ebből könnyen érthető – és a 7. ábrán közvetlenül is leolvasható –, hogy hol közelebb, hol távolabb kerülnek egymástól. Minden periódus alatt kétszer találkoznak is, azaz geodetikus világvonalaik periódusonként kétszer metszik egymást. Adódik a kikerülhetetlen következtetés: a 6. ábrán szereplő mozgás görbült téridőben történik.

A *Miért nem erő a gravitáció?* fejezetben láttuk, hogy ha egyetlen tömegpontot tekintünk, az nem talál semmilyen áruklódó jelet a téridő görbületéről. Mint a fenti példa mutatta, két szabad tömegpontból álló rendszer már igen. Érthető, hogy egyetlen kiterjedt test is (mivel több tömegpontból áll, így egyszerre több világvonallal pásztazza az adott téridő-tartományt) képes a görbület érzékelésére. A kiterjedt test tömegpont-összetevői nem tudnak erőmentes, szabad mozgást végezni, hiszen érzik a társaik által kifejtett, az egész testet összetartó erőt. Ilyenkor a téridő görbületéről a testben ébredő mechanikai feszültségek árulkodnak. Ezeket árapály-feszültségeknek nevezzük, mert a Föld óceánjai – mint hatalmas kiterjedt testek – az árapály-jelenséggel mutatják ki a téridő Hold és Nap által okozott görbületét.

A fejezetcímben feltett kérdésre most már tudunk válaszolni. A pontszerű tömeggel ellentétben a kiterjedt test *érzékeli* a gravitációt (persze csak ha a hatás nagysága eléri az ingerküszöbét). Mint látni fogjuk, ha egy test nagy magasságból a Föld – vagy egy fekete

lyuk, vagy más gömbszimmetrikus, nagy tömegű objektum – felé esik, akkor „spagettizálódik”: az esés irányában megnyúlik, a merőleges irányokban összenyomódik. Az ezzel járó kellemetlen érzetnek nem valamilyen gravitációs eredetű meghúzó és összenyomó „erő” az oka, hanem az, hogy az egyes tömegpontok a görbült téridő geodetikusai mentén igyekeznek a maguk relaxált, erőmentes mozgását végezni, és a test belső rugalmas erői igyekeznek ezt a relaxált mozgást megakadályozni.

Téridő-görbület Budapesten

Budapesten minden esemény görbült téridőben zajlik. Kapásból három olyan nagy tömegű objektum jut eszünkbe, amelyek számottevően beleszólhatnak ebbe a görbületbe: az egyik a Föld, amelynek tömege $6 \cdot 10^{24}$ kg, és középpontjától 6370 km-re van Budapest. A második a $7 \cdot 10^{22}$ kg tömegű Hold, amelynek átlagos távolsága tőlünk 380 000 km. Végül pedig a tőlünk átlagosan 150 millió km távolságra levő Nap, amely $2 \cdot 10^{30}$ kg tömegével uralja naprendszerünket. Mi adja a legnagyobb járulékot a téridő-görbülethez? A Föld? A Hold? A Nap? Esetleg a Gellért-hegy? Vagy éppen egy mellettünk álló teherautó vagy lovasszobor?

Első lépésként képzeljük el, hogy egy Budapest fölött lebegő hőlégballon kosarában állunk, és oldalra kinyújtott két kezünkkel egyszerre két kis kavicsot ejtünk el. Egy másodperc múlva újabb kettőt. Hogyan mozog egymáshoz képest a négy szabadon eső kavics? A newtoni okoskodás szerint (ami most bőven elegendő pontosságú) a jelenséget legegyszerűbben a „Földhöz rögzített inerciarendszerből” nézve érthetjük meg: mind a négy kavics a Föld középpontja felé gyorsul, emiatt a jobb oldali kavicsok parányit a bal oldali kavicsok felé gyorsulnak. Ugyanakkor az először elengedett két kavics mindig éppen kicsit erősebb gravitációs térben van – így parányit nagyobb gyorsulással esik –, mint a föltte levő másik két kavics. Függőleges irányban tehát gyorsulva nő a kavicsok közötti távolság. (A négy kavics példája érthetővé teszi, miért „spagettizálódik” valaki, ha erős gravitációs vonzócentrum felé esik.) Einsteini nézőpontból ugyanezt a kísérletet másképp értelmezzük: egyik kavicsra sem hat erő: relaxált állapotban, szabadon mozognak. Geodetikus világvonalaik fent vázolt viselkedése azt mutatja, hogy a téridő általuk bejárt tartománya görbült.

A kavicsok egymáshoz képesti gyorsulása – ez az, ami a téridő-görbületet kimutatja – nagyon kicsi (100 méter magasból, egymástól 1 méter vízszintes távolságra egyszerre elejtett kavicsok a földet érésig körülbelül $16 \mu\text{m}$ -nyit közelednek egymáshoz). Ilyen gyenge téridő-görbület esetén, a görbület bizonyos aspektusainak tárgyalásakor valóban jogos a newtoni mechanika gondolatmenetét használni. Eszerint a kavicsok egymáshoz képesti gyorsulását a gravitációs erő gradiense okozza. Egy gömbszimmetrikus test által

kifejtett gravitációs erő gradiense a (tömeg)/(távolság)³ mennyiséggel arányos, ahol a távolság alatt a test középpontjának az adott helytől mért távolságát értjük. Az *1. táblázat* összefoglalja a Földre, Holdra és Napra vonatkozó (tömeg)/(távolság)³ mennyiség Budapesten érvényes értékeit.

A hőlégballonból kidobott kavicsok példáját elképzelve megérthetjük, hogy Budapest felett a téridő görbületét túlnyomórészt a *Föld* okozza, hiszen a kavicsok Föld felé esésének pontos menetében a Holdnak és a Napnak csak nagyon kicsi perturbáló hatása van. Ezt a konklúziót erősíti meg az *1. táblázat* adatai.

A Föld *felszínén*, például Budapest egy forgalmas utcájában, autók és házak között már kicsit más a helyzet. Láttuk, hogy a téridő-görbületet – newtoni közelítésben – meghatározó mennyiség a gravitációs erő gradiense. Ez – olyan gömbszimmetrikus test esetén, amelyhez „hozzáérünk” – a (tömeg)/(a gömb sugara)³ mennyiséggel arányos, ami viszont, konstans szorzótól eltekintve, a gömb *átlagsűrűsége*. Ebből következik, hogy ha például a Föld felszínén egy tömör vasgömbre száll egy légy, akkor – mivel a vas sűrűsége nagyobb, mint a Föld 5,5 kg/dm³ átlagsűrűsége – a légy helyén (pontosabban: a „leszállási eseményben”) a téridő-görbülethez nem a Föld hatalmas tömege, hanem a *vasgömb* adja a legnagyobb – de természetesen még mindig igen-igen kicsi – járulékot. (Annak ellenére, hogy a légy, ha a levegőben lecsapjuk, a *Föld*, és nem a vasgömb közepe felé fog esni.)

Ha Földünk, vasgömböstül, lovasszobrostul, teherautóstul hirtelen eltűnne a világból, akkor az üresen maradt helyen a maradék téridő-görbületben a Hold vagy a Nap hatása-e az erősebb? A kérdés megválaszolásához nincs szükség a Föld eltüntetésére. Van egy trükk, amellyel le tudjuk választani a Föld görbületokozó hatását a Nap és a Hold hatásáról, így az utóbbi kettő függetlenül is vizsgálható. A már említett árapály-jelenségről van szó. Az óceánok egybefüggő hatalmas víztömege közelítőleg gömbszimmetrikusan veszi körbe a Föld kérgét, így – a nagy méret és a speciális geometria miatt – e víztömeg deformációjában nem a Föld által okozott téridő-görbület adja a domináns járulékot. A Föld, a Hold és a Nap relatív helyzetéről és az árapály mértékéről végzett hosszantartó, gondos megfigyelések azt mutatják, hogy a Földön (így Budapesten is) a *Hold* téridő-görbülethez adott járuléka mintegy kétszer erősebb a Napénál. Ezt megerősítik az *1. táblázat* adatai.²

² Az árapály-jelenség az itt sugallt képnél jóval bonyolultabb. Az óceánok víztömege nem gömbszimmetrikus, hiszen kontinensek szabdalják. A Gibraltári-szoros által gyakorlatilag elszigetelt Földközi-tengerben egészen kicsi szintkülönbségek tapasztalhatók; ez tévesztette meg *Galileit*, amikor *Kepler* magyarázatát a Holdnak egy ennyire „apró effektusra” kifejtett esetleges hatásáról babonának tartotta. A másik véglet a Fundy-öböl 16 méteres szintkülönbséget is elérő árapálya: itt a Hold relatív mozgása rezonál az öböl víztömegének sajátfrekvenciájára.

1. táblázat

Különböző égitestek Budapestre gyakorolt gravitációs erejének gradiensét meghatározó – (az égitest tömege)/(az égitest középpontjának Budapesttől mért átlagos távolsága a köbön) – értékei

égitest	$M_{\text{égitest}}/r_{\text{Budapest-égitest}}^3$ (kg/m ³)
Föld	$2,3 \cdot 10^4$
Hold	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Nap	$6 \cdot 10^{-4}$

A Hold vagy a Nap?

Naprendszerünk összes bolygójának mozgását a központi égitest, a Nap irányítja. A Hold nemcsak hogy a távolabbi bolygók mozgásába nem szól bele, de a Földébe is alig. Furcsának érezzük: hogyan lehetséges, hogy ha a Hold téridő-begörbítő hatása erősebb a Napénál, a Föld – mint tömegpont – mégis a Nap körül kering, nem a Hold körül? Miért reagál a Föld, mint tömegpont, sokkal érzékenyebben a Nap jelenlétére, mint a Holdéra, de miért reagál az óceánok víztömege, mint kiterjedt test, kétszer annyira érzékenyen a Hold jelenlétére, mint a Napéra? Vajon nem *ugyanaz a gravitációs hatás* érvényesül a két esetben?

Az előző pontban röviden már szerepelt a newtoni mechanika válasza erre a kérdésre: A *tömegpont* mozgását inerciarendszerben Newton 2. törvénye szabja meg. Mivel a Nap gravitációs *ereje* sokkal nagyobb a Holdénál, a Föld tömegközéppontjának gyorsulását is dominánsan a Nap határozza meg. Az árapály-jelenségnél viszont arra vagyunk kíváncsiak, hogy egy kiterjedt test részecskéi (vagy két tömegpont) *egy-máshoz képest* hogyan gyorsulnak. Míg a hatalmas víztömeg tömegközéppontjának gyorsulását továbbra is a (Nap által dominált) eredő erő határozza meg, a víztömeg egyes részeinek *relatív gyorsulása* az eredő erő *gradiensétől* függ, abban pedig a Hold által okozott összetevő kétszer erősebb a Napénál.

Einstein gravitációelmélete más válaszokat ad ugyanerre a kérdésre. A Föld, mint *tömegpont* pályáját az általános relativitáselmélet *geodetikus egyenlete* írja le. Azonban már ezen egyenlet jellege is erősen függ attól, milyen vonatkoztatási rendszerben írjuk fel. A benne szereplő mennyiségek közül egyedül az úgynevezett Christoffel-szimbólumok utalnak a téridő görbületére, de ezek alkalmas vonatkoztatási rendszerre (lokális inerciarendszerre) áttérve zérussá tehetőek. Más szóval: át tudunk térni olyan téridő-koordinátákra, amelyeket használva az egyenletben nem marad nyoma a téridő görbültségének. Tekintsük például a Föld tömegközéppontjához rögzített vonatkoztatási rendszert: ebben a szabadon lebegő rendszerben a Föld középpontjának a világvonala egyenes (hiszen a középpont áll az origóban), és ebből az egy világvonalból semmilyen jel nem utal arra, hogy görbült körülötte a téridő. A Föld tömegközéppontja nem érzi a téridő görbületét. Térjünk át most egy olyan

globális vonatkoztatási rendszerre, amely a téridő elég nagy tartományát lefedi ahhoz, hogy beleférjen a Nap és a Föld egy évnyi világvonala.³ Egy ilyen vonatkoztatási rendszert alkalmas koordinátákkal ellátva – a Napot a térbeli origóba helyezve –, és a világvonalaikat ábrázolva azt látnánk, hogy a Föld világvonala spirálisan a Napé „köré tekeredik”. Azt is tapasztalnánk, hogy a két világvonal periodikusan közelebb-távolabb kerül egymáshoz. Ez jelzi ugyan a téridő-görbületet, azt azonban még nem bizonyítja, hogy a Nap erősebben begörbíti maga körül a téridőt, mint a Föld. Ha ugyanebben a vonatkoztatási rendszerben a térbeli origóba a Földet helyezzük, akkor ugyanis a Nap világvonala tekeredik a Földé köré.⁴ Azonban adjuk hozzá az egészhez például a Vénusz világvonalát is. Nem számít, hogy a három égitest közül melyiket tekintjük nyugvónak: a három geodetikus világvonalat páronként egymáshoz képest vizsgálva rögtön kiderül, hogy melyik kettő között lesz a „leghevesebb a tánc” (szabatosabban, de newtoni terminológiát használva: melyik kettő között lesz a legnagyobb a távolságegységre eső relatív gyorsulás): a Föld és a Vénusz között. Így tudjuk meg, hogy mi a szereposztás ebben a hármas játékban és ebben a hatalmas téridő-tartományban: a Nap által begörbített téridőben engedelmesen sodródik a (téridő-görbülethez ilyen hatalmas skálán sokkal kevésbé hozzájáruló) Föld és Vénusz. Ebben a példában, mivel a hatalmas tömegű Nap a téridő nagyléptékű görbületét határozza meg, két távoli „tömegpont”, a Föld és a Vénusz játszotta a próbarészecskék szerepét. Ezek ugyan maguk is begörbítik maguk körül a téridőt – mint láttuk, Budapesten épp a Föld adja a görbület domináns járulékát –, de egyik sem görbíti be számottevően a téridőt a másik helyén. A Föld és a Vénusz példája erős közelítésekkel és a newtoni és einsteini terminológia bizonyos fokú összemosisásával próbált fényt deríteni a Nap által létrehozott nagyléptékű téridő-görbületre. Az óceánok árapály-jelensége hasonló módon (bár nem szabad tömegpontok mozgásával, hanem egy egybefüggő víztömeg deformációjával) térképezi fel, hogy a Föld által bejárt téridő-tartományban milyen átlagos görbületet okoz a Hold és a Nap. A görbület azonban igazán precízen csak egy-egy infinitezimális téridő-tartományban – egy-egy esemény közvetlen környezetében – tárgyalható. Az általános relativitáselméletben a *geodetikus deviáció egyenlete* írja le, hogy két pontszerű szabad próbatest geodetikus világvonala milyen gyorsulással közeledik egymáshoz, vagy távolodik egymástól, ha eredetileg infinitezimális téridő-távolságból indítottuk el őket. Az egyetlen tömegpont mozgását leíró geodetikus egyenlettel ellentétben – amelyben, mint láttuk, cseles vonatkoztatási rendszer választással kimutathatatlaná tehető a gravitáció – a geodetikus deviáció egyenlete eltüntet-

hetetlenül számot ad a téridő görbületéről. E szerint az egyenlet szerint ugyanis a próbatestek világvonalának egymáshoz képesti deviációját közvetlenül a *Riemann-tenzor* határozza meg.⁵ A Riemann-tenzor – a Christoffel-szimbólumokkal ellentétben – olyan *fizikai* mennyiség, amelyet nem lehet matematikai ügyeskedéssel (például koordináta-transzformációval) eltüntetni. Ha valamely vonatkoztatási rendszerben a Riemann-tenzor nem azonosan zérus, akkor hiába váltunk nézőpontot, onnan nézve sem lesz zérus. Ha például leugrunk egy magas szikláról – lokális inerciarendszerbe helyezzük magunkat –, akkor nézőpontunkból lenullázódnak a Christoffel-szimbólumok, de a Riemann-tenzor ott is eseményről eseményre kikerülhetetlenül jelzi az általunk bejárt téridő-tartomány (példánkban igen-igen kicsi) görbületét.⁶

Analógia a laposlények világából

A laposlények görbült kétdimenziós világa sokszor szolgál tanulságos analógiákkal, amikor a görbült téridő egyes aspektusait akarjuk megérteni. Az előzőekben használtunk is már ilyen analógiát. Segítsé-
günkre lehet akkor is, amikor az előző pontban tárgyalt problémát (miért a Nap körül keringünk, amikor a Hold erősebben görbíti be a téridőt?) akarjuk vizualizálni. Képzeljünk el most egy olyan kétdimenziós világot, amely – egy domborzatos földgömb-modellhez hasonlóan – alapvetően gömbfelület, de apró hegyek-völgyek teszik változatossá. Ebben a – metaforánál nem sokkal komolyabban veendő – analógiában a téridőnek a Nap, illetve a Hold által okozott görbületkomponense felel meg a teljes gömbfelület, illetve a rajta levő dombocskák görbületének.

Az egyszerűség kedvéért a laposlények világában is nevezzük „Egyenlítőnek” és „északi iránynak” azt, amit egy magunk elé képzelt földgömb-maketten ezeknek hívunk. Induljon el két pontszerű laposlény az Egyenlítő két távoli pontjából, északi irányba. Az, ahogyan geodetikus pályáik egymáshoz közelednek, végül az északi sarkon összefutnak, majd ezután is periodikusan metszik egymást a déli és északi sarkokon, egyértelműen jelzik a két pontszerű lény számára, hogy görbült felületen élnek. Közben ugyan mindketten dombokon és völgyeken is áthaladnak – amelyek görbületi sugara lehet akár lényegesen kisebb, mint a teljes gömbé –, expedíciójuk (pályáik nagyléptékű relatív viselkedése) mégis a *teljes bejárt tartomány átlaggörbületét* jelzi számukra, amit dominánsan a gömb sugara határoz meg.

Hogyan tudják érzékelni a laposlények a dimbesdombos táj görbületét (világuk görbületének finomabb struktúráját)? Képzeljünk el például egy körlap

³ Ez az einsteini elmélet szerint nem lehet inerciarendszer, de ez nem kell, hogy zavarjon minket.

⁴ Másképpen: csak a Nap–Föld-rendszert vizsgálva nem tudnánk igazságot tenni Ptolemaiosz és Kopernikusz rendszere között.

⁵ Ezen egyenlet newtoni analógiája az árapály-gyorsulást leíró egyenlet, amelyben a gravitációs erő gradiense szerepel, mint fizikai ok.

⁶ Newtoni szóhasználattal: amikor leugrunk, a gravitációs erő megszűnik számunkra, de az erő gradiensét nem tudjuk kiiktatni.

alakú, *kiterjedt* tárgyat! (Metaforánkban ez a körlap felel meg a Földnek, pereme pedig az óceánoknak.) Ez az eredetileg sík körlap rugalmas anyagú kell legyen, mert miközben halad a kétdimenziós világban, minden pontja mindig a felülethez kell simuljon. A helyzetet bonyolítja, hogy a körlap maga is begörbíti maga körül a kétdimenziós világot. Ezt például úgy képzelhetjük el, hogy amerre jár, maga is behorpasztja a felületet, amelybe belesimul.⁷ Haladjon a körlap középpontja geodetikus vonal mentén. Miközben a körlap minden pontja a bonyolult domborzatú felületbe simul, a *peremében* mechanikai feszültségek lépnek fel, amit a peremen élő pontszerű laposlények megfigyelhetnek. Ezek a mechanikai feszültségek a körlap által lefedett felülettartomány átlaggörbületéről

⁷ Az einsteini gravitációelméletben is az okozza a fő matematikai nehézséget, hogy a tömegek egyfelől tevékeny *alakítói* a téridőnek, ugyanakkor mozgásuk a téridő parancsának *engedelmeskedik*. A fentiekben többször használtam a próbatest fogalmát. Ez az ideális fogalom olyan tömegpontot jelent, amely a neki parancsoló téridőt „készen kapja”, de ő maga – kis tömege miatt – a téridő vizsgált tartományának begörbítésébe nem szól bele.

adnak információt. Ugyanakkor ez egyfajta differenciális mérési módszer: a speciális szimmetria a mért görbületnél kompenzálja a *körlap* által okozott behorpadásból származó (egyébként messze legerősebb) komponens. Marad maga a nagy gömb és a dimbes-dombos táj járuléka, ezek eredő görbületét mutatja ki a peremben ébredő feszültség. A laposlények ezek után úgy tudják szétválasztani a nagy gömb és a domborzat görbületjárulékait, hogy keresztül-kasul hurcolják a körlapot kétdimenziós világukban, és gondosan megfigyelik, mikor milyen irányú és nagyságú deformációk jelentkeznek a peremben. Ha például egy kis domb görbületi sugara fele az egész gömb sugarának, azt a pontszerű laposlények éppúgy képesek megállapítani, ahogy mi is, jól időzített megfigyelésekkel (a Nap és a Hold változó relatív helyzetét kihasználva) tapasztalható alátudjuk támasztani, hogy a Hold árapály-okozó hatása kétszer erősebb a Napénál.

Irodalom

1. Bokor N., Laczik B.: Vektorok párhuzamos eltolásának szemléltetése. *Fizikai Szemle* 51/7–8(2011) 240–250.

A FÖLDFELSZÍN FORGÁSA EGY ÁLTALÁNOS PONTBAN – kiegészítés a Coriolis-hatás tárgyalásához

Woynarovich Ferenc
MTA, Wigner FK, SZFI

Nemrégiben *Fizika és földrajz határán – tanítható-e a Coriolis-erő?* címmel cikk jelent meg a *Fizikai Szemlében* [1]. Ebben a szerző bemutatja, hogyan lehet a tehetetlenségi erők fogalmának a bevezetése nélkül szemléltetni és kvantitatív vizsgálat tárgyává tenni a tehetetlenül mozgó testek eltérülését forgó koordináta-rendszerben. A cikkben a szerző a legegyszerűbb esettel foglalkozik: a forgástengelytől arra merőlegesen induló, a nyugvó rendszerben egyenesen és egyenletesen mozgó pont forgó rendszerben kirajzolt pályáját elemzi. Ez a leírás, miközben jól szemlélteti a dolog lényegét, a Föld felszínén közvetlenül csak a pólusok közelében alkalmazható, hiszen a földfelszín egy általános pontjához rögzített koordináta-rendszer mozgása sokkal összetettebb annál, mintha valamelyik saroknál lenne. Ezért, ha szeretnénk megérteni és megértetni, hogyan működik mindez egy $0 < \varphi < \pi/2$ szélességi körön, tehát a forgástengelytől távol, arra nem is merőleges síkban, további megfontolásokra és magyarázatokra van szükség.

A kérdés a szögsebesség vektorjellegét ismerve, és a vektoriális szorzat tulajdonságait kihasználva könnyen tárgyalható, de a középiskolások nem tanulnak sem a vektoriális szorzatról, sem a szögsebesség vektor voltáról, ezért olyan leírást kell találni, amely ezeket az eszközöket nem használja. A probléma analóg azzal, hogyan tárgyalható elemi módszerekkel a Fou-

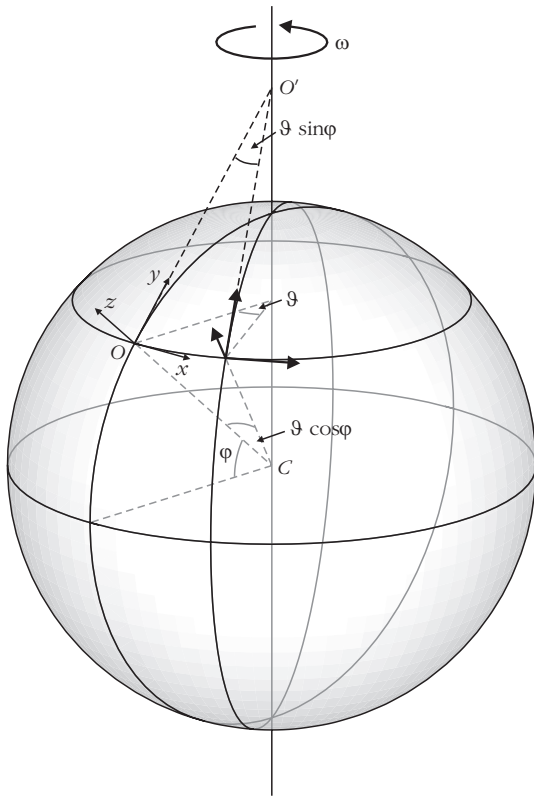
cault-inga síkjának forgása: az is nagyon szemléletes a pólusokon, de nem triviális a pólusoktól távol. Erre egy lehetséges értelmezést ad az „érintő kúp konstrukció” [2], amely arra épül, hogy az inga mozgása a Föld elfordulása során – a gömb felszínén értelmezhető módon – önmagával „párhuzamosan” tolódik el.

Jelen munkában egészen más oldalról, de [1] elemzéséhez jól illeszthető módon közelítünk a kérdéshez: kiválasztjuk a Föld forgásából adódó mozgás azon komponensét, amely lokálisan egy adott pont körüli forgásként érzékelhető.

Amíg a pólusok közelében a földfelszín mozgása egyetlen ω szögsebességű forgás, addig egy általános helyzetű pont környezetében a felszín mozgása három részből tehető össze:

- i. az adott szélességi körön való körmozgás,
- ii. a horizont $\omega \sin \varphi$ szögsebességű forgása,
- iii. a horizont síkjának egy $\omega \cos \varphi$ szögsebességű „elbillenése”.

Ez jól szemléltethető az 1. ábra segítségével. A φ szélességi körön elhelyezkedő O ponthoz illesztett koordináta-rendszer x , y és z tengelye rendre keletre, északra és a zenit felé mutat. Miközben a Föld a tengelye körül ϑ szöggel elfordul, az O pont a pályáján $\vartheta R \cos \varphi$ ívet fut be. Eközben az y tengely mindvégig a tőle $R \cos \varphi$ távolságra levő O' pont felé mutat, ezért a koordináta-rendszer $\vartheta \sin \varphi$ szöggel elfordul az egyébként $\vartheta \cos \varphi$ szöggel kimozduló z tengely körül. Nyil-



1. ábra

ván analóg összefüggések igazak a megfelelő szögsebességekre is.

Bár mindhárom összetevőnek lehetnek furcsa hatásai (hiszen egyik sem inerciális mozgás), a Föld felszínének közelében történő nem túl nagy sebességű mozgások esetében az i. és iii. összetevők hatását elnyomja a gravitációé, és csak az ii. forgást kell figyelembe venni: ez felelős azokért a jelenségekért, amelyeket – mondjuk így – a Coriolis-jelenséggel szoktunk kapcsolatba hozni [3].

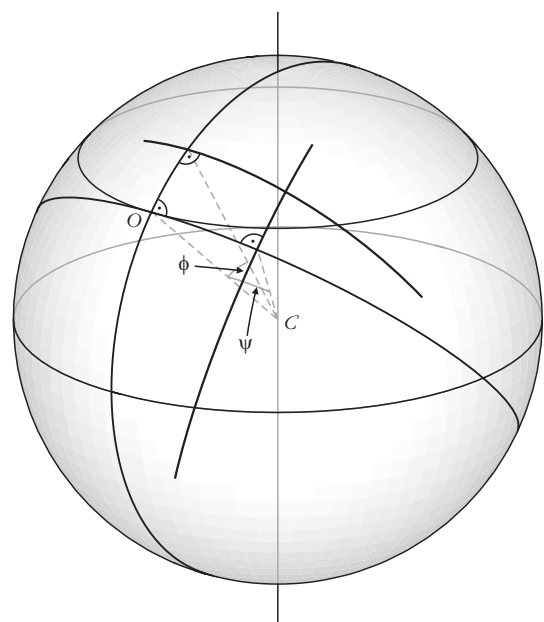
Ha a Föld felszíne a fentiek szerint körülöttünk forog, a tőlünk északra, illetve délre levő pontjai, szemléletünkkel megegyezően nálunk lassabban, illetve gyorsabban haladnak. De mi a helyzet a tőlünk keletre és nyugatra levő pontok mozgásával? Ezeknek északra, illetve délre kellene kitérniük, miközben tudjuk, hogy a sebességük mindig keletre mutat. A látszólagos ellentmondás feloldása abban rejlik, hogy a szélességi körök nem tekinthetők egyeneseknek, a tőlünk keleti (nyugati) irányba eső pontok velünk nem azonos szélességi körön helyezkednek el, és bár sebességük mindig merőleges a *saját* észak-déli irányukra, az nem azonos a mienkkel. Az alábbiakban ennek részleteit mutatjuk be.

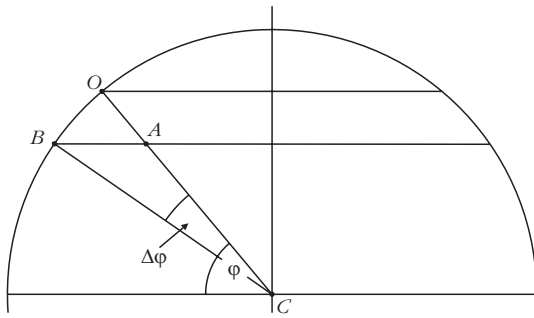
Egy gömb felszínén a főkörök, tehát a gömb középpontjával azonos középpontú körök a geodetikus vonalak. Ezekre igaz, hogy két pont között, a gömb felszínén mérve, a főkör megfelelő szakasza a legrövidebb, és ha ezeket tekintjük *egyenesnek*, elegendően kicsiny középponti szögekhez tartozó alakzatokra jó közelítéssel igazak a síkgeometria tételei. A szokásos hosszúsági és szélességi körök ugyan egy derékszögű

koordinátarendszert alkotnak, amennyiben a meridiánok és a szélességi körök mindig derékszögben metszik egymást, de ez a hálózat még lokálisan (egy adott pont kis környezetében) sem tekinthető Descartesféle koordinátarendszernek, mert a szélességi körök nem egyenesek (két azonos szélességi körön lévő pont között nem a szélességi körön mért távolság a legkisebb), és a hosszúsági körök sem tekinthetők párhuzamosnak. Az 1. ábra koordinátarendszeréhez legjobban illeszkedő gömbi koordinátarendszert a 2. ábra mutatja. Ennek ordinátatengelye az adott O ponton átmenő meridián, abszcisszatengelye pedig az O ponton átmenő főkörök közül az, amelyik érintője az O pontban éppen kelet-nyugat irányú. Az x , illetve y tengellyel párhuzamos egyenesek szerepét azok a főkörök játsszák, amelyek merőlegesek az y , illetve az x tengelyre (ezeket a cikkben rendezőknek nevezem). Ezek a főkörök a megfelelő tengelymetszetekhez tartozó középponti szögekkel, vagy az ezeknek megfelelő távolságokkal jellemezhetők ($x = R\psi$, $y = R\phi$). Ez a koordinátarendszer „egyenes vonalú”, de szigorúan véve nem derékszögű, viszont – ahogy ezt később látni fogjuk – lokálisan közelíti azt: egy x , $y \neq 0$ pontban a ponthoz tartozó rendezők nem derékszögben metszik egymást, de e szög eltérése a $\pi/2$ -től egészen nagy x és y értékekig igen kicsiny. A koordinátarendszer ezért nagyon jó közelítéssel derékszögűnek tekinthető. (Ennek például a sebességek komponensekre bontásánál van jelentősége.) Fontos megjegyzés: az x tengely és a vele „párhuzamos egyenesek” (főkörök érintője) csak az y tengelyen kelet-nyugat irányúak, az y tengellyel „párhuzamos egyenesek” pedig, ellentétben az y tengellyel, nem meridiánok.

Először azt vizsgáljuk meg, hogy az x tengely pontjainak mekkora a Föld forgásából adódó sebessége. Az oldalnézeti ábrán (3. ábra) az O ponton átmenő meridián (az y tengely) épp a kontúron van, a vízszin-

2. ábra





3. ábra

tes szakaszok szélességi körök, az O pontból a kör C középpontjába húzott egyenes pedig az x tengelyt jelentő főkör vetülete. Az A pont az x tengely egy kiválasztott pontja, a B pont az y tengely és az A ponthoz tartozó szélességi kör metszéspontja, az OA ívhez tartozó ψ középponti szög nem látszik. Megállapíthatjuk, hogy az A pont sebességének nagysága

$$\begin{aligned} v(x, 0) &\equiv R\omega \cos(\varphi - \Delta\varphi) \equiv \\ &\equiv R\omega \cos\varphi + R\omega \sin\varphi \Delta\varphi, \end{aligned}$$

ahol felhasználva, hogy a 3. ábra \overline{AC} szakaszának hossza $R\cos\psi$, a $\Delta\varphi$ -t az

$$R\cos\psi \sin\varphi = R\sin(\varphi - \Delta\varphi)$$

egyenlet határozza meg. Ebből kis ψ esetén ψ -ben vezető rendben

$$\Delta\varphi \equiv \frac{1}{2}\psi^2 \operatorname{tg}\varphi \quad (1)$$

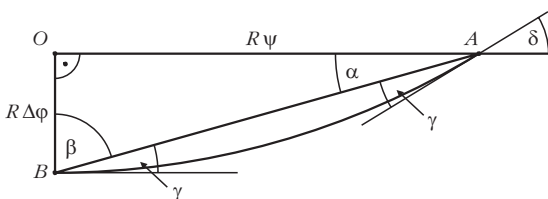
adódik. Az A pont sebességének nagysága tehát

$$v(x, 0) \equiv R\omega \cos\varphi + \frac{1}{2}R\omega \frac{\sin^2\varphi}{\cos\varphi} \psi^2. \quad (2)$$

(Gondosan számon tartva az alkalmazott közelítések hibáját megállapíthatjuk, hogy a $v(x, 0)$ sebesség hibája $O(R\omega\psi^4)$ nagyságrendű.)

A következő lépés e sebesség irányának meghatározása. Mivel ez az A pontban az A -n áthaladó szélességi kör irányával esik egybe, a kérdés az, hogy ez az irány milyen δ szöget zár be az x tengelynek megfelelő OA főkörrel. Ennek meghatározásához a 4. ábrán „kiterített” OAB idomot kell jobban szemügyre vennünk. Az ábrán az \overline{OA} és \overline{OB} szakaszok az x és y tengely megfelelő darabjai, az \overline{AB} egyenes szakasz az A és a B pontokon átmenő főkör, míg az \overline{AB} ív a $\varphi - \Delta\varphi$ -vel meghatározott szélességi kör megfelelő szakasza. Szimmetria miatt az ív és az egyenes szöge A -nál és B -nél meg-

4. ábra



egyeznek. Fontos, hogy az egyenesekkel (főkörökkel) határolt OAB háromszög nagy pontossággal síkháromszögnek tekinthető, tehát a szögek összege π -nek vehető, és hogy az y tengely és a szélességi körök derékszögben metszik egymást, így $\beta + \gamma = \pi/2$. Mindezeket egybevetve

$$\delta = 2\alpha.$$

Mivel az \overline{OA} és \overline{OB} szakaszok hossza rendre $R\psi$, illetve $R\Delta\varphi$, ezért

$$\alpha \equiv \operatorname{arctg} \frac{\Delta\varphi}{\psi} \equiv \frac{\Delta\varphi}{\psi},$$

tehát (1) szerint

$$\alpha \equiv \frac{1}{2}\psi \operatorname{tg}\varphi.$$

(Figyelembe véve az elhanyagolásokat és a gömbháromszög-síkháromszög közelítés pontatlanságát is, α és δ hibája $O(\psi^3)$.) Ezek alapján az A pont sebessége így írható:

$$v_x(x, 0) = v(x, 0) \cos\delta \equiv R\omega \cos\varphi,$$

$$v_y(x, 0) = v(x, 0) \sin\delta \equiv R\psi\omega \sin\varphi.$$

(Itt $v_x(x, 0)$ számolásakor a ψ -ben kvadrátikus tagok kiesnek, így a kifejezés hibája (2) hibájához hasonlóan legfeljebb $O(R\omega\psi^4)$, de a helyzet ennél jobb: a szögsebesség vektorjellegét kihasználó számolásból tudjuk, hogy $v_x(x, 0)$ kifejezése egzakt, tehát a képlet első sorában \equiv jel helyett egyenlőséget is írhatnánk. A $v_y(x, 0)$ hibájára $O(R\omega\psi^3)$ adódik, ez megegyezik az egzakt kifejezésből kapott $O(R\omega[\sin\psi - \psi])$ nagyságrenddel.)

Ahhoz, hogy egy általános $x = R\psi$, $y = R\phi$ pont sebességét megadjuk, nem kell mást tennünk, mint ebben a képletben φ helyébe a $\varphi + \phi$ összeget helyettesíteni. A kicsiny ψ és ϕ középponti szögekben vezető (lineáris) rendben

$$\begin{aligned} v_x(x, y) &\equiv R\omega \cos\varphi - R\phi\omega \sin\varphi = \\ &= R\omega \cos\varphi - y\omega \sin\varphi, \end{aligned}$$

$$v_y(x, y) \equiv R\psi\omega \sin\varphi = x\omega \sin\varphi.$$

Ez a sebességkép valóban egy $R\omega \cos\varphi$ sebességű haladó mozgás, és egy $\omega \sin\varphi$ szögsebességű forgás, tehát az i. és ii. mozgások eredőjének felel meg. (Leírásunkban a földfelszín pontjainak sebességét vizsgáltuk egy, a gömbfelülethez illeszkedő koordináta-rendszerben, ezért az iii. mozgás nem látszik. Könnyen belátható, hogyha az adott számolást például az 1. ábra koordináta-rendszere (x, y) síkjának pontjaira végeznénk el, megjelenne egy, a horizont billenésére utaló v_z sebességkomponens is.)

Láttuk tehát, hogy az O origó elég kis környezetében a Föld felszínének az origóhoz viszonyított mozgása valóban az elvárt forgás, azonban érdemes utánagondolni annak, mit is jelent ez az „elég kis környezet”, mekkorák azok a távolságok, amik mellett közelítéseink még megengedhetők. Kétféle közelítést al-

kalmaztunk: egyrészt sorba fejtettük a ϕ és a ψ szögfüggvényeit, másrészt – bár a gömb felszínén számoltunk – az OAB háromszöget síkháromszöggként kezeltük. A ϕ és ψ nagyságrendje még ~ 100 km-es távolságok esetén sem nagyobb, mint $0,02$ radián, tehát a szögfüggvények lezser kezelése megengedhető. Az OAB háromszög esetében a szögek összegét π -nek vettük, de ez még kisebb hibát jelent, mint a sorfejtés. Ugyanis egy főkörívekből álló úgynevezett gömbháromszög gömbi szögefeleslege (a szögeinek összege mínusz π) pontosan $\epsilon = F/R^2$, ahol F a gömbháromszög területe. A területet $R\Delta\phi \cdot R\psi/2$ -vel becsülve $\epsilon \psi^3$ nagyságrendűnek adódik, tehát egész nagy távolságokig emiatt sem kell aggódnunk. Könnyű belátni, hogy egy gömbi négyszög szögefeleslege (tehát a szögeinek összege mínusz 2π) ugyancsak F/R^2 , de most F a négyszög területe. Eszerint egy $x = R\psi$, $y = R\phi$ pontban a rendezők által bezárt szög $\sim \phi \cdot \psi$ radiánnal tér el a derékszögtől, tehát koordináta-rendszerünk praktikusán egészen nagy távolságokig derékszögűnek tekinthető. Számolásainkban a legnagyobb elhanyagolást az utolsó lépésben követtük el, amikor a ϕ szerinti kifejtésben csak a ϕ -ben, illetve ψ -ben vezető rendű tagokat tartottuk meg, de még ez is csak ϕ nagyságú relatív hibát okoz a sebesség forgást leíró komponenseiben ($v_x - R\omega \cos\phi$ -ben, illetve a v_y -ban).

Mindent összevetve megállapíthatjuk, hogy sebességképletünk *relatív hibája* egy l lineáris mérettel jellemezhető felületdarabon legfeljebb l/R nagyságrendű. Ez persze nem azt jelenti, hogy olyan nagy kiterjedésű képződmények esetében, amelyeknél ez a pontosság nem elegendő, a megfelelő mozgáskomponens nem tekinthető forgásnak, hanem azt, hogy akkor mindenhol a helyben érvényes szélességnek megfelelő sebességek pontos értékét kell figyelembe venni.

Összefoglalásképpen elmondhatjuk: bemutattuk, hogyan lehet a Föld felszínének mozgását a szögsebesség vektorjellegének kihasználása nélkül leírni. Sajnos ez a leírás sem egyszerű, de elegendő hozzá a középiskolás ismeretanyag, ezért reméljük, tartalmaz olyan elemeket, amelyek szakkörön vagy tagozatos osztályokban elmondhatók, és segítenek megérteni, miért is lép fel, hogyan is érvényesülhet a Coriolis-hatás kelet-nyugati áramlások esetén.

Irodalom

1. Szeidemann Á.: Fizika és földrajz határán – tanítható-e a Coriolis-erő? *Fizikai Szemle* 53/10 (2013) 352–357.
2. Hraskó P.: *Relativitáselmélet*. Typotex Kiadó, Budapest, 2002. 401. old.
3. Lásd például: Jánosi I., Tél T.: Bevezetés a környezeti áramlások fizikájába http://etananyag.ttk.elte.hu/FileS/downloads/EJ-Janosi-Tel_kornyaram.pdf

SAJÁT ÉPÍTÉSŰ GEIGER–MÜLLER-SZÁMLÁLÓ

Csatári László

Szent József Gimnázium, Szakközépiskola
és Kollégium, Debrecen

A modern fizikaoktatásában számos számítógépes animációt találhatunk, ellenben a kísérletekből keveset tudunk bemutatni. Ennek egyik oka, hogy egyszerűbb filmen megnézni a jelenséget, mint a kevés óraszám mellett bajlódni a kísérleti eszközök beállításával, másik oka a berendezések ára.

Így született az ötlet, hogy megpróbálok olyan eszközt készíteni, amely jól ismert a fizikai mérések körében és akár a diákok által is elkészíthető, ára pedig nem terheli meg túlzottan a költségvetést. Természetesen a felhasznált anyagok beszerezhetősége is fontos szempont volt.

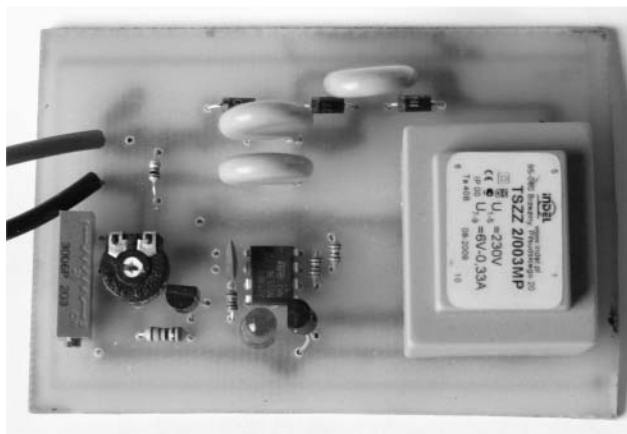
Geiger–Müller-cső

A magfizikában használatos leggyakoribb mérőeszköz a GM-csőves számláló. Műkö-

dését tekintve egy ionizáló sugárzásra érzékeny gáz-töltésű detektor. A vékony falú fémcsőből készült hengeres, vagy végablakos detektorban (1. ábra) a rákapcsolt 450 V körüli feszültség hatására elektromos tér alakul ki, amelyben a radioaktív sugárzás

1. ábra. Különböző GM-csővek.





2. ábra. Szabályozott nagyfeszültségű tápegység transzformátorral.

keltette elektronok és ionok a detektor elektródáihoz vándorolnak, ezzel áramot keltenek. A csőben lévő gáztöltet akadályozza meg, hogy az így kialakult kisülés folyamatosan fennmaradjon. A kisülés időtartama körülbelül 10^{-5} másodperc hosszú, ami közben a cső nem képes újabb részecske detektálására (holtidő).

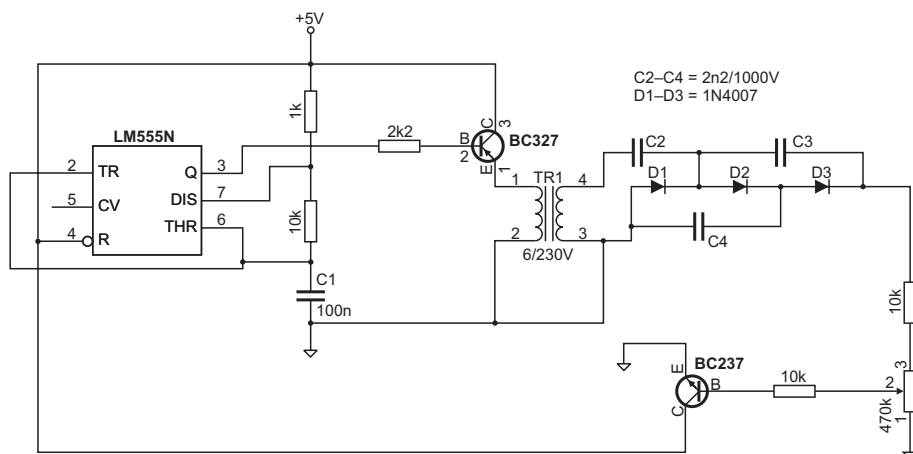
A csőben kialakuló áramimpulzusokat megszámlálva az adott radioaktív forrás erősségével arányos beütésszámot kapunk. A gyakorlatban néhány másodperces időtartamtól akár a félórás mérési időig is számolnunk kell.

A berendezésünk működőképességét radioaktív forrás nélkül is ellenőrizhetjük, hiszen a földből, a világúrból folyamatosan ér minket sugárzás: a háttérsugárzás. Ezek egy része természetes eredetű.

A nagy energiájú kozmikus sugarak egy része magreakciót vált ki a légkör atommagjaival ütközve, így hatásukra kisebb-nagyobb mennyiségben számtalan radioaktív anyag keletkezik.

A földkéregből, az élőlényekből és környezetünk tárgyaiból származó sugárzásért döntő mértékben három izotóp felelős: az ^{238}U , a ^{232}Th és a ^{40}K . Mindhárom anyag rendkívül hosszú felezési idejű, és a Föld keletkezésekor épültek be a környezetbe. Eloszlásuknak, kémiai tulajdonságaiknak és élettani szerepüknek megfelelően különbözőképpen járulnak hozzá a háttérsugárzáshoz.

3. ábra. A transzformátoros szabályozott tápegység kapcsolási rajza.



Mesterséges eredetű háttérsugárzást is tapasztalunk. Az 1960-as évekig léghőri atomrobbantásokat végzett több ország. Ezek során a bomlástermékek nagy területen szóródtak szét, gyakorlatilag a Föld teljes területét betérítették. Mára – szerencsére – már csak a hosszú felezési idejű izotópok maradtak: a ^{90}Sr , a ^{137}Cs , a ^{241}Am és a plutónium különböző izotópjai. Az atomerőmű és újrafeldolgozó üzemi balesetknél (Windscale, Csernobil) korlátozott kiterjedéssel ugyanezek az izotópok szóródtak szét. Repülőgépes, tengeralattjáró-balesetekben néhány kisebb terület szennyeződött dúsított uránnal, illetve plutóniummal. Szintén a mesterséges eredetű háttérsugárzáshoz járul hozzá az orvosi, gyógyászati eredetű izotópok használata.

A háttérsugárzás eszközünkben percenként 15-20 jelet kelt.

Egy klasszikus műszer – házilag

Mérőeszközöm a következő részekből áll:

- tápegység,
- detektor és jelformáló elektronika,
- feldolgozó elektronika.

Az áramkörök tervezésénél 5 V-os tápfeszültséget vettem alapul. Így a készülék üzemeltethető 4 ceruzaakkumulátorról ($4 \times 1,2$ V) vagy akár a számítógép USB portjáról.

Tápegységek

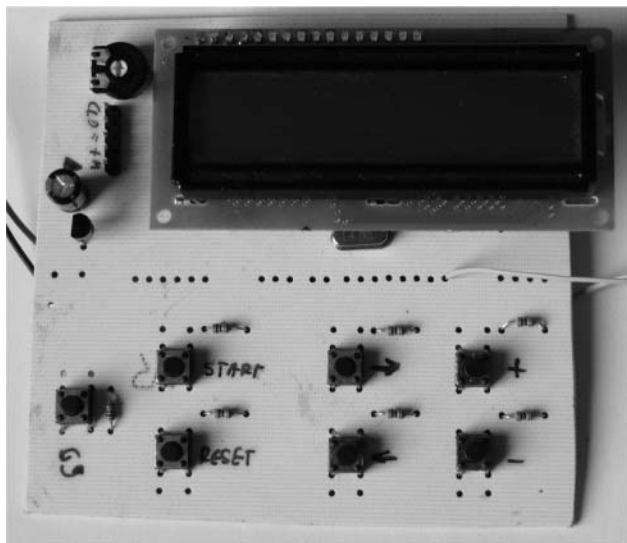
Az egyszerűbb alkatrészeket igénylő változat nyomtatott áramkörtől tartalmaz (2. ábra). Ezt egy NE555-ös (LM555N) [1] integrált áramkörrel hajtottam meg bistabil multivibrátor üzemben négyszögjellel. A transzformátor szekunder tekercsén kaszkád feszültségtöbbszöröző kapcsolással állítottam elő a nagyfeszültséget. A kívánt szabályozást a leosztott nagyfeszültséggel vezérelt tranzisztor végzi (3. ábra).

A tápegység másik változatában kisebb helyigény miatt egy üzemképtelen energiatakarékos fényforrásból kitermelt fojtótekercset (induktivitást) használtam.

A kapcsolóüzemű tápegység meghajtója itt is az NE555-ös integrált áramkör bistabil üzemmódban. A szabályozás itt is visszacsatolás révén valósul meg. A leosztott feszültséggel egy tranzisztort kapcsolva szabályoztam az NE555-ös működését (lásd később a 6. ábra nem beke-retezett részét).

A detektor

A GM-cső az egyetlen alkatrész, amelynek beszerzése némi nehézségbe ütközik, és



4. ábra. Mikrokontrolleres jelfeldolgozó egység.

e miatt sokan le is mondanak a mérőeszköz megvalósításáról. Több típust kipróbálva az SBM-20 (СВМ20) mellett döntöttem. Hazai kereskedelemben 10 000 Ft körüli áron szerezhető be, az internetről postaköltséggel együtt ennek feléért, harmadáért.

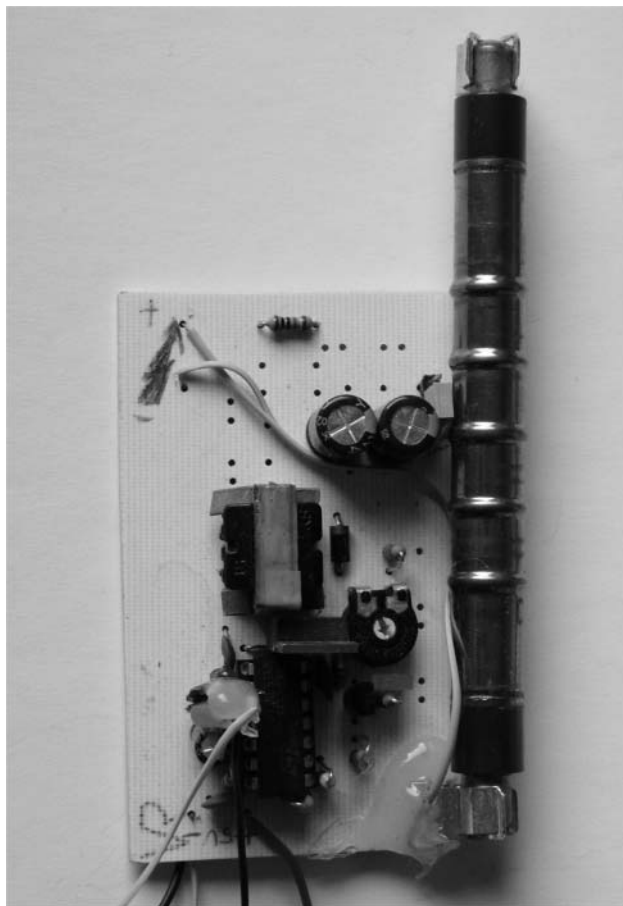
A cső 350–450 V tartományban dolgozik, 100 mm hosszú, 10 mm átmérőjű. Érzékenysége az oktatási felhasználásnak megfelelő. A cső csatlakozó felülete pontosan beleillik egy 6,3 mm átmérőjű forrasztható biztosítékfoglatatba.

A jelformáló elektronika

A nagyfeszültség egy 10 M Ω -os ellenálláson keresztül érkezik a GM-csőre. Az impulzusok a 100 pF kapacitású kondenzátoron jutnak az alakformáló elektronikába. Erre a célra NE555-ös integrált áramkört használok monostabil multivibrátor kapcsolásban. Ez az áramkörben minden impulzusra 11 ms időtartamú kimenő jelet szolgáltat, amely további feldolgozásra (számlálásra) alkalmas.

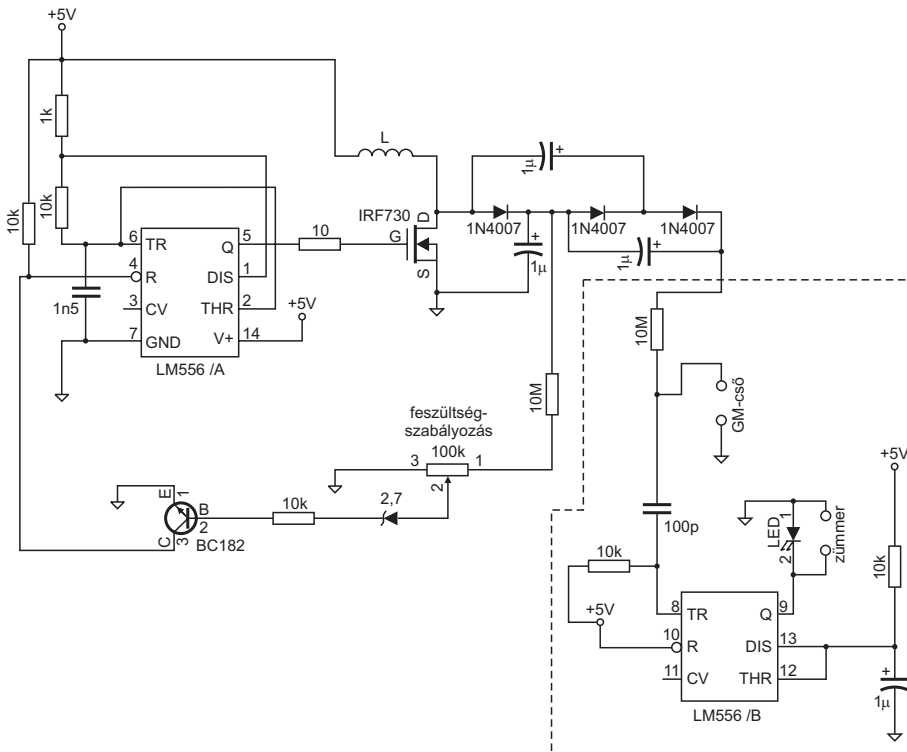
Jelfeldolgozó elektronika (számlálók)

A feldolgozó elektronika egy áramkörre, a PIC 16F887-es mikrokontrollerre (4. ábra) épül [3]. A kontrolleren futó program végzi a számlálást, a mérési idő beállítását és kezeli az LCD-kijelzőt. Nyomógombok segítségével állítható a mérési idő – másodperc pon-



5. ábra. Komplet GM-csőes elektronika a nagyfeszültségű tápegységgel és a jelformáló egységgel.

6. ábra. A teljes elektronika – az induktivitást tartalmazó, szabályozott nagyfeszültségű tápegység és a vele egybeépített (szaggatott vonallal bekeretezett) jelformáló egység – kapcsolási rajza.



tossággal – menüből vezérelve 1 másodperctől 99 percig, választható továbbá egyszeri vagy ciklikus mérés. Ciklikus mérésnél az előző mérés eredménye, és a folyamatosan pörgő aktuális mérés látható a kijelzőn.

Az egyik megvalósított kapcsolásban a tápegység és a detektor közös panelon kapott helyet (5. ábra). A két NE555-ös integrált áramkört egy NE556-os (gyakorlatilag 2 darab NE555-öst tartalmazó) áramkör helyettesíti (6. ábra) [2]. A detektálást felvillanó LED jelzi és a jellegzetes „pittyegő” hangot adó piezohangszóró sem maradhatott el.

Magfizikai mérések

Mi legyen a forrás?

A GM-cső alkalmas radioaktív anyagok jelenlétének kimutatására, de honnan szerezzünk radioaktív anyagot?

– Szerencsére a háttérsugárzás mindig rendelkezésre áll.

– Régebben árultak kempinglámpákra való gázhasznínyt, amely tóriumtartalma miatt szintén radioaktív (internetről szintén beszerezhető).

– Egyes sárga festékek – urántartalmuk miatt – radioaktívak. Vázák, tálak festésére használták. A régi világító mutatójú órák mutatóiban szintén urántartalmú festék található. Ócskapiacra mindkettő beszerezhető.

– Egyes kőzetek szintén radioaktívak.

A GM-cső karakterisztikájának mérése

A beütésszám a csőre kapcsolt feszültség függvénye. Feszültségmentes állapotban a cső nem szolgáltat jelet. Emelve a feszültséget a cső „megszólal”, egy rövid intervallumban a beütésszám rohamosan nő a feszültséggel, majd stagnál egy, a csővekre jellemző feszültségtartományban (plató), végül a beütésszám ismét nő. A jól beállított GM-cső feszültsége a plató közepére esik. Ekkor a feszültség több tíz voltos eltérése esetén is azonos beütésszámot kapunk.

Tápegységünkhöz digitális multiméter kapcsolva olvashatjuk le a feszültséget, és ábrázolhatjuk a beütésszámot a feszültség függvényében.

Háttérsugárzás mérése

Az eszközt több perces ciklikus mérésre állítva mérhetjük a háttérsugárzást.

A levegőből egy közönséges porszívó segítségével gyűjthetjük össze a radon bomlásából származó leányelemeket. A porszívó csövére szalvétát erősítve 5-10 perces szívás után már mérhető mennyiségű (a háttérsugárzást meghaladó) sugárzó anyagot gyűjthetünk.

Irodalom

1. http://www.hestore.hu/files/lm_lm555.pdf
2. <http://www.hestore.hu/files/NE556.pdf>
3. <http://ww1.microchip.com/downloads/en/DeviceDoc/41291F.pdf>

X. WIGNER JENŐ ORSZÁGOS FIZIKAI FELADATMEGOLDÓ VERSENY

Sándor-Kerestély Ferenc
Békéscsabai Evangélikus Gimnázium

Az Evangélikus Középiskolák Országos Wigner Jenő Fizika Feladatmegoldó Versenyének idei X. alkalmá – az előzőekhez hasonlóan – messze túlmutat a szoros értelmében vett versenyzetetésen. Itt Békéscsabán mindig olyan hangulatot sikerült kialakítani, aminek köszönhetően mind a kollégák, mind a gyerekek az elért eredmények mellett mindenképp fölé helyezték a sok megtapasztalt élményt, amire a kísérletek, előadások, beszélgetések során tettek szert.

Nem a sok küszködésre, a sok izgalommal-szenvedéllyel átítatott levelezésre, sem a szervezés problémáira kell emlékezni, hanem inkább arra a feledhetetlen jó hangulatra, törődésre, ami betöltötte a három napot.

A feladatmegoldó és műhelyfoglalkozásokkal kiegészített verseny február 21-én délután 3 órakor kezdődött. A résztvevő iskolák nem csak az evangélikus középiskolák diákjai voltak, hanem a hagyományosan benevező református, illetve a határon túlról Kárpátalja, Erdély és a Felvidék középiskolái is.

A 41 versenyző és kísérő tanárai az utazás fáradtságát elfeledve vetették bele magukat a vetélkedőbe. A mérési feladatok az emelt szintű érettségi mintájára készültek. A három műhely egy-egy emelt szintű mérési lehetőségét kínálta, amelyeket *Molnár Miklós*, *Berecz János* és *Nagy Tibor* vezettek.

Vacsora után *Härtlein Károly*, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem tanára a tornateremben mutatta be feledhetetlen kísérleteit. A „nagy mágus” mindenkit elbűvölt érdekes és izgalmas kísérleteivel, majd – másnapi sűrű programjai miatt – éjnek idején hazaindult. Köszönjük Karcsi barátunk áldozathozatalát, az „ügy” melletti kitartását.

Másnap 8 órakor a vetélkedő a feladatok megoldásával folytatódott. Három óra kemény munkát követően a tanárkollégák helytállásának köszönhetően a dolgozatok javítása időre elkészült.

A kollégák és a gyerekek egybehangzó véleménye szerint a feladatok jók voltak – ez Molnár Miklós barátunk és csapatának munkáját dicséri.

Nánai László, Jarosievitz Beáta, Sükösd Csaba, Molnár Miklós, Stonawski Tamás, Hetesi Zsolt előadásai lebilincseltek a hallgatóságot.

Az éjszakába nyúló beszélgetés fontos és elengedhetetlen része volt a versenynek. A sok humorral fűszerezett társalgásban a közeljövőt érintő oktatási, szakmai előmeneteli „létkérdések”-ről fejtettük ki véleményünket, illetve meghallgattuk a tapasztaltabb kollégák álláspontját.

A verseny vasárnapi zárását én személyesen történelmi pillanatok éltem meg. *Kolarovszki Zoltán* igazgató ekkor jelentette be, hogy iskolánkban ez volt az utolsó az evangélikus középiskolák Országos Wigner Jenő Fizikai Feladatmegoldó Versenyei sorában. Az elmúlt 14 év alatt igazi barátokká összekovácsolódott tanárok, a régi-új versenyző gyerekek döbent arcát látva úgy éreztem, hogy valami nagyon fontosat és felbecsülhetetlent veszítettünk el. Ez a verseny lényegében villantotta meg egy kis közösség erejét, a közös célért önzetlenül együtt dolgozók igazi értékét.

Minden kategóriában nyolc feladattal kellett megbirkózni. Az első négy feladat 13-13 pontot, az 5-8. feladat (tesztkérdések) helyes megoldása 2-2 pontot ér (helyes válaszonként 0,5-0,5 pont), azaz maximálisan 60 pontot lehetett elérni a rendelkezésre álló 180 perc alatt. A feladatokat Molnár Miklós és *Varga Zsuzsanna*, a Szegedi Tudományegyetem tanárai állították össze.

Az alábbiakban a számolós feladatok szövegét közöljük. A megoldások és a tesztkérdések a verseny honlapján találhatóak meg.

A számolós feladatok

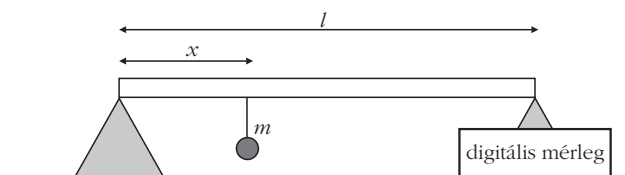
9. osztály: Mechanika

1. 1 cm oldalhosszúságú, négyzetes keresztmetszetű rúd hossza 90 cm. A rúd egyik vége egy digitális mérlegen levő, elhanyagolható tömegű ékre támaszkodik. A rúd másik vége ugyancsak egy éken nyugszik úgy, hogy a rúd vízszintes helyzetű. A rúdra egy m tömegű testet akasztunk. Változtatjuk a test helyét a rúdon, azaz különböző x értékek mellett feljegyezzük, táblázatba foglaljuk a mérleg által mutatott M^* értékeket.

x (cm)	10	20	30	40	50	60	70	80
M^* (g)	130	143	154	164	177	186	198	209

a) Határozd meg a mérési adatok felhasználásával az m tömegű testre ható gravitációs erőt!

b) Mennyi a rúd anyagának sűrűsége? ($g = 10 \text{ m/s}^2$)



2. Egy testet 16 m/s kezdősebességgel függőlegesen felfelé dobunk.

a) Az eldobás szintjéhez képest milyen magasan lesz a test mozgási energiája az eredeti érték egynevede?

b) Az eldobás pillanatától mérve mennyi idő telik el eddig?

c) Mekkora az eldobás szintjéhez viszonyított teljes emelkedési magasság és az emelkedési idő? ($g = 10 \text{ m/s}^2$)

3. Egy motorcsónak átlagos teljesítménye $7,5 \cdot 10^4 \text{ W}$, amikor a csónak 12 m/s állandó sebességgel halad. Amikor a motorcsónak vízisízöt húz ugyanakkora sebességgel, akkor a motorteljesítmény átlagosan $8,3 \cdot 10^4 \text{ W}$.

a) Mekkora a vízisíz hűzőkötélben ébredő erő?

b) Mekkora állandó sebességgel haladna a motorcsónak ugyanakkora teljesítmény mellett, ha a vízisíz elengedné a kötelet?

4. Egy kődarabot vékony kötéltre kötünk, és kétféle módon forgatunk meg ugyanakkora állandó sebességgel, a kötélt hosszát $0,95 \text{ m}$ -nek tartva. Először a körpálya vízszinteshez nagyon közeli, és a kötélt párhuzamosnak tekinthető a talajjal. A másik módban a körpálya függőleges síkban van. A függőleges forgatás esetén a kötéltben ébredő erő legnagyobb értéke 10% -kal nagyobb, mint a vízszintes kötéltben ébredő erő.

a) Mekkora a kő sebessége?

b) Most a követ vízszintes körpályán forgatjuk ugyanakkora sebességgel és kötéltel, de a kötelet úgy tartjuk, hogy 30° -os szöget zár be a vízszintessel. Hányszorosa ebben az esetben a kötélerő a függőleges forgatásnál fellépő legkisebb kötélerőnek? ($g = 10 \text{ m/s}^2$)

10. osztály: Hőtan

1. $6,42 \text{ g}$ tömegű héliumgáz hőmérséklete 27°C , térfogata 20 liter . A gázzal mérési sorozatot végeztünk. Táblázatba foglaltuk a gáz nyolc állapotában a gáz térfogatát a hőmérséklet függvényében.

állapot	A	B	C	D	E	F	G	H
T ($^\circ \text{C}$)	10	20	30	40	50	60	70	80
V (liter)	18,8	19,5	20,2	20,9	21,5	22,2	22,9	23,5

a) Ábrázold a gáz V térfogatát a hőmérséklet függvényében!

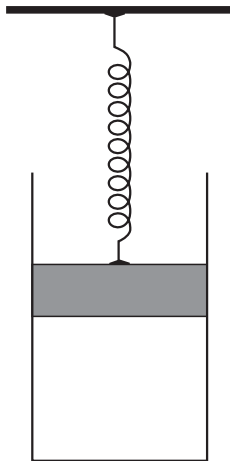
b) Határozd meg a grafikon alapján, hogy milyen állapotváltozás ment végbe! Igazold az állítást számítással is!

c) Mennyi a gáz belső energiájának változása, miközben a gáz a B állapotból a G állapotba jut?

d) Becsüld meg, hogy mekkora munkát végez a gáz, miközben az a B állapotból a G állapotba jut?

e) Mekkora hőt vett fel a gáz mindeközben? ($R = 8,31 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$)

2. Nagy méretű, jó hővezető falú, függőleges henger nincs alátámasztva. Benne az 5 kg tömegű dugattyú kezdetben 2,5 liter, a külső hőmérséklettel megegyező, 27 °C hőmérsékletű oxigéngázt zár el. (A henger teljes magassága 165 cm). A dugattyú keresztmetszete 20 cm², a rugó rugóállandója 1500 N/m, a rugó megnyúlása 100 mm, a külső légnyomás értéke 10⁵ Pa.



- Mekkora a henger tömege?
- Hány gramm az oxigén tömege?

c) Változtatjuk a külső hőmérséklet értékét, aminek következtében a henger lejjebb csúszik 20 cm-rel. Mekkora ebben a második esetben az oxigén hőmérséklete?

d) Mekkora a rugó megnyúlása a második esetben?

e) Mennyivel nő meg a dugattyú helyzeti energiája a kiinduló helyzethez viszonyítva, ha a külső környezet hőmérsékletét 0 °C-ra csökkentjük? ($g = 10 \text{ m/s}^2$)

3. Egy 0,45 kg tömegű edényben 4 kg 25 °C-os vizet melegítünk, majd forralunk az 1 kW teljesítményű főzőlapon. A melegítés megkezdése után 144 perccel azt tapasztaljuk, hogy az edényben már csak a kezdetben meglévő vízmennyiség fele található.

Határozd meg a főzőlap hatásfokát! Az edény anyagának fajhője $c = 450 \text{ J/kg} \cdot \text{°C}$, a vízé $c_{\text{víz}} = 4180 \text{ J/kg} \cdot \text{°C}$, a víz forráshője $L_f = 2,25 \text{ MJ/kg}$, a forráspont alatti hőmérsékleteken végbemenő párolgástól eltekintünk.

4. A cink olyan fém, amelyik nagyon könnyen szublimál, azaz szilárd állapotból azonnal gáz keletkezik. Így, ha hevítéssel próbáljuk a cinket a nyers ércből kinyerni (ez gyakori eljárás a fémek előállítására), nem nagyon járunk sikerrel, mert a cink azonnal gázként eltűnik. A cink (tömegszáma 65,4) szublimációjához szükséges hő 600 K hőmérsékleten 1,99 MJ/kg. Tegyük fel, hogy a cinkgáz egyatomos ideális gáznak tekinthető, és 1 kg szilárd cink térfogata elhanyagolható a gáz halmazállapothoz képest.

a) Becsüld meg, hogy a szublimációs hő hány százaléka fordítódik a gáz belső energiájának növelésére a szublimáció alatt?

b) Mekkora 1 kg cinkgőz térfogata 600 K-en, 10⁵ Pa nyomáson?

11. osztály

1. 50 m hosszúságú, kör keresztmetszetű, 0,5 mm sugarú fémhuzal ellenállását vizsgáltuk a hőmérséklet függvényében. A mérés eredményeit az alábbi táblázatban tüntettük fel.

T (°C)	30	40	50	60	70	80
R (Ω)	366	381	397	413	429	444

a) Milyen kapcsolat van az ellenállás és a hőmérséklet között?

b) Mekkora a fémhuzal ellenállása 20 °C-on?

c) Mekkora a fémhuzal fajlagos ellenállása (20 °C-ra vonatkoztatva)?

d) Mekkora a huzal anyagának (20 °C-ra vonatkoztatott) hőmérsékleti együtthatója?

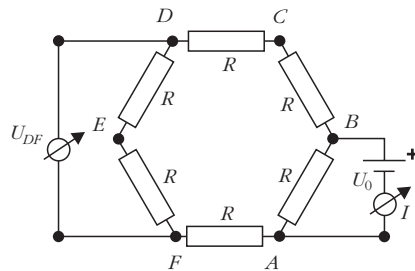
2. 6 Ω belső ellenállású 90 V elektromotoros erejű telepre 12 Ω nagyságú külső ellenállást kapcsolunk.

a) Mekkora ellenállást kössünk párhuzamosan a külső ellenállással, hogy a telep a külső eredő ellenálláson ugyanakkora teljesítményt szolgáltatson, mint az első esetben?

b) Mekkora ez a teljesítmény?

c) Mekkora a telep hatásfoka mindkét esetben?

3. Hat darab, egyenlő nagyságú R ellenállásból az ábra szerinti kapcsolást állítjuk össze. Ha az U_0 feszültségű telepet az A és a B pontok közé kötjük, akkor az ampermérő $I = 180 \text{ mA}$ erősségű áramot, a D és az F pontok közé kötött feszültségmérő $U_{DF} = 6 \text{ V}$ nagyságú feszültséget jelez.



a) Határozd meg a telep U_0 feszültségét!

b) Mekkora az R ellenállás értéke?

c) Mekkora értékeket mutatnak a mérőműszerek, ha a telep pozitív sarkát a B pont helyett a C ponthoz kapcsoljuk?

4. Elektromos mezőben a potenciál értéke egy A pontban 5650 V, egy B pontban 7850 V. Töltött részecskét mozgatunk külső erő segítségével A ponttól B felé. A részecske tömege 50 g, töltése $4 \cdot 10^{-5} \text{ C}$, sebessége az A pontnál 2 m/s, a B pontnál 3 m/s.

a) Mekkora munkát végez a külső erő, ha az A és B pont vízszintes egyenessel összeköthető?

b) Mekkora az A és B pont függőleges távolsága, ha a külső erő a nehézségi erő?

12. osztály

1. Egy főzőpohárban levő sörhab vastagságának az időtől való függését vizsgáltuk. A kísérlet során mértük a főzőpohárban levő sörhab vastagságát, mint az idő függvényét. A mért adatokat a táblázatban tüntettük fel.

t (s)	0	100	200	300	400	500	600	700
d (cm)	20	12,5	8	5,3	3,1	1,8	1,25	0,8

a) Ábrázold a sörhab vastagságát az idő függvényében!

b) Határozd meg az úgynevezett felezési vastagsághoz, azaz ahhoz a vastagsághoz tartozó időt, amikor a sörhab vastagsága a kiinduló érték felére csökkent!

c) Igazold, hogy a sörhab vastagságának csökkenését leíró összefüggés formailag hasonló a radioaktív bomlástörvényhez!

d) Mennyi idő alatt csökkent a sörhab vastagsága az eredeti érték nyolcadára?

2. 0,2 m hosszúságú, egyenes tekercs átmérője 4 cm, meneteinek száma 500. A tekercsben 5 A erősségű áram folyik. A tekercs végénél, a szimmetriatengelyénél, a tengellyel 30° -os szög alatt belép a tekercsbe az $5 \cdot 10^6$ m/s sebességű, $1,6 \cdot 10^{-19}$ C töltésű, $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg tömegű elektron.

a) Mennyi idő alatt ér az elektron a tekercs másik végéhez?

b) Hány teljes fordulatot tesz meg az elektron a tekercsben?

c) Mekkora körpályán mozog az elektron?

d) Mekkora feszültséggel gyorsíthatjuk fel az elektront a megadott sebességre? ($\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ V·s/A·m)

A tekercsben létrejövő mágneses mezőt a tekercs teljes hosszában tekintjük homogénnek!

3. Egy 70 V-os, 0,1 A-es (ohmos) fogyasztót akarunk működtetni a 230 V-os szinuszos váltakozó feszültségű, 50 Hz frekvenciájú hálózatról.

a) Mekkora legyen az előtét-ellenállás nagysága?

b) Mennyi energiát takarítunk meg 4 órás üzemeltetés esetén, ha az ohmos ellenállás helyett kapacitív előtétet alkalmazunk?

c) Mekkora az alkalmazott kondenzátor kapacitása?

4. Van egy 230 V-os villanymotorunk, amely indításkor a hálózatról 23,95 A-t vesz föl. Amikor a motor eléri az üzemi fordulatszámát, az áramfelvétele 2,3 A.

a) Mekkora a forgórész tekercsének ellenállása?

b) Mekkora indukált feszültség keletkezik az üzemi fordulatszámon?

c) Mekkora a motor áramfelvétele, ha a motort feleakkora fordulatszámon működtetjük?

d) Egy normál háztartásban a biztosíték 16 A-es, így a motor nagy valószínűséggel indításkor kicsapja a biztosítékot. Legegyszerűbb (barkács)megoldás, hogy előtét-ellenállást kötünk a motorhoz, hogy a kezdeti áramfelvétel ne lépje túl a 16 A-t. Mekkora legyen az előtét-ellenállás?



Sükösd Csaba előadását hallgatják a versenyzők és tanárai.

e) Mekkora ebben az esetben az üzemi fordulatszám az áramfelvétel?

f) Mekkora hő fejlődik az előtét-ellenálláson egy órai működés során?

A győztesek és köszönetnyilvánítás

Az egyes évfolyamok győztesei, iskolái és a diákokat felkészítő tanárok a következők:

A 9. osztályosok 1. helyezetteje *Gémes Antal*, a hódmezővásárhelyi Bethlen Gábor Református Gimnázium tanulója, felkészítő tanárai Berecz János és Nagy Tibor.

A 10. osztályosok versenyét *Tóth Anna Laura*, a Mezőberényi Petőfi Sándor Evangélikus Gimnázium diákja nyerte, felkészítő tanára *Barna István*.

A 11. osztályosok győztese *Bartfai Zoltán*, a Mezőberényi Petőfi Sándor Evangélikus Gimnázium diákja, felkészítő tanára *Barna István*.

A 12. osztályosok kategóriájában 1. helyezett lett *Antalicz Balázs*, a hódmezővásárhelyi Bethlen Gábor Református Gimnázium tanulója, felkészítő tanárai Berecz János és Nagy Tibor.

Köszönet minden kedves kollégánknak aki a verseny lebonyolítását segítette.

A 10. alkalommal megszervezett verseny ünnepi zárásakor Kolarovszki Zoltán igazgató úr bejelentette, hogy iskolánkban ez volt az utolsó alkalom; szeretné ha a következő években más evangélikus gimnázium is helyet adna az eseménynek.



**Az Eötvös Társulat
főnt van a **facebook**-on!**



<https://www.facebook.com/pages/Eötvös-Loránd-Fizikai-Társulat/434140519998696?fref=ts>

LOVAS ISTVÁN (1931–2014)

Lovas István Gyöngyöshalászon született 1931. október 1-jén. A budapesti piarista gimnáziumban tett érettségi után az Eötvös Loránd Tudományegyetem fizikus szakán szerzett oklevelet 1955-ben.

Első munkahelyén, a debreceni ATOMKI-ban az urán magyarországi előfordulási helyeivel foglalkozott. 1956-os közleménye a tatabányai medence kőszénének urántartalmát vizsgálta.¹

– „*Miért éppen a magfizika került érdeklődésed középpontjába?*

– Az Egyetemen a sok kitűnő előadó közül is kiemelkedett *Marx György*. Amit ő tanított, azt találtuk a legérdekesebbnek: a relativitáselméletet, a kvantumtérelméletet és a részecskefizikát. A magfizika iránti érdeklődés, amit *Györgyi Géza* keltett fel bennem, akkor erősödött meg, amikor *Szalay Sándor* professzor úr az egyetemi évek végén egy igen kedvező munkalehetőséget ajánlott: »Urán-előfordulás után kell kutatni kinn a terepen, hordozható GM-csőves sugárázsmérővel. Emellett szabad ideje még marad bőven. Azt belátása szerint elméleti tanulmányokkal töltheti.« Ilyen nagyszerű ajánlatot magamtól elgondolni sem tudtam volna. Államköltségen beutazni a »magyarországi terepet« és a fennmaradó időben elméleti fizikával foglalkozni.”

A Csillebércen épülő atomreaktor vonzásának hatására a Központi Fizikai Kutatóintézet munkatársa lett és maradt egész kutatói pályafutása során.

A KFKI munkatársaként számos külföldi kutatóhelyen töltött el rövidebb-hosszabb időt Darmstadtban, Frankfurt am Mainban, Jülichben – ez utóbbiban a hetvenes években méréseket is végzett. A koppenhágai Niels Bohr Intézet vendégkutatói időszakára sok évvel később is kivételes élményként emlékezett:

„Koppenhága után még most is honvágyat érzek. A koppenhágai Bohr Intézet számomra olyan, mint egy katolikus számára a római San Pietro. A tanszék, de bátran mondhatom, hogy az egész magyar magfizikus közösség szempontjából Frankfurt volt a legfontosabb, közelebről *Walter Greiner* személye. Nagyváradon, Kolozsváron és Marosvásárhelyen mindig otthon érez-

tem magam. Magyarul adhattam elő, vagy azért, mert értették, vagy azért, mert románra fordították. Akik fordítás nélkül is nevettek a tréfáimon, azokról mindjárt tudhattam, hogy milyen nemzetiségűek. Ungvár is sok szállal kapcsolódik a debreceni fizikához.”

1967–68-ban a dubnai Egyesített Magkutató Intézetben dolgozott, amelyet akkoriban az elméleti magfizika központi helyeként tartottak nyilván.

Tudományos fokozatokban megjeleníthető pályafutása korán kezdődött és egyenletes volt: 1963-ban védte meg kandidátusi értekezését, 1971-ben lett a fizikai tudományok doktora. 1979-ben választották meg a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagjának, 1987-ben pedig az Akadémia rendes tagja lett:

„Még egyetemista koromban hallottam azt a mondást, hogy »Az elméleti fizikus tud számolni, de nem tudja, hogy mit számol. A kísérleti fizikus tud mérni, de nem tudja, hogy mit mér. A fizikus nem tud se számolni, se mérni, de tudja, hogy miről van szó.«

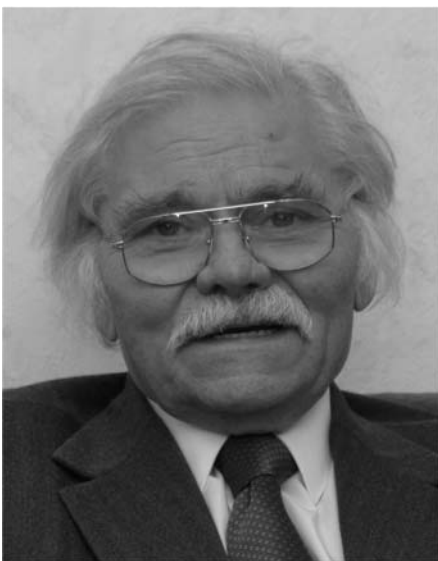
Ha vagy kísérleti, vagy elméleti fizikus lettem volna, akkor való-

színű, hogy szakmai ismereteim alaposabbak lettek volna, és ennek arányában, illetve ennek következtében a munkáim mélysége és vele a tudományos értéke is nagyobb lehetett volna. Ez életem azonban nem lett volna olyan változatos. Ezért nem bántam meg, hogy csak fizikus lettem, ha egyáltalán megérdemlem ezt a titulust.”

Mindezzel párhuzamosan 1986-ban egyetemi tanárrá nevezték ki és meghívták a Kossuth Lajos Tudományegyetem elméleti fizikai tanszékének élére. A tanszékot 1992-ig vezette. Egyetemi tanári, oktatói munkáját a továbbiakban mint a debreceni egyetem professor emeritusa folytatta.

A rendszerváltás idején elvállalta a KFKI vezetését azzal a célkitűzéssel, hogy ő legyen az utolsó főigazgató az addigi értelemben vett KFKI élén. Ezt úgy sikerült megvalósítania, hogy az általa kialakított szervezet húsz éven keresztül megfelelően működött.

– „*Emlékszem, úgy adtad át nekem a tanszékot, mint megbízott helyettesednek, hogy Rád »nagy« feladat vár: a Központi Fizikai Kutató Intézet igazgatása. Szokatlan vállalkozás olyasvalakitől, aki igyekezett idejét a kutatásnak és az oktatásnak szentelni. Miért vállalkoztál erre a feladatra? Megérté?*



¹ A lexikális adatok közlése mellett a személyiség magunk elé idézése sem felesleges. Erre teszünk kísérletet, amikor idézünk Sailer Kornél: Beszélgetés a 75 éves Lovas Istvánnal (*Fizikai Szemle* 56/10 (2006) 343.) című interjújából.

– Meg! Mielőtt Debrecenbe jöttem, öt évig voltam a KFKI tudományos tanácsának elnöke, ezért pontosan ismertem azokat a gondokat, amelyek a vasfüggöny eltűnésével együtt szakadtak rá a KFKI-ra 1990-ben. Azt is tudtam, hogy a KFKI kutatói önálló kutatóintézeteket szeretnének, amelyek kialakíthatják a saját kutatási irányuknak megfelelő értékrendet. Erre készítettem egy tervet és azt beadtam az Akadémiához. A kutatók szavazataikkal megerősítették a tervet, a főtitkár pedig másfél évre megbízott a főigazgatói teendők ellátásával. Hogy nem a magam elgondolását valószínűsítettem meg, hanem a KFKI kutatóit, az abból látszik, hogy 15 éve minden baj nélkül működik az akkor definiált rendszer. Számomra nem a főigazgatóság volt a vonzó, hanem a feladat, amit másfél év után nem is kellett átadnom senkinek, mert azóta sincs főigazgató, én voltam az utolsó.”

Hasonlóképpen sikeres volt Lovas István az *Acta Physica* megmentésében. Először 1995-ben jelent meg a folyóirat speciális tematikával Lovas István főszerkesztője mellett *Heavy Ion Physics* alcímmel. Az új *Acta Physica* elismertségét jelzi, hogy 2007-től a *European Physical Journal* részeként jelenhet meg.

Lovas István a nagyenergiás magfizikában elért eredményeiért számos kitüntetésben részesült. 1960-ban Schmidt Rezső-díjat, 1978-ban Akadémiai Díjat, 2002-ben Szent-Györgyi Albert-díjat, 2010-ben Wigner Jenő-díjat kapott.

Tudósként közéleti tevékenységet a Professzorok Batthyány Körében fejtett ki, amely Körnek alapító tagja volt. Debrecenben a tanszék, az egyetem és a város is szívügye volt. Közéleti tevékenységéért 2011-ben Debrecen város közgyűlése Hatvani-díjjal tüntette ki.

„Körülnéztem a Kísérleti Fizika, meg az ATOMKI laborjaiban, és azt tapasztaltam, hogy a lokálpatriotizmus csodát művelt. Az itteniek felépítettek egy darab Európát. Ekkor bevallottam magamnak, hogy 1956-ban a Petőfi-körök és a reaktor vonzásához még hozzájárult egy adag taszítás is, a kishitűség. Nem voltam arról meggyőződve, hogy az Alföld közepén tényleg lehet európai színvonalú magfizikai kutatást folytatni. Aztán amikor láttam, hogy ez lehetséges, lelkiismeretfurdalás fogott el. Máig is ez az egyik érzés, ami Debrecenhez vonz. A másik nagyon pozitív hatás a hallgatóktól származott. Még sokkal romlatlanabbak, mint a fővárosiak. Érződik rajtuk a vidék egészségesebb erkölcs, a földműves nagyanyák kötelességtudása és emberszeretete. Ugyanezt érzem Nagyváradon és Kolozsváron is. A hallgatók nem tekintik kötelezőnek, hogy a legrongyosabb farmerben jöjjenek szigorlatozni, vagy államvizsgázni. A neoliberalizmus romboló szelleme lassabban ér ide, de sajnos közeledik. A fizika iránti érdeklődés sajnos rohamosan csökken.”

Közvetlen személyisége, magával ragadó előadásai a határon túl is működtek – a kolozsvári Babeş-Bolyai Egyetemen, valamint a nagyváradai és az ungvári egyetemen mindig szívesen látták. Ezt igazolja a kijevi Ukrán Felsőoktatási Akadémia, a Nagyváradai Tudományos, Irodalmi és Művészeti Akadémia tagsága, valamint a Nagyváradai Egyetem díszdoktori címe.

A Debreceni Egyetem professor emeritusát március 30-án érte a halál. 2014 április 11-én a farkasréti búcsúztatáson a Wigner Kutatóközpont részéről *Bíró Tamás Sándor*, a Debreceni Egyetem részéről *Sailer Kornél* mondott beszédet.²

Az MTA részéről a Fizikai Osztály elnöke, *Sólyom Jenő* búcsúzott:

Kedves gyászoló család, rokonok, ismerősök!
Kedves fizikus kollégák!

Lovas István halálával nemcsak családját, közeli és távoli rokonait érte pótolhatatlan veszteség, hanem a fizikus közösséget is. Hiszen Lovas István, vagy ahogy mindenki ismerte és szólította, Lovas Bátyó, a kísérleti és elméleti magfizika egyik kiemelkedő kutatója volt. Már a pusztá tények, életrajzi adatok itt következő felsorolása is mutatja, hogy egy gyorsan ívelő, sikeres, nemzetközileg is elismert szakmai életút fejeződött be március 30-án.

Lovas István 1931. október 1-jén született Gyöngyöshalászon. Az 1948 és 1950 között állami kezelésben lévő budapesti piarista gimnáziumban tett érettségi után az Eötvös Loránd Tudományegyetem fizikus szakán tanult, ahol különösen Marx György előadásai voltak nagy hatással rá.

A magfizika iránti érdeklődését a nála alig valamivel idősebb Györgyi Géza keltette fel, de nem akart tisztán elméleti fizikával foglalkozni. Ezért diplomájának megszerzése évében, 1955-ben örömmel ment Debrecenbe, az ATOMKI-ba, Szalay Sándor mellé, hogy az urán magyarországi előfordulási helyeit kutassa. Első közleménye itt, ebből a témából született meg 1956-ban *Jelentés a tatabányai medence kőszénének urántartalmáról* címen. Azonban a forradalom előjelei, az a szellemi erjedés, mely Budapesten talán jobban volt érzékelhető, mint vidéken, valamint a hír, hogy Csillebércen atomreaktor épül, ahol szintén magfizikával foglalkozhat, visszacsábították Budapestre. A Központi Fizikai Kutatóintézet munkatársa lett, s kötődése ehhez az intézethez, illetve utódintézményeihez élete végéig megmaradt.

Bár legtöbbször elméleti fizikusként ismertük meg és emlékezünk rá, pályájának első szakaszában igyekezett egyensúlyt tartani a kísérleti és elméleti munkák között. Nemcsak érdekelték a kísérletek, hanem néhányban személyesen is részt vett. A hetvenes évek közepén még Jülichben is végzett méréseket. Többi külföldi tartózkodása azonban egyértelműen az elméleti munka felé vitte. Élete meghatározó élménye maradt az 1964-ben a koppenhágai Niels Bohr Intézetben töltött vendégkutatói időszak, illetve később a frankfurti Goethe Egyetemen dolgozó Walter Greinerrel kialakult szoros, baráti kapcsolat.

Az ő életéből sem maradhatott ki az, ami akkor egy magyar kutató fizikus életpályája során szinte elkerülhetetlen volt, egy rövidebb-hosszabb tartózkodás a

² E búcsúztató beszédek teljes szövege megtalálható a lap internetes változatában – www.fizikaizsemle.hu –, a 2014. júniusi számmal.

Szovjetunióban. 1967–68-ban a dubnai Egyesített Magkutató Intézetben dolgozott, amely akkor az elméleti magfizika egyik kiemelkedő központja volt.

Fiatalon, 1963-ban védte meg kandidátusi értekezését, 1971-ben lett a fizikai tudományok doktora. 1979-ben választották meg a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagjának, 1987-ben pedig az Akadémia rendes tagja lett. Később a párizsi székhelyű European Academy of Arts, Sciences and Humanities is tagjai közé választotta.

Közben, 1986-ban egyetemi tanári kinevezést kapott, és meghívták a Kossuth Lajos Tudományegyetem elméleti fizikai tanszékének élére. A tanszéket 1992-ig irányította. Egyetemi tanári, oktatói munkáját ezután is folytatta, s lett nyugdíjazásakor a debreceni egyetem professor emeritusa.

A nagyenergiás magfizikában elért, nemzetközileg elismert eredményeiért számos kitüntetésben részesült. 1960-ban Schmidt Rezső-díjat, 1978-ban Akadémiai Díjat, 2002-ben Szent-Györgyi Albert-díjat, 2010-ben Wigner Jenő-díjat kapott.

Lovas István élete legfontosabb adatainak tényszerű felsorolása is ilyen hosszúra sikerült, mutatva annak gazdagságát. Az általa elért tudományos eredmények bemutatására nálam illetékesebbek közvetlen munkatársai. Én csak egy érdekességre szeretnék rámutatni, ami szervesen nőtt ki tudományos érdeklődéséből, mégis messze vitte a magfizikától, jól mutatva, hogy a jelenségek megértéséhez milyen széles eszköztárat tudott bevetni. A héliumionok fémüvegekbe történő implantálásánál képződő mintázatok leírására *Tél Tamással* dolgozott ki elméletet.

Lovas István nem zárkózott be saját tudományába, hanem a szó nemes értelmében homo politicus, a poliszért, a városért, a közért, a közösségért munkálkodó, elkötelezett ember volt. Sokat tett a hazai fizikus közösségért, a határon túli magyar fizikusokért, de ennél szélesebb körben is vállalt feladatokat a magyarságért, hazájáért. Az sem riasztotta vissza, ha ez néha konfliktusokkal járt. Véleményét nyíltan kimondó, meggyőződéséért bátran kiálló ember volt. Ehhez az alapokat családja, neveltetése vetette meg, és később is családja biztosította a biztos hátteret. Maga úgy vallott erről, hogy életét a magyar nemzet hagyományaira és a keresztény erkölcsi tanításra alapozta. Politikai felfogását, világnézetét ez és a népi írótól tanultak együtt határozták meg.

A rendszerváltozás idején, huszonöt éve, nagy kérdés volt, hogy hogyan tovább a KFKI-val. Nyilvánvaló volt, hogy az a gazdasági modell, ahogy az intézet addig működött, ahol összekeveredett a kutatás és az üzleti célú tevékenység, tovább nem tartható, és valami újat kell kezdeni. Az intézet minden akadémikusát megkérdezték, hogy vállalná-e a főigazgatóságot. Lovas István volt az egyetlen, aki elvállalta azzal a nyíltan kimondott céllal, hogy ő akar a régi értelemben vett KFKI utolsó főigazgatója lenni, de olyan átalakítást kíván véghezvinni, hogy az új keretek bizottság és megkönnyítések a kutatási tevékenység folytatását. A főigazgatósága alatt, 1990 és 1993 között

kialakított szervezet 20 évig eredményesen működött. Az utóbbi években Csillebércen bekövetkezett változások nem jelentik azt, hogy Lovas Istvánnak a maga idején ne lett volna igaza.

A kilencvenes évek elején, a határok leomlásával, a világ kinyílásával egyre inkább kérdésessé vált az *Acta Physica Hungarica* folyóirat jövője. Az Akadémián többen voltunk azon a véleményen, hogy a folyóiratot, mely elvesztette egykori szerepét, a magyar fizika nemzetközi bemutatását, meg kellene szüntetni. Lovas István azonban meggyőzte a fizikai tudományok osztályát, hogy van helye, van létjogosultsága egy, az Akadémia által támogatott, angol nyelvű fizikai folyóiratnak, ha alkalmasan választják meg a tematikát. Így jött létre 1995-ben Lovas István főszerkesztősége mellett az új *Acta Physica Hungarica Heavy Ion Physics* alcímmel, melyet azután újra érdemes volt kézbe venniük az ezen a területen dolgozóknak, és neves külföldi szerzők is küldtek oda cikkeket. A megújult folyóirat szakmai elismertségének jele volt, hogy 2007-ben társként, elődként fogadták be egy nagyobb közös európai folyóiratba.

Vidékről jöve fontos volt számára, hogy a fővároson kívül is működjenek és virágozzanak alkotó fizikus közösségek. Ezért vállalta el első hívásra, hogy lejár Debrecenbe magfizika előadásokat tartani. De nem egyszerűen fizikát oktatott, hanem széles műveltségéből is megpróbált átadni valamit. Az egyetemen túl a város is értékelte ezt. 2011. október 23-án alkalmából Debrecen város közgyűlése Hatvani-díjat adományozott neki életművéért, a város fejlődése érdekében a természettudományok területén kifejtett kiemelkedő tevékenységéért.

Fontos volt számára magyarsága. Szoros kapcsolatot tartott a szomszédos országokban élő és dolgozó magyar fizikusokkal. Szívesen vállalt ottani egyetemeken előadásokat. Éveken keresztül volt vendégtanár a kolozsvári Babeş-Bolyai Egyetemen, a nagyváradi és az ungvári egyetemen. Ezen tevékenységének elismeréseként lett a Nagyváradi Egyetem díszdoktora, a Nagyváradi Tudományos, Irodalmi és Művészeti Akadémia tagja, valamint a kijevi Ukrán Felsőoktatási Akadémia tagja.

Közéleti tevékenységének a fizikus közösségen túlmutató terepe volt a Professzorok Batthyány Köre, amelynek alapító tagja volt. De a magyar társadalom érdekében végzendő egyéb feladatoktól sem riadt vissza, ha azok elvégzésére felkérést kapott. Így 1993-tól egy rövid ideig az Állami Vagyonkezelő Rt.-nek is igazgatósági tagja volt.

Kedves Bátyó! Szellemi hagyatékodat megőrizzük. Nyugodj békében! Sit tibi terra levis.

Lovas István a Fizikai Szemlében

A sűrűségi és az érzékenységi mátrix — 1961/232

Fotonok szóródása Coulomb-téren — 1962/74

A polarizált neutron, mint a magfizikai kutatás eszköze — 1963/209
Az atommagok kollektív rezgéseinek mikroszkopikus leírása — 1965/363

Regionális együttműködés — 1972/128

Magfizikai háromtest probléma konferencia — 1972/154

A magfizikai háromtestprobléma — 1972/266
 Nemzetközi elméleti fizikai műhely — 1984/34
 A Coulomb-mérték (Emlékezés Novobátzky Károlyra) — 1984/254
 Miből áll az atommag? — 1985/41
 A Dirac-egyenlet sajátértékei (Lovas Erika, Lovas István, Sailer Kornél) — 1985/329
 Fizikusok az oktatásban, a kutatásban, a termelésben — 1985/478
 Nemzetközi konferencia „A magyarok szerepe a világ természettudományos és műszaki haladásában”, 1986 — 1986/393
 Magerők és molekuláris erők — 1987/56
 A nagy kísérlet (Lovas István, Trócsányi Zoltán) — 1988/183
 Moravcsik Mihály, 1927–1989 — 1990/256
 Állásfoglalás a KFKI kutatóreaktor indításának ügyében — 1991/178
 A részecske-családok száma — 1991/262
 A Központi Fizikai Kutató Intézet átalakulása — 1992/75
 Kvantáltak-e a gravitációs hullámok? — 1998/16

Az idő nyila — 2000/91
 Kvantált-e az elektromágneses tér? — 2000/345
 Lovas Istvánnak gratulálunk — 2001/340
 Az első 15 milliárd év — 2003/163
 Olvasói levél — 2003/225
 Balázs Nándor, 1925–2003 — 2003/403
 A legősbibb atommagok — 2004/15
 Levél a szerkesztőhöz — 2005/368
 Pál Lénárd köszöntése három pályatárostól (Lovas István, Kroó Norbert, Gyulai József) — 2005/388
 Milyen lenne a világ, ha a Planck-állandó zérus volna, a fénysebesség pedig végtelen? — 2006/73
 Beszélgetés a 75 éves Lovas Istvánnal (Sailer Kornél) — 2006/343
 Miért nem kapott Nobel-díjat Teller Ede? — 2008/37
 Berényi Dénes 80 éves — 2008/405
 Lovas István köszöntése (Máté Zoltán) — 2011/400

EURÓPAI ÉRDEKESSÉGEK A *EUROPHYSICS NEWS* VÁLOGATÁSÁBÓL (2014. március–április)

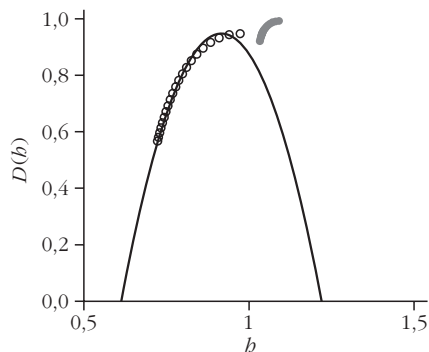
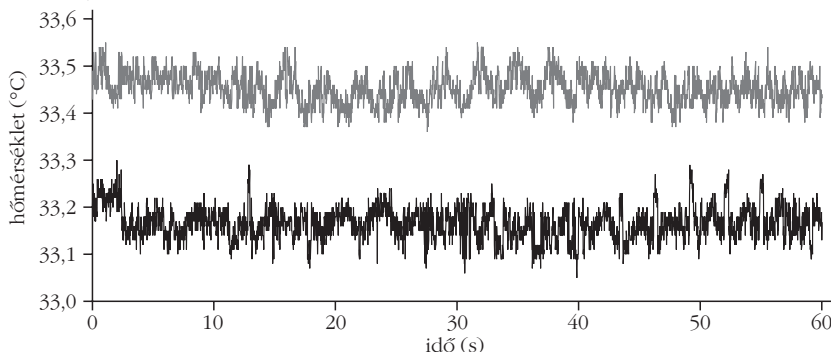
A mellrák dinamikus infravörös termogramjának multifraktál-elemzése

E. Gerasimova és mtársai: Multifractal analysis of dynamic infrared imaging of breast cancer. *Eur. Phys. Lett.* 104 (2013) 68001.

A mellrák elterjedt fajtája a nők rákos megbetegedésének, amelynek a jelenlegi technikákkal történő szűrése a közelmúlt orvosi előrelépése ellenére alapvető korlátokkal szembesül. A röntgen-mammográfiai felvételek radiológiai értelmezését követően gyakran kerül sor túlzott dózis használatára, illetve szükségtelenül traumatikus és fájdalmas biopsziára (szövetteni mintavételre). A cikk szerzői javaslatot tesznek a dinamikus infravörös képek számítógépes

multifraktál-elemzésének alkalmazására a még tünetmentes nők előszűrésében. Ez a módszer lehetőséget nyújt a mellrákos megbetegedés nagyobb kockázatát hordozó csoportba tartozók azonosítására. A mellbőr hőmérsékletének időbeli ingadozásait wavelet-alapú többskálás módszerrel elemezték, összehasonlítva a mellrákban szenvedő és az egészséges nők felvételeit. Kimutatták, hogy az egészséges mell hőmérsékleti ingadozásainak multifraktális komplexitása megszűnik a rosszindulatú tumort tartalmazó mellmirigyben. A lehetséges klinikai alkalmazásokon túl ezek az eredmények megerősítik azon élettani módosulások informatív jelentőségét, amelyek megelőzhetik a mellrák kialakulása során az anatómiai elváltozásokat.

Multifraktál-elemzés egy beteg rákos (szürke vonal) és ép (fekete vonal) melléről készült hőmérsékleti idősorra. Az úgynevezett $D(b)$ szingularitási spektrumon nyilvánvalóan látszik, hogy az egészséges mell hőmérsékleti ingadozásainak széles tartományt lefedő spektruma daganat jelenlétében egyetlen ponttá zsugorodik (monofraktalitás).



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

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

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

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

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

Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál a fenti címen, illetve átutalással vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyzámlán.

Megjelenik évente 11 alkalommal (egy duplaszámmal), egyes szám ára: 800.- Ft (illetve 1600.- Ft) + postaköltség.

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

A szénizotópos kormeghatározás leleplezett egy hamisított kubista festményt

L. Caforio és mtársai: Discovering forgeries of modern art by the ^{14}C Bomb Peak. *Eur. Phys. J. Plus*, 129 (2014) 6.

A fizikusok szénizotópos kormeghatározással egyértelműen megerősítették a művészettörténészek által korábban felvetett gyanút, hogy egy *Fernand Léger*-nek tulajdonított festmény hamisítvány.



Az F. Léger-nek tulajdonított *Contraste de formes* című, vászonra festett olajfestmény a velencei Peggy Guggenheim gyűjteményből, amelyről bebizonyosodott, hogy hamis.

Első alkalommal sikerült azonosítani egy hamis festményt a C14 izotóp 1955 utáni anomális légköri koncentrációját felhasználva. A kutatókat művészettörténészek kérték fel, hogy hasonlítsák össze a Peggy Guggenheim gyűjteményben, Velencében őrzött, F. Léger-nek tulajdonított vásznot a *Contrastes de formes* sorozatnak egy vitathatatlan szerzőségű darabjával, amelyet a Solomon Guggenheim alapítvány őriz New Yorkban. Bár a korábbi vizsgálatok kimutatták, hogy a két vászon rostja és a festék pigmentje eltérő, a következtetés nem volt eléggé egyértelmű. A közle-

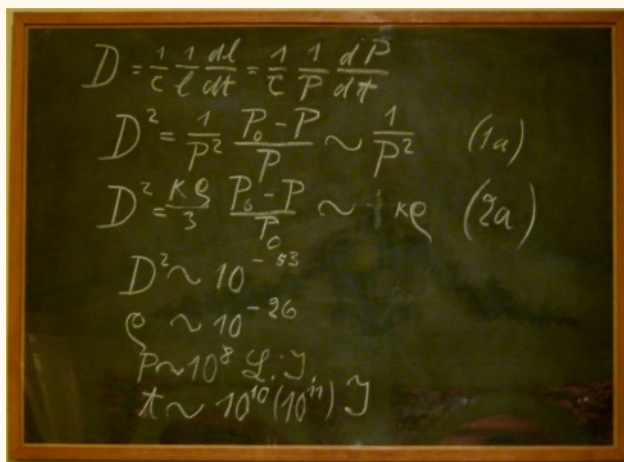
mény szerzői gyorsító tömegspektroszkópiával véglegesen bizonyították, hogy a velencei vászon anyaga tartalmazza azt az atomrobbantásokból származó izotópot, amelyet 1959-ben, évekkel Léger halála után mutattak ki először a légkörben.

Einstein elfelejtett Univerzum-modellje

C. O’Raifeartaigh, B. McCann: Einstein’s cosmic model of 1931 revisited. *Eur. Phys. J. H*, 39 (2014) 63.

Einstein Világegyetemre vonatkozó nézeteiről újabb ismereteket hozott egy kevésbé ismert közleményének angolra fordítása és elemzése.

A cikk tartalmazza Albert Einstein kevésbé ismert, *A relativitás általános elméletének kozmológiai kérdései* című cikkének első angol fordítását és elemzését. Az 1931-ben közölt cikkben a Világegyetemre egy azóta elfelejtett modellt írt le, amely már elveti saját 1917-es sztatikus modelljét. A cikk kozmikus modellje egy olyan táguló Univerzumot ír le, amely egy összehúzódnási fázist követően alakult ki. Ez a felfogás különbözik a széles körben ismert, monoton táguló Einstein–de Sitter-modelltől, amelyet 1932-ben alkottak meg.



Einstein 1931-ben Oxfordban tartott Rhodes-előadásának táblaképe, amelyet az Oxfordi Egyetem Természettudományi Múzeuma őriz.

A szerzők betekintést kínálnak Einstein kozmológiai nézeteibe abban az időszakban, amikor *Hubble* megfigyelései alapján a táguló Világegyetemre vonatkozó első jelzések megszülettek. Elemzik Einstein elképzeléseit a Világegyetem térgörbületéről és a tágulási korszak időtartamáról. Rámutatnak Einstein számításainak némely anomáliájára is.

VAN ÚJ A FÖLD FELETT

**Nézzed meg!
Töltsd le!
Mutasd meg másoknak!
Tanítsd meg diákjaidnak!**

Keress a fizikaiszemle.hu mellékletek menüpontjában!

Gyere el a múzeumba!

A kiállítás
korhatár nélkül,
fényképes
igazolvánnyal
ingyenesen
látogatható.

Nyitva tartás:
hétfő-péntek: 8.00-15.00
szombat: 9.00-13.00
vasárnap: ZÁRVA

Érdeklődni lehet: 75/50-74-32

www.atomeromu.hu

www.facebook.com/paksiatomeromu



Atomenergetikai Múzeum



paksi
atomerőmű

