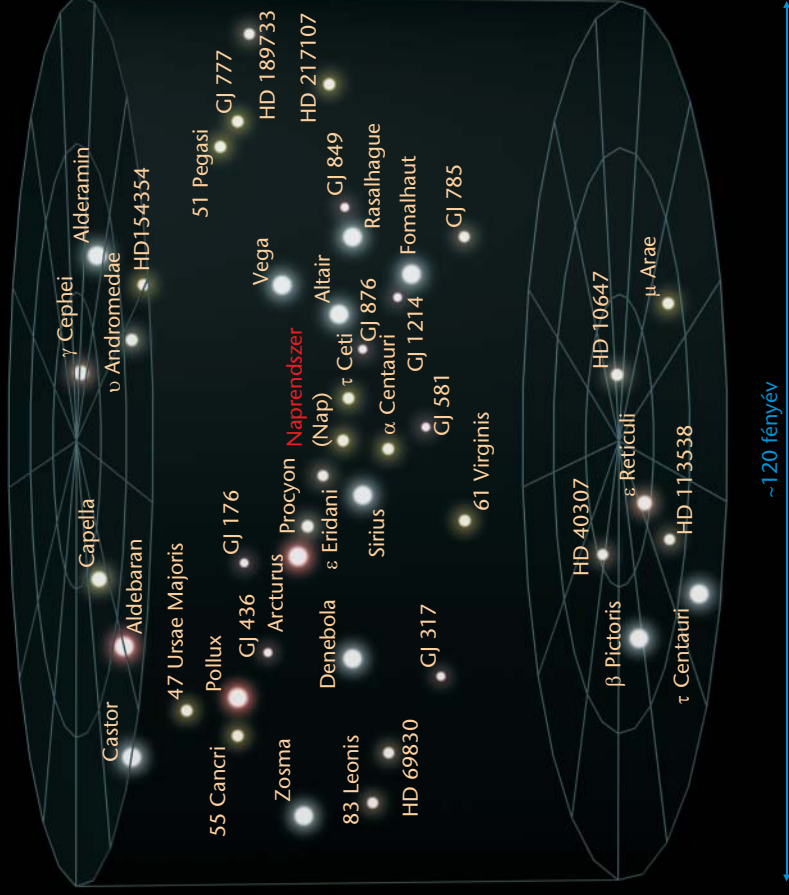


fizikai szemle

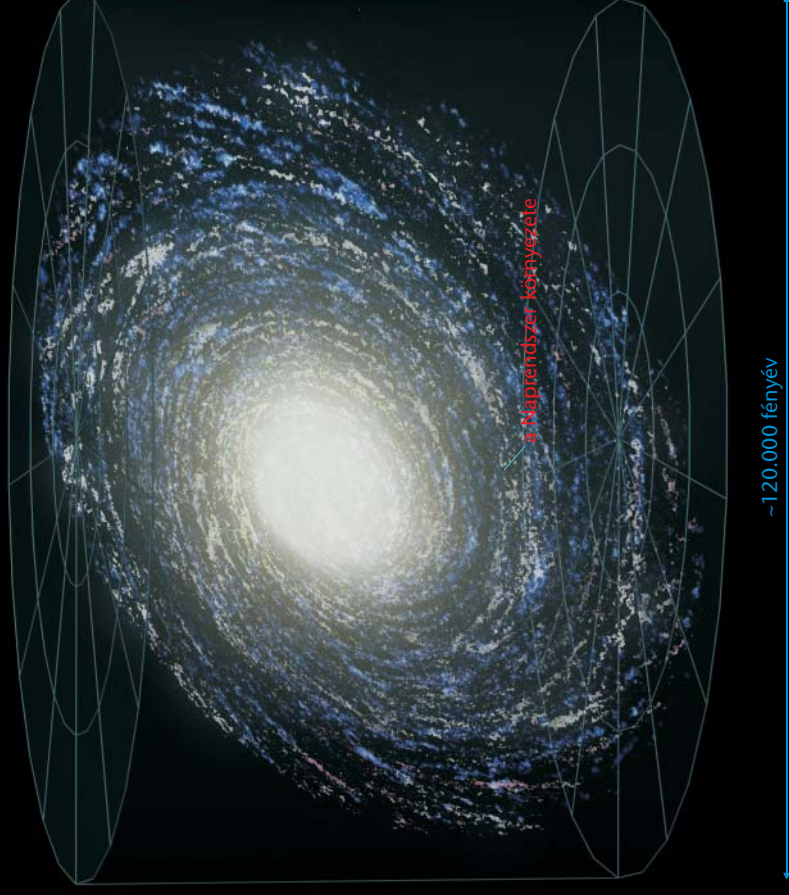
2014/2

HELYÜNK A VILÁGEGETEMBEN – II. rész

A Naprendszer környezete



A Tejútrendszer



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:

**Ferrofluid szabályos rendezettségű
tűskéi, lásd Márki-Zay János írását.
(Fotó: Márki-Zay Péter)**

TARTALOM

<i>Horváth István:</i> Magyar gammakitörés-kutatások	38
<i>Sándor Bulcsú, Neda Zoltán, Járari-Szabó Ferenc, Tél Tamás:</i> Káosz a futószalagon	40
<i>Somogyi Bálint, Gali Ádám:</i> Félvezető biomarkerek vizsgálata első elvű számításokkal	46
<i>Rácz István:</i> Magyar részvétel az európai gravitációshullám-kísérletekben – II. rész	50
A FIZIKA TANÍTÁSA	
Levél a fizikatanárokhöz (<i>Kürti Jenő, Zawadowski Alfréd</i>)	54
<i>Gnädig Péter:</i> A Maxwell-egyenletek integrális alakja időben változó felületek esetén – II. rész	55
<i>Györfi Tamás, Raics Péter:</i> Diffúziós ködkamra – mutatni a láthatatlant – II. rész	61
<i>Márki-Zay János:</i> Kísérletek mágnesekkel és mágneses ingasorral	65
<i>Varga János:</i> 56. Országos Fizikatanári Ankét és Eszközkiallítás	70
HÍREK – ESEMÉNYEK	72
<i>I. Horváth:</i> Hungarian astronomers' gamma-ray burst research	
<i>B. Sándor, Z. Neda, F. Járari-Szabó, T. Tél:</i> Chaos on the conveyor belt	
<i>B. Somogyi, Á. Gali:</i> The analysis of semiconductor biomarker properties based on fundamental calculations	
<i>I. Rácz:</i> The Hungarian participation in the European experiments searching for gravitational waves – Part II	
TEACHING PHYSICS	
Letter to the physics teachers (<i>J. Kürti, A. Zawadowski</i>)	
<i>P. Gnädig:</i> The integral form of Maxwell's equations when changes of surfaces are involved – Part II	
<i>T. Györfi, P. Raics:</i> The diffusion cloud chamber – Part II	
<i>J. Márki-Zay:</i> Demonstration experiments using magnets and magnetic pendulum chains	
<i>J. Varga:</i> The 56 Meeting of Hungarian physics teachers and equipment exposition	
EVENTS	
<i>I. Horváth:</i> Ungarische Forschungen über Gamma-Ausbrüche im All	
<i>B. Sándor, Z. Neda, F. Járari-Szabó, T. Tél:</i> Chaos-Zustände in Modellen von Transportprozessen auf Laufbändern	
<i>B. Somogyi, Á. Gali:</i> Die Analyse von Halbleiter-Biomarkern aufgrund von grundlegenden Berechnungen	
<i>I. Rácz:</i> Die ungarische Teilnahme an den europäischen Experimenten bezüglich Gravitationswellen – Teil II.	
PHYSIKUNTERRICHT	
Brief an die Physik-Lehrer (<i>J. Kürti, A. Zawadowski</i>)	
<i>P. Gnädig:</i> Die integrale Form von Maxwells Gleichungen im Fall zeitlich veränderlicher Oberflächen – Teil II.	
<i>T. Györfi, P. Raics:</i> Die Diffusions-Nebelkammer – Teil II.	
<i>J. Márki-Zay:</i> Darstellende Experimente mit Magneten und Ketten magnetischer Pendel	
<i>J. Varga:</i> 56. Landestreffen ungarischer Physiklehrer und Ausstellung ihrer Geräte	
EREIGNISSE	
<i>И. Хорват:</i> Венгерские исследования космических гамма-взрывов	
<i>Б. Шандор, З. Нэда, Ф. Яраи-Сабо, Т. Тэл:</i> Хаотические состояния в моделях транспорта	
<i>Б. Шолди, А. Гали:</i> Определение основательными расчетами свойств полупроводных биомаркеров	
<i>И. Раи:</i> Венгерское участие в европейских экспериментах по гравитационным волнам – часть вторая	
ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ	
Письмо учителям физики (<i>Е. Кюрты, А. Забадовский</i>)	
<i>И. Гнэди:</i> Интегральный вид уравнений Максвелла в случае изменяющихся во времени поверхностей – часть вторая	
<i>Т. Дьерфи, И. Раи:</i> Диффузионная камера – часть вторая	
<i>Я. Марки-Зай:</i> Достопримечательные опыты с магнитами и цепями магнитных маятников	
<i>Я. Варга:</i> 56-а Встреча венгерских учителей физики и выставка учебных пособий	
ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ	

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

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

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

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

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

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

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

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

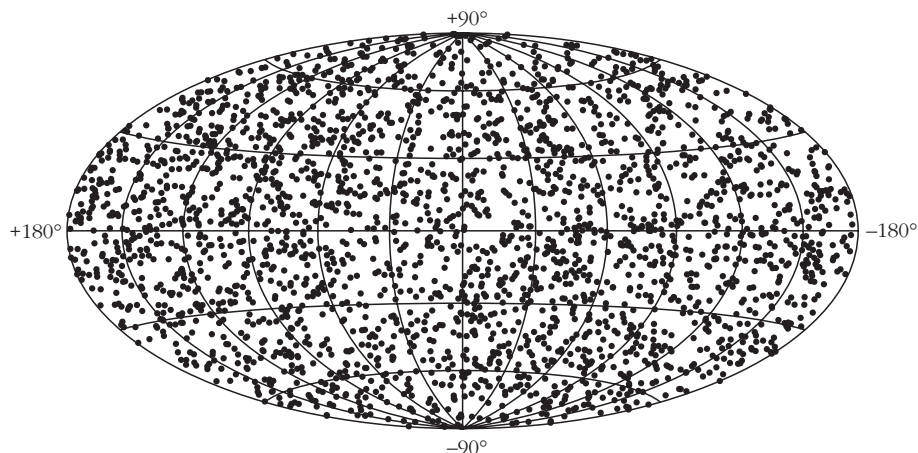
Néhány éve olvashatott tőlünk az olvasó egy általános cikket a *Fizikai Szemlében* a gammakitörésekről [1]. Így a kitörések áttekintését elhagyva azonnal a részletekre térhetünk.

Az 1980-as évek végéig közel 500 gammafelvillanást észleltek a műholdak. A felvillanások eredete és holléte tisztázásra várt. Nem volt ismeretes egyetlen azonosított forrásuk sem, de még abban sem voltunk biztosak, hogy milyen messze lehetnek a források. Tehát az sem volt ismert, hogy a forrás milyen erős, ugyanis a mért gammasugárzást okozhatta egy közeli, vagy egy távoli, de ennél sokkal erősebb forrás is.

Ha egy adott csillagászati objektum bizonyos távolságnál közelebb helyezkedik el, akkor az azt is jelenti, hogy az adott források a maximális távolsággal megegyező sugarú gömb belsejében található. Ha valamely asztrofizikai megfigyelés esetén a források közeli csillagok, akkor a helyük az égre vetítve véletlenszerűen helyezkedik el, tehát betöltik a teljes eget. Ha egy adott távolságnál közelebb lévő források számát N -nel jelöljük, akkor a kétszer akkora távolságnál közelebb lévő források száma $8N$ lenne, amennyiben a források eloszlása homogén. Hiszen egy kétszer akkora sugarú gömb térfogata nyolcszorosa az eredeti gömbének, és homogén eloszlás esetén a megfigyelt objektumok száma arányos a térfogattal.

Ha a források, amelyek a Földről megfigyelhetők, a teljes galaxisban megtalálhatók, akkor a kétszer olyan távolságban lévő források száma csak $4N$ lenne, hiszen a források egy lapos korongban helyezkednek el, és a kétszer akkora sugarú kör területe csak négyszer nagyobb.

Tehát a források számának a fényességüktől való függése információt ad a források térbeli elhelyezkedésével kapcsolatban. Nézzünk egy egyszerű példát! Töltsék ki a források a teljes teret egyenletesen, és legyen minden forrás egyforma fényességű! Ez esetben a legfényesebbnek látszó forrás van hozzánk legközelebb. A négyszer halványabb források kétszer messzebb vannak, de mivel a kétszer nagyobb sugarú gömb térfogata nyolcszor nagyobb, ezért a négyszer halványabb források száma átlagosan nyolcszor több. A kitevőben lévő kettes és hármas eredményeképpen logaritmikus ábrázolásnál a jelenséget egy mínusz háromkettő meredekségű egyenes jól közelíti.



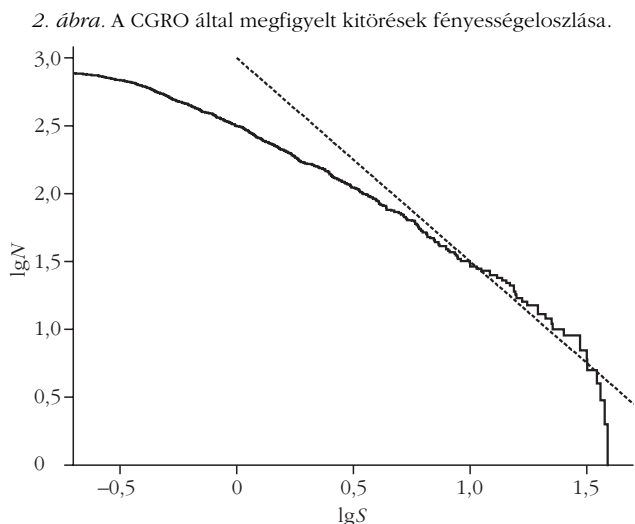
1. ábra. A gammakitörések eloszlása az égbolton egyenletes.

A gammakitörések égi eloszlását a gammatartományban észlelő Compton-műhold (Compton Gamma-Ray Observatory, CGRO) mérte meg pontosabban (1. ábra). Ez az eloszlás egyenletesnek mutatkozott az égbolton, és ez ellentmondott a galaktikus eredetnek. Ugyanis, ha a források nagy része a teljes galaxisban található, akkor a galaxis síkjának látszania kellene az égi eloszláson. Ennek ellenére egészen 1996-ig tartotta magát az a hipotézis, hogy a gammakitörések a kiterjedt galaktikus hálóból erednek.

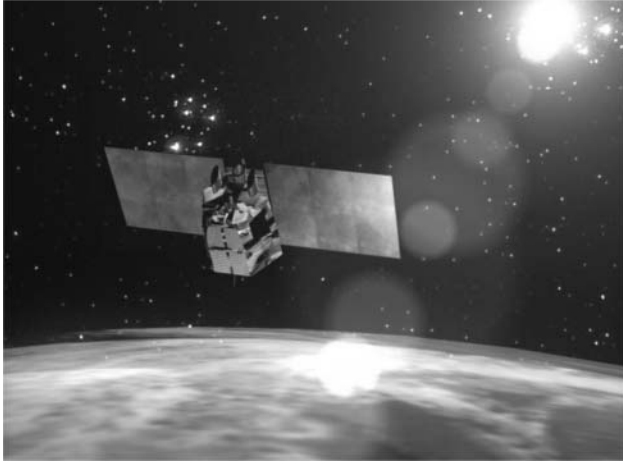
Ha a források egyenletesen oszlanak el az égen, akkor csak három térrész képzelhető el a források eredetére:

- A Naprendszerhez közeli tér.
- A fényes csillagokhoz hasonlóan egy néhány tucat, legfeljebb néhány száz parszek sugarú térrész.
- Száz megaparszek vagy annál lényegesen nagyobb sugarú tartomány.

A háromféle eredet között segít választani a fényességeloszlás ábrája, az úgynevezett $\lg N - \lg S$ diagram. A 2. ábra mutatja közel ezer kitörés látszó fényesség sze-



2. ábra. A CGRO által megfigyelt kitörések fényességeloszlása.



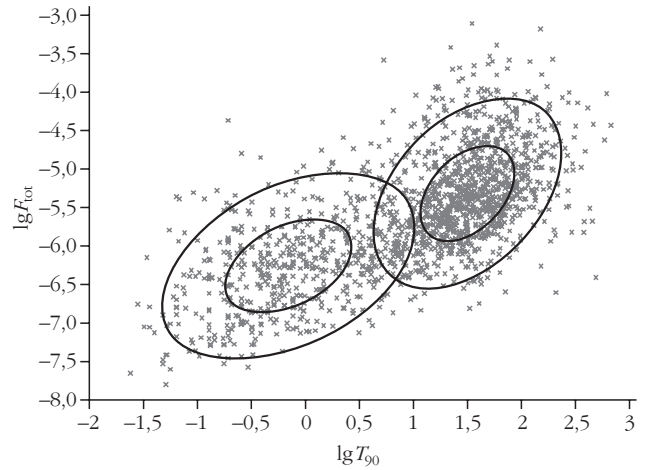
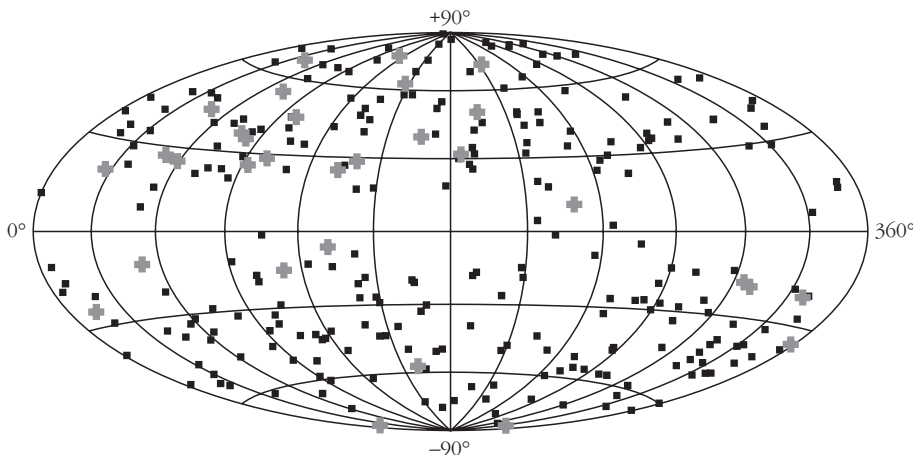
3. ábra. Az olasz–holland BeppoSax műhold.

rinti kumulatív eloszlását [2]. A függvény értéke megmutatja, hogy hány kitörést figyeltünk meg adott idő alatt, amely az adott S fényességnél fényesebb volt.

Euklideszi tér és homogén térbeli eloszlás esetén a már az előzőekben leírt okok miatt egy körülbelül $-1,5$ meredekségű egyenest (szaggatott vonal a 2. ábrán) kell kapnunk a log-log ábrán. Ez csak a fényes kitörésekre igaz a gammakitörések esetén. A halvány kitörések hiányát persze lehetne magyarázni elnyeléssel, de csillagászati megfigyelésekből tudjuk, hogy sem a Naprendszer közelében, sem a néhány száz parszekes környezetünkben nincs lényeges elnyelő anyag.

Mindezek alapján nyilvánvalóan csak a harmadik eset lehetséges. Ugyanis euklideszi térben levő homogén eloszlás esetén mindig igaz a mínusz másfeles törvény. Tudjuk viszont, hogy világunk nem euklideszi, hanem a tér, pontosabban a téridő görbült. A kozmológiai megoldások valóban megmagyarázhatják a mért $\lg N - \lg S$ eloszlást [2]. Azonban ehhez a kitörések forrásait a legtávolabbi kvazárok távolságáig kell elképzelnünk. Ez annyira hihetetlennek tűnt, hogy a tudós társadalom legalább fele inkább egyre extrémebb elméletek kidolgozásán fáradozott a galaktikus haló kiterjesztésére.

5. ábra. A közel 300 ismert távolságú gammakitörés helyzete az égen (kis négyzetek), valamint a $z \sim 2$ távolságban levők (nagy keresztek).



4. ábra. A gammakitörések időtartama és a kibocsátott teljes energia közötti összefüggés eltérő a hosszú és a rövid kitörésekre. A két ellipszis dőlésszöge más.

Tették ezt egészen 1997-ig, az első gammakitörés utófényének, vagyis forrásának azonosításáig. Ugyanis az olasz–holland BeppoSax műhold (3. ábra) ekkor figyelte meg az első olyan gammakitörést, amelynek gazdagalaxisát is sikerült azonosítani. Azóta több mint 300 kitörés távolságát ismerjük. Ezekre a kitörésekre cikkünkben még visszatérünk.

Fontos kérdés volt, hogy a kitörések felosztásának rövid (2 másodpercnél rövidebb) és hosszú gammakitörésekre, van-e valami fizikai jelentése. Azaz a létrehozó mechanizmus különbözik-e a kitörések két fajtájára. Balázs Lajos vezetésével a magyar csoport megmutatta, hogy a rövid kitörések időtartama más összefüggésben van a kibocsátott összenergiával, mint a hosszú kitöréseké [3]. Ez a 4. ábrán az ellipszisek más dőlésszögében mutatkozik meg, és ez egybevágott más kutatók állításaival, miszerint a két kitöréstípus fizikája eltér egymástól.

Kutatócsoportunk hasonló eredménye volt annak kimutatása, hogy a hosszú kitörések égbolton való egyenletes eloszlásával ellentétben a rövid gammakitörések égi eloszlása nem egyenletes [4]. Ennek oka feltehetően az, hogy a megfigyelt rövid kitörések koz-

mológiai értelemben közelebb helyezkednek el, mint a hosszú kitörések. Valóban a hosszú gammakitörések nagy vöröseltolódásúak (z akár 6-7 is lehet), míg a rövid kitörések többsége $z = 1$ -nél közelebb található.

A több mint 300 ismert vöröseltolódású kitörést megvizsgálva azt találtuk, hogy a $z = 1,6-2,1$ távolságban levő kitörések az égbolton nem egyenletesen oszlanak el. A pozíciók fele az égbolt egy hatodán található. Ennek a véletlen előfordulási valószínűsége 0,00001. Legközelebb

bitárs-tesztekkel ez a valószínűség 10^{-6} -nak adódott [5, 6]. Tehát a talált effektus 6 kilencesre szignifikáns. Az elmúlt évtizedekben több úgynevezett nagy falat is felfedeztek Világegyetemünkben. A nyolcvanas években egyszerűen csak Nagy Falnak nevezett, galaxis-halmazokból álló alakzat hosszúsága elérte az 500 millió fényévet. 2003-ban a Sloan Digitális Égboltfelmérési Program (Sloan Digital Sky Survey, SDSS) keretében fedeztek fel egy 1,4 milliárd fényév méretű képződményt a később Sloan Nagy Falnak nevezett alakzatot [7]. Ez a méret ellentmondani látszik az egyik alapvető kozmológiai elvnek, a homogenitás elvének, azaz, hogy a Világegyetemben az anyag nagy skálán egyenletesen oszlik el. Természetesen kérdés, hogy ez a nagy skála mekkora. Többek szerint a skála mérete nem lehet nagyobb mint egymilliárd fényév. Még jobban sérti ezt az elvet a 2012-ben felfedezett Nagy Kvazár Csoport (Huge-LQG), amely legnagyobb mérete közel 4 milliárd fényév. Ha az 5. ábrán mutatott struktúra valós, akkor a mérete 7-8-szorosan meghaladja a Sloan Nagy Fal és kétszeresen a Nagy Kvazár Csoport méretét.

KÁOSZ A FUTÓSZALAGON

Sándor Bulcsú, Néda Zoltán

Babeş-Bolyai Tudományegyetem, Fizika Kar, Kolozsvár, Románia
Edutus Főiskola, Műszaki Intézet, Tatabánya

Járai-Szabó Ferenc

Babeş-Bolyai Tudományegyetem, Fizika Kar, Kolozsvár, Románia

Tél Tamás

Eötvös Loránd Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Tanszék

A rugó-tömb modellek dinamikájában észlelt komplexitás a sűrűlódási erők sebességfüggésének tulajdonítható. A legegyszerűbb sebességfüggés esetén is a tapadási sűrűlódási együttható maximális értéke nagyobb a csúszási sűrűlódási együtthatónál, így egy felülettel érintkező és vonatszerűen húzott rugó-tömb lánc dinamikája nemlineáris, „csúszó-tapadó” típusú lavinaszerű dinamikát produkál. Földrengések nagyság-eloszlását [1], a mágneses Barkhausen-zajt [2, 3], a Portevin–Le Châtelier-hatást [4], illetve közlekedési dugók kialakulását [5, 6] is sikeresen modellezték már rugó-tömb láncokkal.

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

A kutatás az Európai Unió és Magyarország támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával a TÁMOP 4.2.4.A/2-11-1-2012-0001 azonosító számú *Nemzeti Kiválóság Program – Hazai hallgatói, illetve kutatói személyi támogatást biztosító rendszer kidolgozása és működtetése konvergencia program* című kiemelt projekt keretei között valósult meg.

A kutatáshoz előzményként kapcsolódik a TÁMOP 4.2.4.A/1-11-1-2012-0001 azonosító számú projekt, melynek megvalósulási ideje: 2012. szeptember 1. – 2013. július 31.

Köszönetünket fejezzük ki a Collegium Talentum által nyújtott szakmai támogatásért.

Irodalom

- Balázs L. G.; Horváth I.; Kelemen J.: Gammakitörések. *Fizikai Szemle* 61/11 (2011) 371.
- Horváth I.; Mészáros P.; Mészáros A.: Cosmological Brightness Distribution FITS of Gamma-Ray Burst Sources. *Astrophysical Journal* 470 (1996) 56–62.
- Balázs, L. G.; Bagoly, Z.; Horváth, I.; Mészáros, A.; Mészáros, P.: On the difference between the short and long gamma-ray bursts. *Astronomy and Astrophysics* 401 (2003) 129–140.
- Vavrek, R.; Balázs, L. G.; Mészáros, A.; Horváth, I.; Bagoly, Z.: Testing the randomness in the sky-distribution of gamma-ray bursts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 391 (2008) 1741–1748.
- Horváth, I.; Hakkila, J.; Bagoly, Z.: *The largest structure of the Universe, defined by Gamma-Ray Bursts*. 7th Hunstville Gamma Ray Burst Symposium. GRB 2013. paper 33 in Conf. Proc. C1304143
- Horváth, I.; Hakkila, J.; Bagoly, Z.: Possible structure in the GRB sky distribution at redshift two. *Astronomy & Astrophysics* 561 (2014) L12.
- Gott J. R.; Juroc, M.; Schlegel D.; et al.: A map of the Universe. *The Astrophysical Journal* 624 (2005) 463–484.

Internetcímek

<http://www.konkoly.hu/HEART/>

<http://swift.gsfc.nasa.gov/>

<http://fermi.gsfc.nasa.gov/>

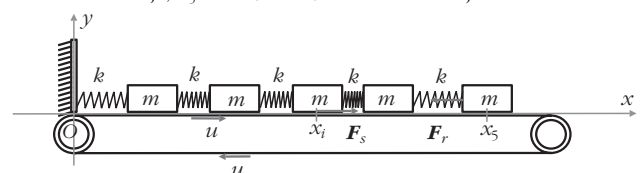
<http://www.glast.stanford.edu/mission.html>

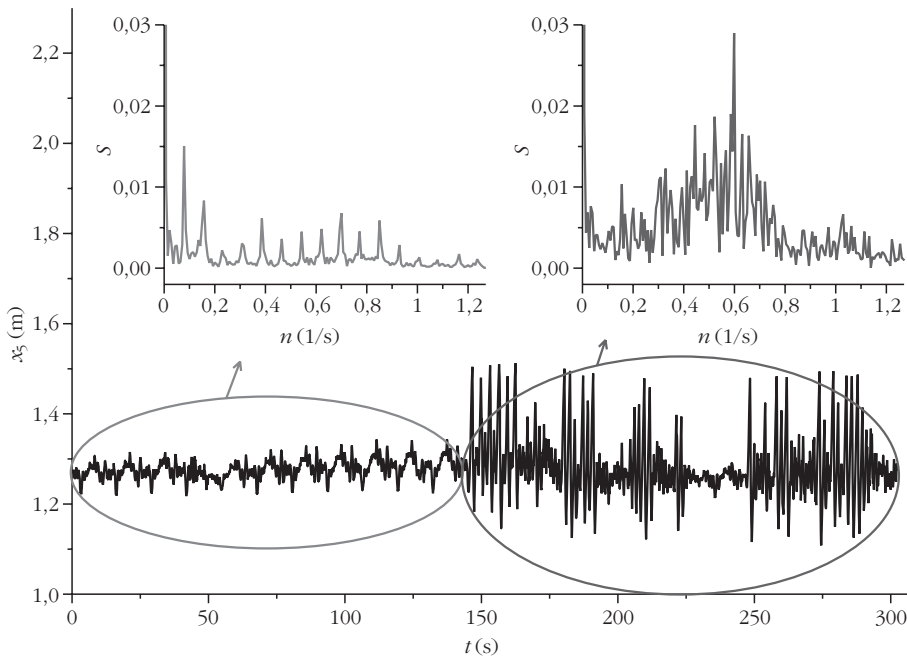
https://en.wikipedia.org/wiki/Hercules-Corona_Borealis_Great_Wall

Itt egy hasonló rendszert vizsgálunk: téglatest alakú tömböket rugókkal láncszerűen összekapcsolunk, majd az így kapott láncot a földhöz képest állandó u sebességgel haladó futószalagra helyezük úgy, hogy a rugó-tömb lánc egyik végét a földhöz viszonyítva egy rugóval rögzítjük (1. ábra). Ez a rendszer egyenértékű egy olyan rugó-tömb láncsal, amelyet az első testhez rögzített rugón keresztül húzunk egy vízszintes felületen.

A futószalag elindítása után az első rugó megnyúlik, majd megcsúszik az első test, és ezt követően hasonló módon a többi is. A testek mozgásának

1. ábra. A tanulmányozott rendszer vázlata: öt testből álló rugó-tömb lánc a futószalagra helyezve. A használt lényeges fizikai mennyiségek jelölése: u a szalag sebessége, k a lineáris rugóállandó, m a testek tömege, F_r a rugóerő, F_s a sűrűlódási erő, x_i az i -edik test koordinátája, x_5 az 5. (utolsó) test koordinátája.



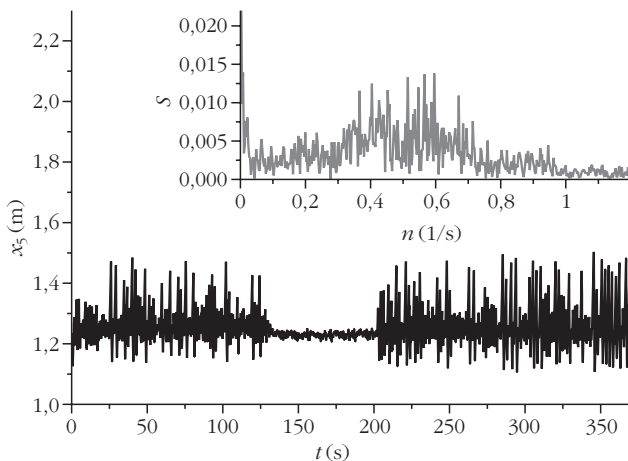


2. ábra. A lánc hossza az idő függvényében, $u = 0,28$ m/s-os szalagsebesség esetében, valamint a különböző típusú dinamikához tartozó idősor-intervallumok Fourier-transzformáltjainak $S(v)$ teljesítményspektruma. Az első tartományban a dinamika periodikus, míg a másodikban rendezetlen, kaotikus mozgást látunk.

komplexitása a súrlódási erő sebességfüggésének és a rugók által közvetített feszültségek összjátékának tulajdonítható. Mivel a súrlódási erők nemlineárisak, egy aránylag kevés testből álló rendszer dinamikája már az elindítást követően rövid idő után nagyon bonyolulttá válik.

Kísérletünk a „vonat modell” néven ismert rendszer egy gyakorlati megvalósítása [7, 8], amelyre a már létező elméleti és kísérleti eredmények jó kiindulási alapot szolgáltatnak. Számos súrlódási erő-modellt alkalmazva kimutatták, hogy két test esetében a rendszer mozgása lehet kaotikus, periodikus és kváziperiodikus is a paraméterek függvényében. Az általunk

3. ábra. A lánc hossza az idő függvényében, $u = 0,22$ m/s-os szalagsebesség esetében, valamint teljes idősor Fourier-transzformáltjának $S(v)$ teljesítményspektruma. Megfigyelhető, hogy egymás után változnak a nagy, majd kis és újból nagy amplitúdójú tartományok. Ezt a jelenséget intermittenciának nevezzük. Az egész időintervallumra vonatkozó Fourier-transzformált is kaotikus mozgásra utal.



tanulmányozott rendszer azonban néhány tulajdonságában és a kapott eredmények tekintetében mégis újnak tekinthető. A szakirodalomban elsősorban egészen kis rendszereket (egy, kettő, illetve három testből álló), valamint kifejezetten nagy (ötven, vagy több száz testből álló) rendszereket tanulmányoztak kísérletileg és számítógépes szimulációk segítségével. Itt a közepes méretű rendszerek tanulmányozását célozzuk meg, ahol egyszerre van jelen a nagy rendszerekre jellemző kritikus önszerveződés és kis rendszerekben tapasztalható kaotikus dinamika. Megmutatjuk, hogy a szalag sebességének függvényében a rendszer sokféle kaotikus és kollektív viselkedési formát mutat.

Kísérleti eredmények

Kísérleti berendezésünk egyszerű és olcsó. Fából készült tömböket hasonló rugókkal kötünk össze és az így kapott láncot egy edzőteremben levő futópadra helyezük, amelynek u sebessége szabályozható (1. ábra). A rugó-tömb lánc mozgását a futópád fölé szerelt videokamerával rögzítjük és a felvételeket digitálisan feldolgozzuk. A fehérre festett utolsó test középpontjának $x_5(t)$ koordinátáját az idő függvényében képkockánként meghatározzuk, amely által megkapjuk a lánc hosszának időbeli fluktuációját. Kísérleteink azt sugallták, hogy az $N = 5$ testből álló rendszer érdekes intermittens dinamikát mutat, ahol váltakozik a nagy amplitúdójú, rendezetlen és a kis amplitúdójú, periodikus viselkedés, lásd a 2. és 3. ábrán az $x_5(t)$ idősorokat. Az ábrákon feltüntetett idősorok intervallumonként számított Fourier-transzformáltjának $S(v)$ teljesítményspektruma is szépen mutatja ezt az intermittens típusú viselkedést.

Mivel a kísérletek során a futópád adott hosszúsága miatt nem volt lehetőségünk hosszabb rugó-tömb láncokat tanulmányozni, illetve a szalag sebességét megfelelően változtatni, a rendszer viselkedését alaposabban egy realiztikus modellen keresztül, számítógépes szimulációk segítségével tanulmányoztuk.

A modell

A modellben realiztikus, kísérletileg mért paramétereket használunk, lerögzítjük a tömbök m tömegének, a k lineáris rugóállandónak és a rugók egyensúlyi l

hosszának megfelelő paramétereket ($m = 1$, $k = 1$, $l = 50$), és annak érdekében, hogy a dimenziótlan paraméterek megfeleljenek a kísérletben mért mennyiségeknek, a következő egységeket alkalmazzuk: $[m] = 0,1158$ kg a tömegre, $[k] = 19,8$ N/m a rugóállandóra, és $[l] = 1,4 \cdot 10^{-3}$ m a hosszúságra. Az idő, sebesség és az erő egységei dimenziális megfontolások alapján pedig $[t] = ([m]/[k])^{1/2} = 0,0765$ s, $[u] = [l]/[t] = 0,0183$ m/s és $[F] = [k] \cdot [l] = 0,0277$ N lesznek.

A szakirodalomban használt bonyolultabb modellek [7, 8] helyett a súrlódási erőre az egyszerű Coulomb-típusú modellt használjuk. Ennek értelmében a testek a szalaghoz képest nyugalomban maradnak mindaddig, amíg a rájuk ható F külső erő el nem éri az F_t tapadási súrlódási erő maximumát. Ezt követően megcsúsznak és az $f_s F_t$ csúszási súrlódási erő jelenlétében csúsznak a szalagon. Az f_s mennyiség a csúszási és tapadási súrlódási erő arányát jelöli. Az általunk használt szalag esetén $f_s \approx 0,45$, a továbbiakban ezzel az értékkel fogunk számolni. Hasonlóképpen, a tapadási súrlódási együtthatóra a kísérletnek megfelelő $F_t = 71,4$ értéket (dimenziótlan egységekben) használjuk.

A súrlódási erő ezek alapján a következőképpen írható fel:

$$F_s(v_r, F) = \begin{cases} -F, & \text{ha } v_r = 0, |F| < F_t, \\ -\text{sgn}(v_r) f_s F_t, & \text{ha } v_r \neq 0, \end{cases} \quad (1)$$

ahol v_r a testek szalaghoz viszonyított relatív sebessége.

Ahhoz, hogy elkerüljük a testek ütközését, lineáris rugóerők helyett a valódihoz hasonló $F_r(\Delta l)$ profilú rugóerőket vezetünk be a 4. ábrának megfelelően. Ha a rugó nagyon össze van nyomódva, vagy nagyon meg van nyúlva, a deformációval exponenciálisan növekvő rugóerő jelenik meg.

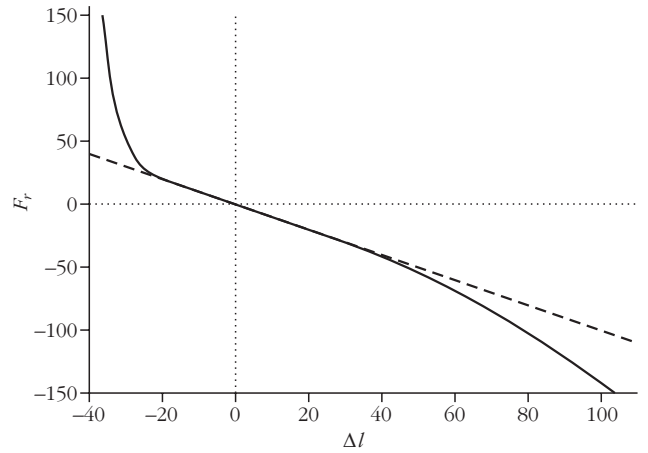
Ezek alapján a láncban levő i -edik testre a földhöz viszonyított vonatkoztatási rendszerben felírható mozgásegyenlet:

$$\ddot{x}_i = F_r(\Delta l_-) - F_r(\Delta l_+) + F_s[v_{ri}, F_r(\Delta l_-) - F_r(\Delta l_+)], \quad (2)$$

ahol $\Delta l_- = x_i - x_{i-1} - l$ és $\Delta l_+ = x_{i+1} - x_i - l$.

A csúszó-tapadó dinamikát egy test esetében analitikusan is lehet tanulmányozni [9–11] (ideális rugókat használva), de hosszabb láncokra a rendszer dinamikáját csak a fenti egyenletrendszer numerikus integrálásával kaphatjuk meg. A $t = 0$ kezdeti időpillanatban a rugók nyújtatlanok ($\Delta l_i = 0$), és a testek a futószalaghoz képest nyugalomban vannak ($v_{ri} = 0$). A szalag elindításával így kezdetben vele együtt mozognak, majd a rugóerők hatására rendre megcsúsznak. Ha a szalaghoz viszonyított relatív sebességük nullára csökken, újból megállnak. Ezt a megállási feltételt numerikusan a relatív sebesség előjelváltásával ellenőrizzük. A rendszer lényeges szabad paraméterei a szalag u sebessége és a láncban levő testek N száma.

A rugó-tömb lánc dinamikájának rendezetlenségét az N testből álló lánc teljes hosszának fluktuációjával



4. ábra. Az F_r rugóerő a Δl összenyomódás/megnyúlás függvényében, dimenziótlanított változókkal. Szaggatott vonallal egy ideális rugóerőt ábrázoltunk, folytonos vonallal pedig az általunk használt valóságghűbb, exponenciálisan korrigált rugóerőt.

is jellemezzük. Mivel a lánc hosszát az N -edik test x_N koordinátája jellemzi, a rendszer rendezetlenségét jellemző r paramétert az x_N szórása fogja megadni:

$$r = \frac{\sqrt{\langle x_N^2 \rangle - \langle x_N \rangle^2}}{\langle x_N \rangle}. \quad (3)$$

Itt $\langle x \rangle$ jelöli az x mennyiség időátlagát. Tehát az r rendezetlenségi paraméter nagy értékei esetén a rendszer dinamikája nagy fluktuációkkal jellemezhető, míg kis értékek esetén csupán kis fluktuációkkal jellemzett rendezett viselkedést látunk.

Numerikus eredmények

A több testből álló rendszer dinamikájának jobb megértéséhez tekintsük először az $N = 1$ test esetét. (A harmonikusan gerjesztett rugó-tömb rendszer dinamikájának részletes tárgyalását lásd a [9]-ben!) Könnyen belátható, hogy a kezdőfeltételektől függően az egy testből álló rendszer dinamikája csúszó-tapadó, vagy egyszerűen csúszó típusú lehet.

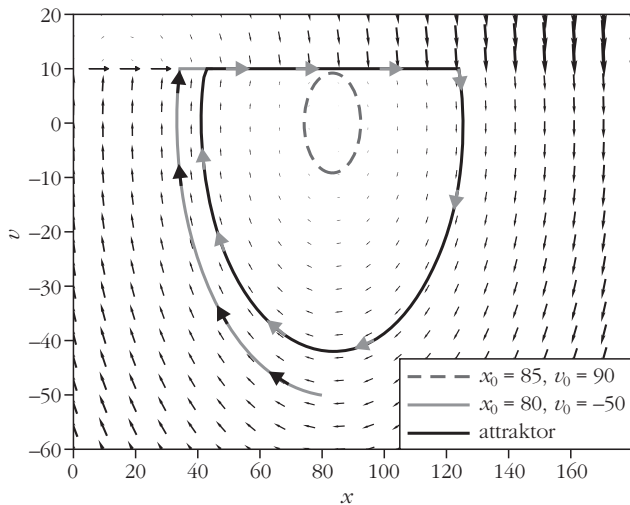
Tiszta csúszó típusú dinamika esetén a testre az állandó, $F_s = f_s F_t$ csúszási súrlódási erő hat, amely ez esetben a test relatív sebességétől teljesen független. Ez kis amplitúdójú rezgéshez vezet, ebben a tartományban még közel lineáris a rugóerő, így a mozgásegyenlet megoldható a következő dimenziótlan alakban:

$$\ddot{x} = -(x - l) + F_s. \quad (4)$$

Tehát a rendszer dinamikája egyenértékű egy súrlódásmentesen mozgó oszcillátoréval, amelynek egyensúlyi állapota el van tolva $\Delta x = F_s \approx 32,1$ hosszúságegységgel:

$$\ddot{x}' = -(x' - l), \quad (5)$$

ahol $x' = x - \Delta x$.



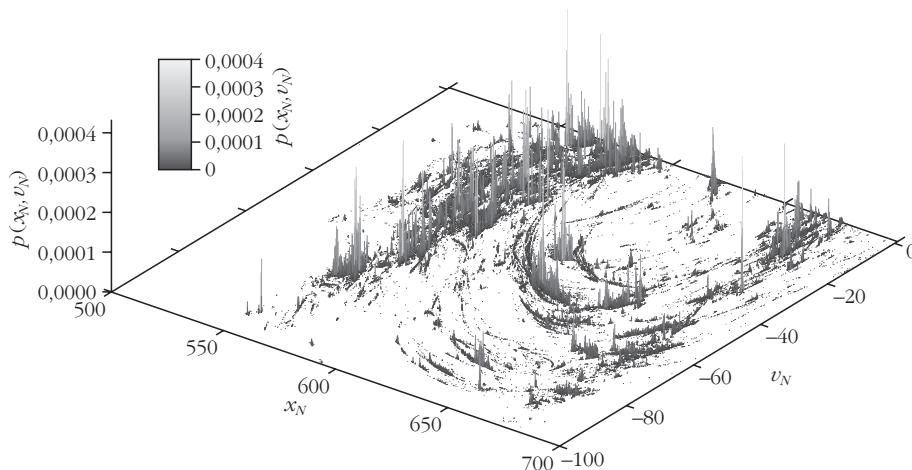
5. ábra. Különböző kezdeti állapotból indított trajektóriák a $\{x, v\}$ fázistérben. A kezdeti koordináta és sebesség az ábrán van bejelölve a megfelelő görbével együtt. A szalag sebessége $u = 10$.

Az 5. ábrán a rendszer $\{x, v\}$ fázisterét ábrázoltuk, berajzolva néhány különböző kezdeti állapotból indított trajektóriát. A nyilak egy négyzetrácsra vannak helyezve. A vektor iránya megadja a támadáspontban lévő fázispont fázistérbeli mozgásának irányát, nagysága pedig a fázistérben értelmezett sebességét.

Kis megnyúlások esetén az általunk definiált exponenciális rugóerő helyettesíthető lineáris rugóerővel, így a szalag kis sebességei esetén (!) jó közelítéssel megadhatjuk a tiszta csúszó típusú dinamikához tartozó kezdőfeltételek halmazát. A testre akkor hat a tapadási súrlódási erő, ha a v , szalaghoz viszonyított relatív sebessége 0-ra csökken, azaz ha a földhöz viszonyított vonatkoztatási rendszerben a test sebessége eléri a szalag sebességét ($v = u$). Tiszta csúszó dinamikát akkor kapunk, ha $v < u$ a mozgás során. Az analóg súrlódásmentes (konzervatív) rendszerben, ez a következő kezdeti állapotokra vonatkozó feltételhez vezet:

$$(x_0 - \Delta x - l)^2 + v_0^2 < u^2, \quad (6)$$

6. ábra. A természetes eloszlás (az x_N, v_N pont megtalálhatósági valószínűség-sűrűsége) az $x_2 = 304,3$ Poincaré-metszeten, $u = 1$, $N = 5$. A jobb láthatóság érdekében a $0 < v_N \leq u$ keskeny tartományt (amely tartalmazza a szalaggal együtt haladást: $v_N = u = 1$) nem ábrázoltuk. A szálak szerkezetű eloszlás a rendszer kaotikus attraktorát szemlélteti ezen a metszeten.



ahol x_0 és v_0 a test kezdeti koordinátája és sebessége az eredeti, földhöz viszonyított koordinátarendszerben. A fenti feltétel egy ellipszist határoz meg a fázistérben. Ha kezdeti állapot ezen ellipszisen belül helyezkedik el (lásd a szaggatott vonallal ábrázolt trajektóriát az 5. ábrán), bár súrlódás van jelen, a rendszer konzervatívként kezelhető.

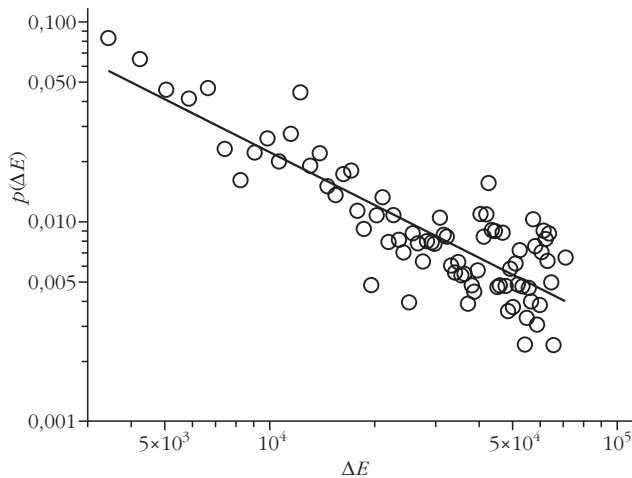
Ha a kezdőfeltételek az ellipszisen kívül esnek, akkor a mozgás csúszó-tapadó marad mindvégig. Ez a típusú dinamika egy határciklust határoz meg az $\{x, v\}$ fázistérben (fekete folytonos vonallal ábrázolt trajektória az 5. ábrán), tehát az ellipszisen kívül eső bármely kezdeti feltétellel indítva el a rendszert, a trajektória a határciklushoz konvergál (szürke folytonos vonallal ábrázolva), ami megadja a rendszer hosszú távú viselkedését. Érdekes módon ezen attraktor vonzó jellege csak a $v = 10$ -es egyenesnél mutatkozik meg. A szokásos fázistérbeli ábrákkal szemben a trajektóriák itt egymáson fekdühetnek, mert a dinamika itt többértékű: a $v = 10$ -es sebességhez különböző x koordináták tartozhatnak. Ez a Coulomb-súrlódás következménye. Ha nem vagyunk rajta az egyenesen, akkor újból konzervatív rendszerrel van dolgunk, tehát nem kell közeledjenek a nyilak a fekete görbe $v < 10$ -es, ellipszis alakú részéhez.

A kísérleteinkben kezdeti állapotban a testek a szalaghoz viszonyítva állnak, tehát elinduláskor vele együtt mozognak. Egy test esetében ez azt jelenti, hogy már kezdettől fogva rajta vagyunk az attraktoron (az $u = 10$ -zel jellemzett Ox tengellyel párhuzamos vonalon). (Érdeemes megemlíteni, hogy a valóságban a tiszta csúszó dinamika esetén a levegővel való súrlódás miatt a rendszer már nem tekinthető konzervatívna, így a határciklus helyett nagyon lassan egyetlen fixpontba csavarodnak be a trajektóriák, amelyek koordinátái $(x^*, v^*) = (l + \Delta x, 0)$. Ez megfelel a test új egyensúlyi pozíciójának.)

Most pedig nézzük meg, mi történik a kísérletnek megfelelő $N = 5$ test esetén. A szalag kis sebességei esetén ($u = 1$) a rendszer egyszerre mutat lavinaszerű

csúszásokat, ami a kritikus önszerveződés egyik jele és kaotikus dinamikát [14].

Az öt test koordinátái és sebességei által meghatározott fázistér tíz dimenziós. A rendszer dinamikáját ebben a tíz dimenziós térben mozgó karakterisztikus pont írja le. Elmetszve a fázisteret a második test egy adott koordinátája által meghatározott síkkal ($x_2 = 304,3$), majd levétítve azt az utolsó test fázissíkjára (x_N, v_N) Poincaré-metszetet kapunk [12]. Hosszú idejű futásokból meghatároztuk, hogy az egyes pontokat a rendszer milyen valószínűséggel látogatja meg, megszer-



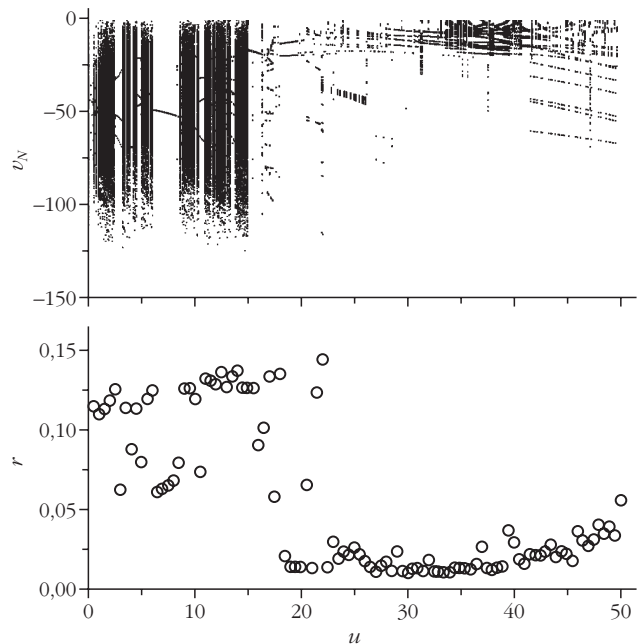
7. ábra. A lavinák során disszipált energia nagyságeloszlása logaritmikus tengelyeket használva. A lineáris viselkedés hatványfüggvény-eloszlásra utal, és a kritikus önszerveződés egyik jele.

kesztve az úgynevezett „természetes eloszlást” [13]. A kapott szálak szerkezet, amelyet a 6. ábrán szemléltünk a kaotikus dinamikára jellemző.

Ugyanezen paraméterek mellett a testek megcsúszásakor megjelenő lavinák során disszipált ΔE energia hatványfüggvényszerű eloszlása kritikus önszerveződésre utal (7. ábra). A lavinákat úgy értelmezzük, mint egy csúszási sorozatot, amely addig tart, amíg az összes test a szalaghoz viszonyítva újból megáll. A rugók potenciális energiája változását tekintjük egy lavina során disszipált energiának. Ezen lavinaszerű energiadisszipációt felhasználva lehet a rugó-tömb modelleket földrengések nagyságeloszlásának modellezésére is használni [1].

Nagyobb szalagsebességek esetén – egy kezdeti tranzienst kaotikus dinamika után – a rendszer kis amplitúdójú periodikus viselkedést mutat. A rendszerben kétféle aszimptotikus viselkedést figyelhetünk meg: kis sebességekre többnyire kaotikus dinamikát, míg nagy szalagsebességek esetén periodikus mozgást. Részletesebben tanulmányozva az r rendezetlenségi paraméter változását a szalagsebesség függvényében, a rendszer érdekes fázisátalakulás-szerű viselkedést mutat [14]. Kis sebességeknél nagy rendezetlenségi paraméter-értékeket kapunk, majd egy kritikusnak tekinthető sebesség felett ($u > 16,5$) r értéke hirtelen lecsökken a 8. ábra alsó diagramján látható módon.

Értelmezhetünk egy bifurkációs diagramot is a következőképpen: megmérjük az utolsó test sebességét akkor, amikor az áthalad egy lerögzített koordinátán egy adott irányban. Ezt a műveletet sokszor megismételve és kirajzolva a mért sebességeket a szalagsebesség függvényében, egy $v_N(u)$ pontsokaságot kapunk. Az így kapott diagramon (8. ábra felső diagramja) jól látható, hogy – a két fázisnak megfelelően – elkülöníthetünk egy többnyire kaotikus és egy periodikus tartományt. A kaotikus tartományokban az adott u sebességértékekhez tartozó hosszú folytonos sávokat láthatunk, míg a periodikus és kváziperiodikus tartományban a szalag különböző sebességeihez különálló pontok tartoznak. Periodikus dinamika esetén az utolsó



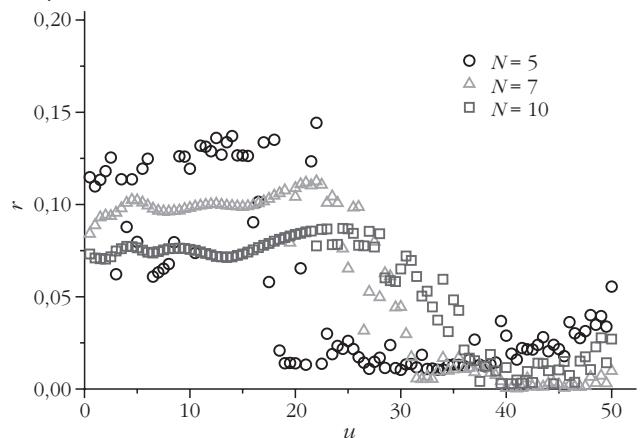
8. ábra. Lenti ábra: az r rendezetlenségi paraméter a szalagsebesség függvényében. Fenti ábra: a bifurkációs diagram a szalagsebesség függvényében (az ábra értelmezéséhez lásd a szöveget).

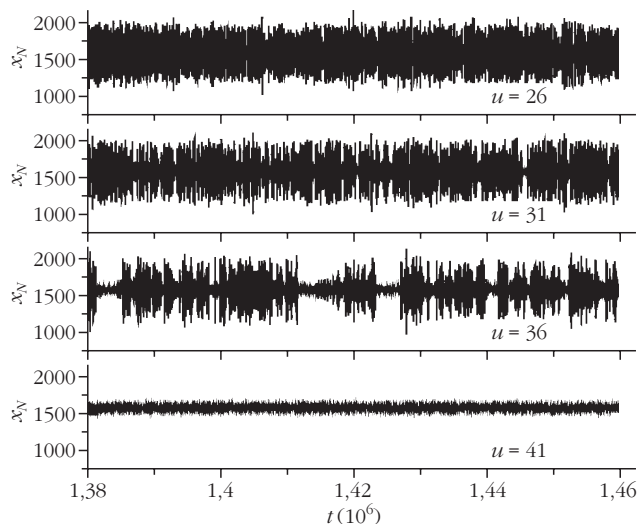
test tiszta csúszó, míg a többi test csúszó-tapadó dinamikát mutat. Ezen bifurkációs diagram összhangban van a rendezetlenségi paraméterre vonatkozó eredményekkel: ahol magas rendezetlenségi fokot mérünk, kaotikus típusú dinamikát sejtet a bifurkációs diagram.

A rendszerméret hatása

Numerikusan könnyen tanulmányozható az N rendszerméret hatása is. Az r rendezetlenségi paraméter változását nézve a szalag u sebességének függvényében azt tapasztaljuk, hogy a termodinamikai rendszerknél tapasztalt fázisátalakulásokkal ellentétben a rendszer méretének növelésével a hirtelen átmenet mindinkább kisimul (9. ábra). $N = 7$, valamint $N = 10$ test esetén már elég széles átmeneti tartományokat figyelhetünk meg, amelyben a rendezetlenségi paramé-

9. ábra. A rendezetlenségi paraméter a szalag sebességének függvényében különböző méretű rendszerek esetén.





10. ábra. A lánc hosszának változása az idő függvényében $N = 10$ tömb esetére és különböző u sebességekre. $u = 36$ esetére jól megfigyelhető a kísérleteinkben is tapasztalt intermittencia.

ter értéke nem ugrásszerűen változik. Érdekes módon ennek magyarázatát az intermittencia megjelenése adja. Intermittenciát az átmeneti zónában észlelhetünk, ugyanis a szalagsebesség növelésével a dinamika során egyre gyakrabban jelennek meg kis amplitúdójú fluktuációval jellemzett időintervallumok. Ezt a jelenséget szemléltetjük a 10. ábrán, ahol a lánc hosszának változását ábrázoltuk az idő függvényében $N = 10$ test esetében, növekvő sebességértékeket tekintve.

Következtetés

Egy futószalagra helyezett rugó-tömb rendszerrel könnyen illusztrálható a kaotikus viselkedés és önszerveződés megjelenése egy kontrollparamétert változtatva. A releváns kontrollparaméter a futószalag sebessége, ennek függvényében érdekes fázisátalakulás-szerű átmenetet találtunk. Kis sebességek esetén többnyire a nagy fluktuációkkal jellemzett kaoti-

kus mozgás dominál, nagy sebességek esetén pedig kis amplitúdójú periodikus dinamikát észlelünk. A nagy amplitúdójú fázisban egyszerre van jelen kaotikus dinamika és kritikus önszerveződés. A rendszer méretének növelésével a kisebb rendszerekre észlelt éles átmenet mindinkább elmosódik. Ez az érdekes jelenség annak tulajdonítható, hogy a tömbök számának növelésével az átmeneti tartományban egy intermittenciát mutató, mindinkább kiszélesedő tartomány jelenik meg. Ezen egyszerű rendszer tehát számos érdekes dinamikai jelenséget illusztrál, és jól alkalmazható a fizika oktatásában is.

Irodalom

1. R. Burridge, L. Knopoff: Model and theoretical seismicity. *Bull. Seism. Soc. Am.* 57(1967). 341–371.
2. K. Kovacs, Y. Brechet, Z. Neda: A spring-block model for Barkhausen noise. *Model. Simul. Mater. Sc.* 13/8 (2005) 1341–1352.
3. K. Kovacs, Z. Neda: Disorder-driven phase transition in a spring-block type magnetization model. *Phys. Lett. A* 361/1–2 (2007) 18–23.
4. M. A. Lebyodkin, Y. Brechet, Y. Estrin, L. P. Kubin: Statistics of the catastrophic slip events in the Portevin–Le Chatelier effect. *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 4758–4761.
5. F. Járai-Szabó, B. Sándor, Z. Neda: Spring-block model for a single-lane highway traffic. *Cent. Eur. J. Phys.* 9/4 (2011) 1002–1009.
6. F. Járai-Szabó, Z. Neda: Earthquake model describes traffic jams caused by imperfect driving styles. *Physica A* 391/22 (2012) 5727–5738.
7. M. de Sousa Vieira: Self-organized criticality in a deterministic mechanical model. *Phys. Rev. A* 46 (1992) 6288–6293.
8. M. de Sousa Vieira: Chaos and synchronized chaos in an earthquake model. *Phys. Rev. Lett.* 82/1 (1999) 201–204.
9. Csernák G., Stépán G.: Egy irreverzibilis mechanikai modell nemlineáris dinamikája. *Fizikai Szemle* 51/9 (2001) 279–282.
10. G. Csernák, G. Stepan: Symmetric and asymmetric motions of a harmonically driven dry-friction oscillator. In *Fifth EUROMECH Nonlinear Dynamics Conference: ENOC* (2005) 258–263.
11. Licskó G., Csernák G.: Káosz egy egyszerű száraz súrlódásos mechanikai rendszerben. In *XI. Magyar Mechanikai Konferencia*, 2011.
12. T. Tél, M. Gruiz: *Chaotic Dynamics: An Introduction Based on Classical Mechanics*. Cambridge University Press, 2006.
13. E. Ott: *Chaos in Dynamical Systems*. Cambridge University Press, 1993.
14. B. Sándor, F. Járai-Szabó, T. Tél, Z. Neda: Chaos on the conveyor belt. *Phys. Rev. E* 87 (2013) 042920.

57. Fizikatanári Ankét és Eszközbemutató

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

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

Az ankét 30 órás akkreditált továbbképzés.

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

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

ELFT Tanári Szakcsoportjainak vezetőiségei



FÉLVEZETŐ BIOMARKEREK VIZSGÁLATA ELSŐ ELVŰ SZÁMÍTÁSOKKAL

Somogyi Bálint

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Atomfizika Tanszék

Gali Ádám

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Atomfizika Tanszék
MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Szilárdtest-fizikai és Optikai Intézet

Az élő szervezetekben lejátszódó alapvető biológiai folyamatok természetének megértéséhez gyakran molekuláris szinten kell tanulmányoznunk azokat. Számos halálos vagy gyógyíthatatlan betegség hozható összefüggésbe rossz térszerkezetű fehérjékkel. Nagyon nagy jelentősége lenne, ha meg tudnánk érteni a betegségek fejlődését, és így információt nyernénk a gyógyítás lehetséges módjával kapcsolatban. E cél eléréseért meg kell határoznunk a különböző molekulák, fehérjék pozícióját a szervezetben.

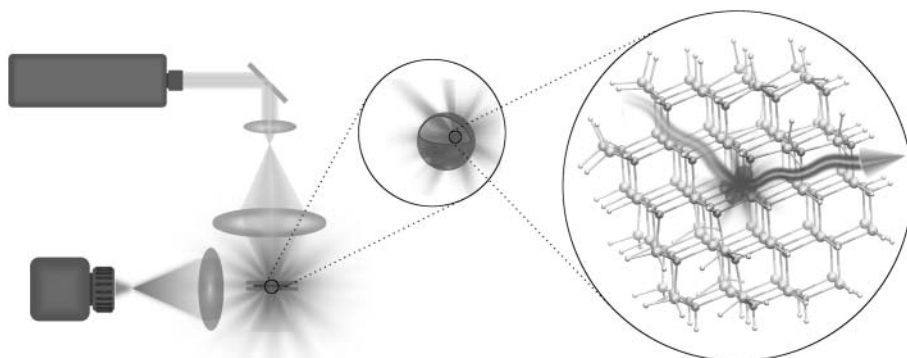
A molekulák detektálásának egyik, régebb óta nagy sikerrel alkalmazott módja a fluoreszcens mikroszkópia. A fluoreszcens mikroszkópia során a vizsgálni kívánt biológiai folyamatban fontos szerepet betöltő fehérjéhez egy – pár nanométeres átmérőjű – fluoreszcens részecskét (biomarkert) kapcsolnak kémiai úton. A fluoreszcens biomarkerek fénnel gerjeszthetők, és a gerjesztett állapotukból egy foton kibocsátásával relaxálódnak. Az emittált foton hullámhossza az adott biomarkerre jellemző, így a kibocsátott fény hullámhossz-specifikus detektálásával a biomarkerek és a hozzájuk kapcsolt molekulák helyzete meghatározható (1. ábra). Ha biomarker sokáig képes megőrizni kedvező optikai tulajdonságait, akkor a fluoreszcens detektálás megismételhető, és a vizsgálni kívánt molekula nyomon követhető.

A fluoreszcens biomarkereket két csoportba osztjuk felhasználásuk módjának szempontjából: laboratóriumi körülmények között, szövetmintákban (*in vitro*) és élő, emberi szervezetben (*in vivo*) is használhatjuk őket. Az *in vitro* módon felhasználni kívánt biomarkereknek jellemzően kevésbé szigorú követelményeknek kell megfelelniük, hiszen laboratóriumi körülmények között nagyon kis fényintenzitások detektálása sem okoz problémát, és a biomarker esetleges toxikussága sem jelent problémát, ameddig nincs közvetlen be-

folyással a vizsgálni kívánt folyamatra. Az *in vitro* fluoreszcens vizsgálati módszerek már széles körben elterjedtek, viszont az *in vivo* körülmények között is alkalmazható biomarkerek fejlesztése még mindig egy gyorsan fejlődő, fontos területe a nanotechnológiának. Egy *in vivo* területen felhasználni kívánt ideális biomarkernek a következő jellemzőkkel kell rendelkeznie: (i) Legyen biokompatibilis, tehát ne befolyásolja a vizsgálni kívánt biológiai folyamatot, és ne legyenek káros mellékhatásai. (ii) A hidrodinamikai átmérője legyen elegendően kicsi, hogy a szervezet ki tudja választani, így gyorsan ki tudjon ürülni a szervezetből. A kritikus átmérő körülbelül 5,5 nm. (iii) Oldódjon jól vízben. (iv) Legyen könnyen gerjeszthető, emissziós spektruma pedig legyen éles, nagy intenzitású. Az emissziós hullámhossz essen a közeli infravörös (Near Infrared – NIR) tartományba. Ezt a hullámhossz-intervallumot (700–1300 nm) gyakran közeli infravörös ablaknak nevezik, mivel itt az emberi test abszorpciója minimális. Előnyös, ha az egész intervallumot lefedő biomarkerek rendelkezésre állnak, hiszen a különböző emberi szövetek abszorpciója, szórása és saját fluoreszcens hullámhossza eltérő, valamint előnyös lehet egyszerre több hullámhosszon emittáló biomarkerek alkalmazása. (v) Fontos a kémiai és fotostabilitás.

Az első fluoreszcens biomarkerek szerves makromolekulák voltak. A fluoreszcens szerves molekulák talán legismertebb képviselője a zöld fluoreszcens fehérje (Green Fluorescent Protein – GFP), amit először medúzából sikerült izolálni. A GFP felfedezéséért Martin Chalfie, Osamu Shimomura és Roger Y. Tsien kémiai Nobel-díjat kapott 2008-ban. Azóta sok, ennél

1. ábra. A fluoreszcencia jelenségét kihasználó molekuláris szintű nyomkövetés sematikus ábrája. A vizsgálni kívánt szövetmintát (*in vivo* esetben élőlényt) megvilágítva a kibocsátott fényt frekvenciaszelektíven detektáljuk. A detektált fény forrása a sejtekbe juttatott fluoreszcens biomarker.



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

Az írásban közölt eredmények elérésében komoly érdemei vannak Vörös Mártonnak, Demján Tamásnak és Szilvási Tibornak.

Kutatásainkat az EU FP7 program keretében a DIAMANT, a K101819 és K106114 OTKA projektek, valamint az MTA Lendület program támogatták.

kedvezőbb tulajdonságokkal rendelkező szerves festékmolekulát is felhasználtak már biomarker alkalmazások megvalósítására, a FITC (fluorescein isothiocyanate) és az IgG (Immunoglobulin G) két tipikus példa. A hagyományos szerves és fehérje alapú fluoreszcens molekulák ugyanakkor számos kedvezőtlen tulajdonsággal is rendelkeznek: nagy intenzitás kell a gerjesztésükhöz, fluoreszcens intenzitásuk általában gyenge, kémiai szerkezetük fény hatására könnyen megváltozik, így gyorsan elvesztik fluoreszcens tulajdonságukat. Sok szerves fluoreszcensről kiderült, hogy enyhén vagy erősebben toxikusak. Ezen hátrányos jellemzők miatt a tudományos érdeklődés egyre inkább a szervesetlen félvezető nanokristályok felé fordult. Többféle típusú szervesetlen félvezető anyagból sikerült fluoreszcens kvantumpöttyöket (quantum dot – QD) előállítani [2], a legfontosabbak ezek közül a CdSe, ZnS, CdTe, InP, InAs, PbS és a PbSe. Ezeket a kvantumpöttyöket széles abszorpciós spektrum jellemzi, fluoreszcens spektrumuk éles, az emittált fotonok hullámhossza pedig kvantumpöttyök méretével hangolható. A kvantumpöttyök további nagy előnye a szerves biomarkerekhez képest, hogy kémiai és fotofizikai hatásokkal szemben ellenállóbbak, fluoreszcens képességük nagy intenzitású megvilágítás esetén sem csökken, tehát optikai tulajdonságaik és stabilitásuk alapján jelentős előrelépésnek tekinthetők a szerves fluoreszcens molekulákhoz képest [2]. Azonban a szervesetlen kvantumpöttyök sem tekinthetők ideálisnak az *in vivo* biomarker-alkalmazások szempontjából. A fluoreszcens hullámhossz a kvantumpöttyök átmérőjének függvénye, a felsorolt vegyületek közül csak az InP, InAs, PbS és PbSe kvantumpöttyök emittálnak az NIR tartományban [2], ha átmérőjüket a kritikus 5,5 nm-es határnál kisebbre választjuk. Ezek a szervesetlen nanokristályok nem oldódnak vízben, ezért felületüket speciális módon kezelni kell. Az oldhatóság elérése érdekében szerves molekulákat kapcsolnak a nanokristályok felszínéhez, ennek következményeként azonban a hidrodinamikai átmérőjük megnő. A kvantumpöttyök egy másik kedvezőtlen tulajdonsága, hogy gyakran villognak – azaz fluoreszcens intenzitásuk ingadozik az idő függvényében –, elrontva ezzel a fluoreszcens képalkotás minőségét. A felsorolt

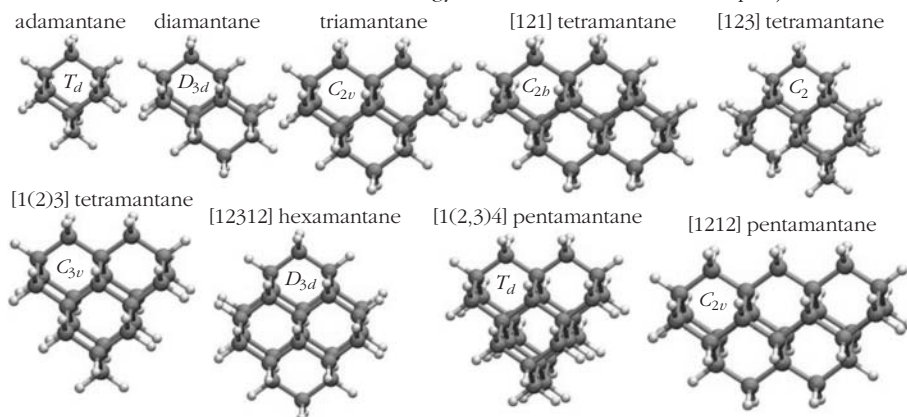
félvezető vegyületekből felépülő nanokristályok utolsó, talán legjelentősebb kedvezőtlen tulajdonsága, hogy mindegyikük tartalmaz valamilyen erősen toxikus elemet, a kadmium, indium, arzén és ólom szervezetbe kerülését mindenképpen el kell kerülni. A mérgező elemekből felépülő nanokristályok toxicitásáról jelenleg keveset tudunk, így ez napjainkban még erősen kutatás alatt álló téma. Több cikk jelent meg, amely mérgező ionok kiválásáról számol be, de vannak olyan tanulmányok is, amelyek szerint a nanokristályok biológiailag inerteek, annak ellenére, hogy mérgező elemekből épülnek fel. Általánosan elfogadott nézet, hogy egy adott vegyületből felépülő nanokristály toxicitását is nagyon sok tényező befolyásolja, többek között mérete, töltése, fotostabilitása, oxidációs hajlama és környezetének kémiai összetétele is. A nanokristályok biokompatibilitásának vizsgálata és javítása fontos kutatási irány a nanotechnológiában. A nanokristályok toxicitásának csökkentésére gyakori megoldás, hogy felületükre biokompatibilis (vagy kevésbé toxikus) réteget növesztenek, de ez szintén nagyobb hidrodinamikai átmérőt (jellemzően > 10 nm) eredményez.

IV. főcsoportba tartozó félvezető biomarkerek

Kutatásunk során szilíciumkarbid (SiC) és gyémánt nanokristályokkal kapcsolatban végeztünk vizsgálatokat. A SiC az utóbbi időben nagy figyelmet szerzett, mint ígéretes biokompatibilis anyag, porózus SiC-ot használnak például mesterségescsont-implantátumokban. Nem túl régen derült ki, hogy köbös szerkezetű 3C-SiC nanokristályok állíthatók elő porózus 3C-SiC felhasználásával. Az így előállított nanokristályok mérete 6 nm-től egészen az 1 nm-es átmérőnél is kisebb tartományig oszlott el. A SiC nanokristályok esetében a fluoreszcencia hullámhossza a nanokristály méretének és a felületen létrejövő kémia kötéseinek is függvénye, az eddig előállított SiC nanokristályok esetében a 450–550 nm-es tartományba esik az emissziós spektrum csúcsa. Ugyan a tömbi SiC bioinert anyagnak tekinthető, azonban a SiC nanokristályok biokompatibilitása még nem teljesen tisztázott, de az eddigi kutatások eredményei biztatóak. Figyelembe véve, hogy a

SiC nanokristályok kis méretűek és vízben jól oldódnak, elmondhatjuk, hogy kifejezetten ígéretes biomarkerjelöltek. Fluoreszcens spektrumuk viszont nem felel meg az *in vivo* alkalmazások követelményeinek. Az emittált fény hullámhosszát elegendő mértékben megnövelve (NIR tartomány) közel ideális tulajdonságokkal rendelkező fluoreszcens biomarkereket hozhatnánk létre. A nanokristályok felületének kémiai kezelésével az emittált fény hullámhossza hangolha-

2. ábra. A kémiai úton előállítható gyémántocskák és szimmetriacsoportjaik.

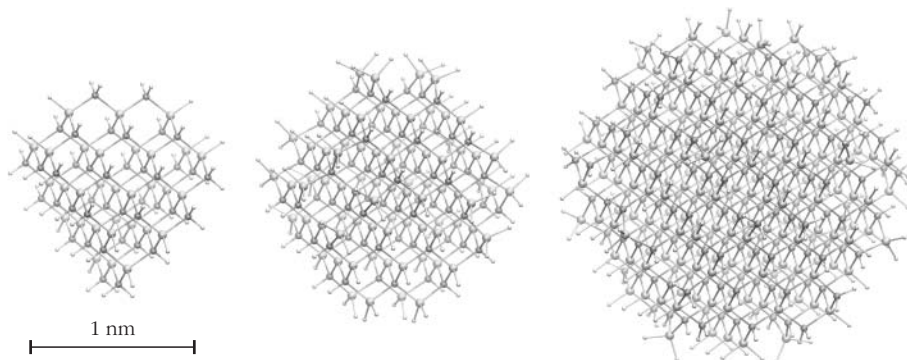


tó, a [4] hivatkozásban arról számolnak be, hogy a felületen kialakuló Si=O és C=O kettős kötések jelentős hatással vannak a nanokristály optikai tulajdonságaira, és a nagyobb hullámhosszak irányába tolják el az abszorpció és emissziós spektrumot. Egy másik lehetőség a közeli infravörös emissziós spektrum elérésére, ha színcentrumokat hozunk létre a nanokristályokban. Tömbi szilíciumkarbidban számos, az infravörös ablakban emittáló ponthiba ismert, mint például a szilícium-vakancia, -divakancia, illetve különböző átmeneti fémekhez kapcsolható ponthibák. Kutatásunk során megvizsgáltuk ezen ponthibák hatását az 1-2 nm átmérőjű SiC nanokristályok fluoreszcens tulajdonságaira. A szilícium-vakancia és -divakancia mellett vanádium-, molibdén- és volfrámszennyezőkkel végeztünk számításokat. A fém-szennyezők esetében kétféle ponthibát vizsgáltunk: a) a szennyező atom egy szilíciumatom helyére épül be (szubsztitúciós hiba), b) a szilíciumatom helyére beépülő fématom mellett egy szén-vakancia van (szubsztitúciós hibavakancia-komplex). Korábbi eredményeink alapján az intersticiális, illetve szén-szubsztitúciós hibák energetikailag kedvezőtlenek, ezért kialakulásuk valószínűtlen.

A legkisebb nanogyémántok 10-26 szénatomból épülnek fel (2. ábra), felületükön lévő lógó kötések hidrogénatomokkal passziváltak, és kőolajból nagy tisztasággal előállíthatók. Mivel kémiai szerkezetük pontosan ismert, ezért alkalmasak különböző első elvű módszerek pontosságának tesztelésére. Korábbi számításaink megmutatták, hogy az időfüggő sűrűségfüggvény-elmélettel a nanogyémántok optikai tiltott sávja nagy pontossággal meghatározható [6]. Rendkívül kis méretük, biokompatibilitásuk és fotostabilitásuk ellenére az ultraibolya fluoreszcens emissziójuk meggátolja az *in vivo* körülmények között történő felhasználásukat a biológiai érzékelésben. Mivel a felület/térfogat arányuk nagy, ezért fizikai tulajdonságaik a felületi kémiai kötések megváltoztatásával drasztikusan befolyásolhatók. Kutatásunk során megvizsgáltuk, hogy a megfelelő hidrogénatomok kénatomokra cserélésével hogyan változik meg a nanogyémántok fluoreszcens hullámhossza.

Eredmények

A nanostruktúrák elektronszerkezetének meghatározására a sűrűségfüggvény-elméleten alapuló módszerek a legalkalmasabbak, mivel megbízhatóak, viszonylag jó eredményeket adnak, és – a többi elektronszerkezet-számítási módszerhez képest – a számítási idő kedvezően skálázódik a rendszer méretével. A nanoszerkezetek geometriáját a hagyományos sűrű-

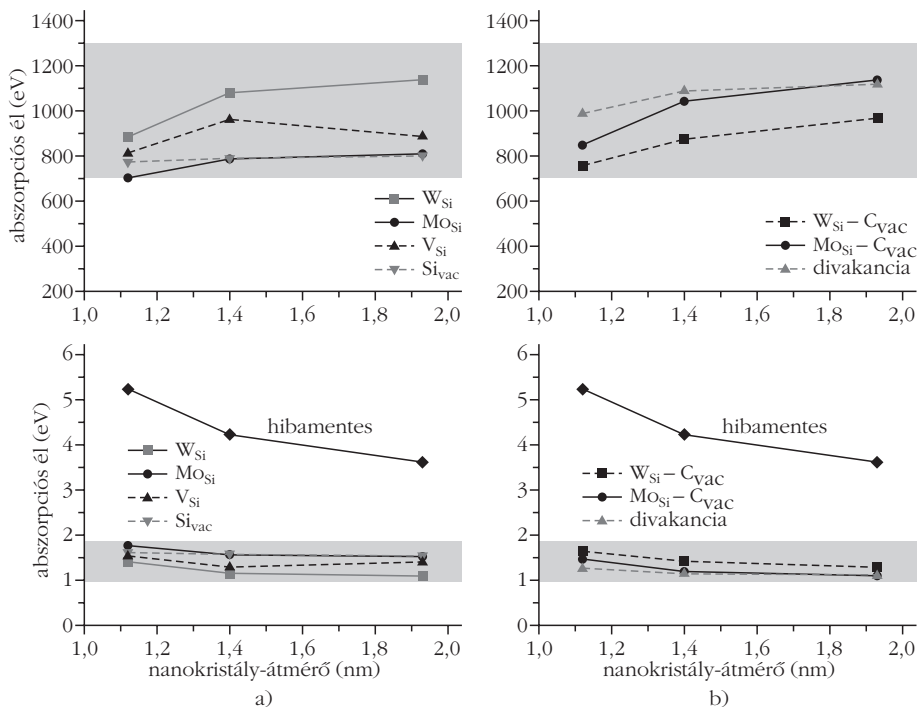


3. ábra. A három különböző méretű SiC modell-nanokristály.

ségfüggvény-elmélet segítségével, abszorpció spektrumukat pedig időfüggő sűrűségfüggvény-elmélet segítségével határoztuk meg [1].

Szilíciumkarbid nanokristályok

A szimulációkat körülbelül 1-2 nm átmérőjű, göbbszimmetrikus SiC nanokristályokkal végeztük. Ekkora SiC nanokristályok már kísérletileg is előállíthatók, a TEM vizsgálatok alapján pedig az előállított nanokristályok jó közelítéssel göbbszerűnek tekinthetők. A nanokristályok felületén a lógó kötések hidrogénatomokkal semlegesítettük. Három különböző méretű modell-nanokristályt vizsgáltunk: $\text{Si}_{31}\text{C}_{41}$ ($d = 1,1$ nm), $\text{Si}_{79}\text{C}_{68}$ ($d = 1,4$ nm) és $\text{Si}_{177}\text{C}_{176}$ ($d = 2,0$ nm), lásd a 3. ábrát. A különböző ponthibákat a különböző méretű nanokristályok közepébe helyezve megvizsgáltuk az optikai gap (azaz a legalacsonyabb optikailag aktív gerjesztés energiájának) változását. Az alkalmazások szempontjából az emissziós hullámhossz a fontosabb, de ennek közvetlen számítása nagyon nehéz feladat, ezért az abszorpció tulajdonságokból következtettünk az emisszióra. A számítások eredményei az 4. ábrán láthatók. Megállapítható, hogy a szilícium-vakancia, -divakancia, illetve a vizsgált fém szennyezőkhöz kapcsolódó ponthibák drasztikus hatással vannak a nanokristályok optikai tulajdonságaira. A színcentrumokat tartalmazó nanokristályok abszorpció éle a közeli infravörös tartományba esik, míg a hibamentes nanokristályok az ultraibolya tartományban emittáltak eredetileg. Mivel a számított gerjesztési energiák a nanokristályok abszorpció tulajdonságait jellemzik, ezért meghatároztuk a Stokes-eltolódás – amely az abszorpció és emisszió energia különbsége – értékét is néhány jellegzetes esetben. Figyelembe véve, hogy számításaink alapján a Stokes-eltolódás értéke jellemzően 0,1-0,2 eV, megállapítható, hogy a nanokristályok optikai gapjére kapott értékek jól közelítik a várható fluoreszcens emisszió energiát. Az optikai gap nagy mértékű csökkenését a következőképpen magyarázhatjuk: a ponthiba két mély hibanívót hoz létre a nanokristály tiltott sávjában, ezek között történik az optikai átmenet. A gerjesztett állapotban kialakuló elektron és lyuk a ponthibára lokalizált, így a köztük fellépő Coulomb-kölcsönhatás igen erős (~1-2 eV), ami a gerjesztési energia további csökkenéséhez vezet.



4. ábra. A számított eredmények az abszorpciós él értékre eV, illetve nm egységekben. A szürke csíkok a biológiai alkalmazások szempontjából kedvező közeli infravörös tartományt jelölik. Látható, hogy a ponthibák hatására az abszorpciós él értéke jelentősen lecsökken. A bal oldali ábrákon a szilícium-vakancia és a szilíciumatom helyére beépülő fématomok hatása látható. A jobb oldali ábrákon a divakancia, illetve a szén-vakancia melletti szilíciumatom helyére beépülő fématomok hatását ábrázoltuk.

Gyémánt nanokristályok

Két különböző nanogyémánt esetében vizsgáltuk meg a felületi kénatomok hatását az abszorpcióra. Az adamantane a legkisebb, a pentamantane pedig az egyik legnagyobb kémiai szintetizálható gyémánt nanokristály. A nanogyémántok felületén némelyik szénatomhoz két hidrogénatom kapcsolódik, amelyeket kénatomra cserélve kettős kötés alakul ki a szén- és kénatom között. Már kísérletileg is sikerült olyan adamantantet előállítani, ahol kettő, illetve négy hidrogénatomot cseréltek ki egy, illetve kettő kénatomra.

Először azt vizsgáltuk meg, hogy mi történik az adamantane alacsony energiás gerjesztéseivel, ha két hidrogént cserélünk ki egy kénatomra, mivel ebben az esetben a kísérleti abszorpciós spektrum ismert.

A számítás eredménye jó összhangban állt az abszorpciós élre kísérletileg kapott 5,3 eV-os értékkel. Megállapítottuk, hogy a kénatom eny-

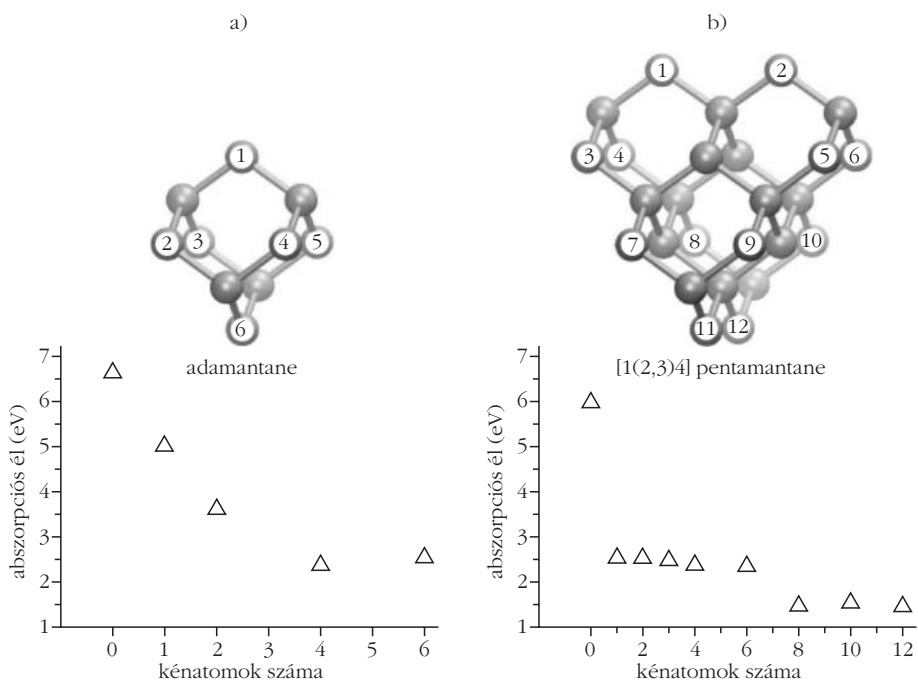
hén pozitívan, míg a szénatom enyhén negatívan polarizált. Ezek után több C=S kötést hoztunk létre az adamantane felületén, ügyelve arra, hogy a kénatomok a lehető legtávolabb legyenek egymástól (ezzel biztosítva az energetikailag kedvező elrendezést az egymást taszító polarizált kénatomok számára). Az 5.a ábrán látható, hogy egyre több C=S kötés hatására az abszorpciós él értéke egyre csökken, és végül már a látható tartományba esik.

Megállapítottuk, hogy az optikai gap csökkenésének oka a szén- és kénatomok közötti egyre nagyobb töltéstranszfer, amit pedig az egymáshoz közel kerülő kénatomok közötti szterikus erők okoznak.

A nagyobb, összesen 26 szénatomból felépülő pentamantane esetében is megvizsgáltuk a C=S kettős kötések hatását az abszorpciós élre.

Az eredmények az 5.b ábrán láthatók. A számítások alapján már egyetlen C=S kötés is 2,6 eV-ra csökkenti az optikai gapot, nyolc felületi kénatom esetén pedig a közeli infravörös tartományba esik a legalacsonyabb gerjesztés energiája.

5. ábra. A legkisebb gerjesztési energia a C=S kötések számának függvényében: a) adamantane b) pentamantane esetében. Az abszorpciós él drasztikusan lecsökken a felület szulfurizációjának hatására.



Összefoglalás

Kutatásunk során atomi szintű számítógépes szimulációkkal vizsgáltuk gyémánt és szilíciumkarbid nanokristályok tulajdonságait *in vivo* biomarker alkalmazások szempontjából. Megállapítottuk, hogy megfelelő ponthibák létrehozásával a szilíciumkarbid nanokristályok optikai tulajdonságai nagy mértékben hangolhatók, az eredményeinket a [3] cikkben publikáltuk. Megmutattuk, hogy a legkisebb gyémánt nanokristályok abszorpciók éle is a közeli infravörös tartományba kerül bizonyos, a felületen lévő kémiai kötések hatására. A részletes eredményekről az [5] hivatkozásban lehet olvasni. Az általunk vizsgált nanokristályok nem mérgezőek, fotostabilak, elegendően kis méretűek, és számításaink alapján fluoreszcens hullámhosszuk a közeli infravörös tartományba esik. A manapság elterjedt szerves és félvezető nanokristály biomarkerekhez képest előnyös tulajdonságokkal rendel-

keznek, így jó alternatívát jelenthetnek a biológiai molekulák képalkotásában.

Irodalom

1. M. A. L. Marques, N. T. Maitra, F. M. S. Nogueira, E. K. U. Gross, A. Rubio (szerk.): *Fundamentals of Time-Dependent Density Functional Theory*. Springer, 2012.
2. X. Michalet, F. F. Pinaud, L. A. Bentolila, J. M. Tsay, S. Doose, J. J. Li, G. Sundaresan, A. M. Wu, S. S. Gambhir, S. Weiss: Quantum dots for live cells, in vivo imaging, and diagnostics. *Science* 307/5709 (2005) 538–544.
3. B. Somogyi, V. Zólyomi, A. Gali: Near-infrared luminescent cubic silicon carbide nanocrystals for in vivo biomarker applications: an ab initio study. *Nanoscale* 4 (2012) 7720–7726.
4. M. Vörös, P. Deák, T. Frauenheim, A. Gali: The absorption of oxygenated silicon carbide nanoparticles. *The Journal of Chemical Physics* 133/6 (2010) 064705.
5. M. Vörös, T. Demjén, T. Szilvási, A. Gali: Tuning the optical gap of nanometer-size diamond cages by sulfurization: A time-dependent density functional study. *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 267401.
6. M. Vörös, A. Gali: Optical absorption of diamond nanocrystals from *ab initio* density-functional calculations. *Phys. Rev. B* 80 (2009) 161411.

MAGYAR RÉSZVÉTEL AZ EURÓPAI GRAVITÁCIÓSHULLÁM-KÍSÉRLETEKBEN – II. RÉSZ

Rácz István

Wigner Virgo csoport, Wigner FK, Budapest

Csoportunk tudományos vállalásai

A felújítás alatt lévő és várhatóan 2015-ben újrainduló detektorok érzékenysége nemcsak az alkalmazott optikai és vákuumfizikai csúcstechnológiától, hanem a detektorok által felvett mérési eredmények (ezek különféle érzékelők által rögzített idősorokból állnak) feldolgozásának hatékonyságától is függ. Tudományos hozzájárulásaink mindegyike a detektorok érzékenységének minél jelentősebb növelését célozza meg. Ezek a korábban említett numerikus relativitáselméleti GridRipper programcsomag kifejlesztését, a Virgo Tudományos együttműködés számítástechnikai háttérének lényeges kibővítését, valamint az elméleti módszerek felhasználásával kialakított új jelkereső és zajcsökkentő eljárások kidolgozását, illetve azok adatanalízisben történő alkalmazását foglalják magukba.

Az advanced Virgo Tier-0 rendszere

A számítástechnikai rendszerek hatékony működtetésének, valamint a LIGO és Virgo tudományos együttműködések közötti adatmegosztás létrehozásában

kifejtett tevékenységünknek köszönhetően reálissá vált az is, hogy az advanced Virgo legfontosabb, Tier-0 szintű rendszere a Wigner RCP Adatcentrumába [8] települjön. A nyár végén az EGO Council megbízta az EGO igazgatóját, a Virgo Tudományos együttműködés szóvivőjét és a Virgo adatanalíziséért felelős munkacsoportjának vezetőjét, hogy kezdjék meg a számítástechnikai kapacitások kialakítására irányuló egyeztetéseket a Wigner RCP vezetőségével.

Amennyiben mindez megtörténik, mindkét európai kísérlet – az advanced Virgo és az Einstein Teleszkóp Projekt – adatait a Wigner Adatcentrumában tároljuk, illetve dolgozzuk majd fel. Emellett a gridtechnológia eredményeinek felhasználásával a világ összes többi detektorának legfontosabb adatai is elérhetőek lesznek itt a kollaborációhoz tartozó bármely felhasználó számára. Ez egyedülálló lehetőséget teremt majd arra, hogy a magyar gravitációshullám-fizikában érdekelt közösség tagjai kényelmesen elérjék és alkalmazzák a tudományos adatok forrását, ami – remélhetően – a közösség lényeges bővüléséhez vezet.

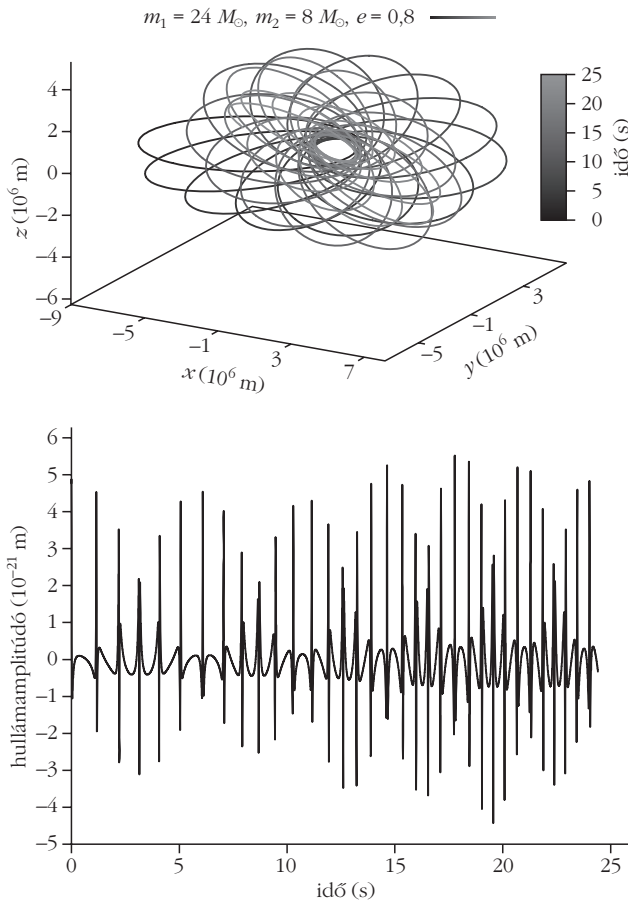
A CBwaves szoftver kifejlesztése

A földi telepítésű detektorok 1000 Hz körül a legérzékenyebbek, így számukra az összeolvadó neutroncsillagok, illetve a csak kicsit nagyobb tömegű fekete lyuk-kettősök a legígéretesebb források. Ezek leírására a fejlődés nagy részében kiválóan alkalmas a poszt-newtoni (PN) közelítés, aminek az adatanalízisben

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

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

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



5. ábra. Spinnel és excentricitással jellemezhető kettős pályája az időfejlődés kezdetén (felül) és ugyanezen fázisban a keltett gravitációs hullám amplitúdójának időfüggése (alul).

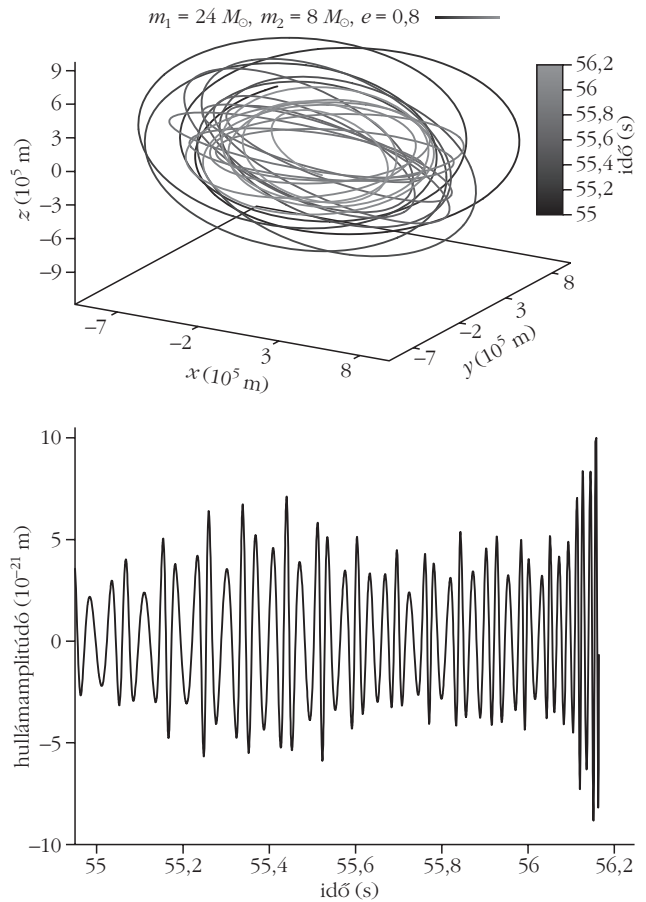
történő hatékony alkalmazására az elmúlt évek során kidolgoztuk a CBwaves programcsomagot [9].

A CBwaves a legáltalánosabb – spinnel és/vagy akár nagy excentricitással is jellemezhető – kompakt kettősök által kisugárzott gravitációs hullámok pontos meghatározását teszi lehetővé. A kód segítségével, az ismert legjobb pontosságot alkalmazva egyidejűleg határozzuk meg a forrást alkotó kettős mozgását és a kibocsátott gravitációs hullámformát.

A program segítségével olyan hullámformabankokat kívánunk kialakítani, amelyek képessé teszik a kereső algoritmusokat az excentrikus, valamint spinnel is jellemezhető kettősök által kibocsátott hullámok hatékony felismerésére.

A CBwaves programcsomag már eddig is számos alkalmazásra lett. Jelenleg a LAL/LALsimulations kollaborációs programcsomagba történő beépítése történik, amely a bespirálózó kettősökre kidolgozott keresőalgoritmusokban a fizikailag adekvát hullámformák alkalmazását teszi lehetővé.

Az 5. és 6. ábrán ábrán egy spinnel és excentricitással jellemezhető kettős pályájának időfejlődése (ábrák felső része), valamint a detektor számára, a forrás ideális elhelyezkedése esetén megjelenő hullámformái (az ábrák alsó része) láthatók – az 5. ábrán a fejlődés elején, míg a 6. ábrán az összeolvadási megelőző időszakban.



6. ábra. Spinnel és excentricitással jellemezhető kettős pályája az összeolvadási fázis előtt (felül) és ugyanezen fázisban a keltett gravitációs hullám amplitúdójának időfüggése (alul).

Az adatok jel-zaj arányának javítása

A mérni kívánt kicsiny jelnek a zajos háttérhez viszonyított arányában (SNR) elért bármilyen javulása lényegesen megnövelheti a detektálás valószínűségét, valamint a jelhez tartozó forrás azonosíthatóságát. Ebből a célból a továbbfejlesztett LIGO és Virgo detektorok által rögzített idősorokban megjelenő zajok elnyomására két új SNR javító eljárást tervezünk alkalmazni, egyrészt mértékfüggetlen mennyiségek használata, valamint új zajszűrő eljárások kidolgozása révén.

1. Az egyik legtermészetesebb kérdés az, miért nem használunk mértékfüggetlen mennyiségeket a gravitációs hullámok detektálása során. Látszólag könnyű kezelhetősége miatt majdnem minden érvelés az úgynevezett TT (Transverse Traceless) mérték használatára épül. A közhiedelemmel szemben megmutatható [10–12], hogy a TT rész meghatározása csak a mindenütt vákuum esetben egyszerű és még ott is meglehetősen nagy hibával működik az ezt előállító közelítő eljárás. A legfontosabb érv a fizikai mennyiségek TT mértékbeli értékének használatával szemben az, hogy a meghatározásukhoz nem-lokális, azaz elliptikus módszereket kell használni. Éppen ezért félrevezető az, amikor érveléseinkből kihagyjuk ezeket a nem-lokális járulékokat, hiszen a források a földi megfigyelőtől csillagászati távolságokban vannak. Ahogyan azt a nemrégiben vég-

zett elméleti vizsgálataink megerősítették [10], az egyedi adekvát eljárás az, ha mértékinvariáns mennyiségeket használunk. Ilyen például a téridő görbületi tenzorának árapály-része, amely egyrészt a detektorokban alkalmazott próbatestek egymáshoz viszonyított, úgynevezett relatív gyorsulásainak mérését feltételezi, amely áttételeken keresztül a detektorok karjaiban futó fotonok relatív fázisváltozásának második idő szerinti deriváltjával fejezhető ki.

Mivel a jelenlegi jelkereső algoritmusok teljesen a TT mértékre alapozottan működnek, elsődleges feladatunk lesz annak tesztelése, hogy javít-e az adatanalízis hatékonyságán a mérhető mennyiségek alkalmazása. Ezt követően, az eljárás jóságának függvényében várható a módszer beemelése a LIGO–Virgo kollaboráció adatanalízisébe.

2. A másik SNR javító eljárás a Miskolci Egyetemen kifejlesztett, szeizmológiai adatsorok zajának elnyomására szolgáló analitikus szűrők [13] alkalmazását tűzi ki célul. Mivel a geofizikai és gravitációshullámjelek jellegzetességei eltérnek, ezek a szűrők feltehetően különféle módosításon kell, hogy átessenek. Ezt követően alkalmazhatóságuk tesztelése válik szükségessé. A kifejlesztetni kívánt új módszer hatékonyságát kezdetben a szimulált detektorzajba véletlenszerűen elhelyezett elméleti jelek felkutatásával teszteljük, majd kidolgozzuk a LIGO–Virgo kereső programcsomagokba illeszthető változatot.

A gravitációs hullámok detektálásának jelentősége

A gravitációs hullámok első közvetlen detektálása, majd ezt követően a gravitációshullám-csillagászat kialakulása korszakalkotó jelentőségű lesz. Elegendő arra gondolnunk, hogy a gravitációs hullámok által teljesen új ismeretekre tehetünk szert az Univerzummal kapcsolatban is, hiszen minden ez irányú ismeretünk forrása az elektromágneses sugárzások érzékelésére alapozott „hagyományos” csillagászat. Éppen ezért fontos annak hangsúlyozása, hogy az utóbbi időben végzett csillagászati megfigyelések és a jelenleg elfogadott kozmológiai modell alapján az Univerzum 96%-át sötét energia, illetve sötét anyag alkotja, amelyek egyike sem bocsát ki elektromágneses sugárzást. Mivel ugyanakkor ezek a sötét részek gravitációsan kölcsönhatnak a megfigyelhető résszel, azt várjuk, hogy a gravitációs hullámok megfigyelése által ezek természetéről és közvetve az Univerzum egészéről alapvetően új ismeretekre tehetünk szert.

A gravitációs hullámok egy másik, hasonlóan fontos tulajdonsága az, hogy alig hatnak kölcsön a megfigyelhető anyaggal. Ettől olyan irdatlanul nehéz őket detektálni is. Ennek köszönhető, hogy a gravitációs hullámok segítségével az Univerzum más eszközökkel meg nem ismerhető, a rekombináció előtti korai állapotáról is nagyon fontos információkra tehetünk szert.

Einstein elméletében a gravitációs hullám a fény sebességével terjed és két polarizációs állapottal jelle-

mezhető. Vannak más alternatív gravitációelméletek is, amelyekben ezen tulajdonságok egyike, esetleg mindkettő sérül, például a tömeges gravitont tartalmazó, vagy egy skalármező hozzáadásával módosított elméletben. Az eddig elvégzett kísérletek – beleértve a Hulse–Taylor-pulzárra vonatkozó megfigyeléseket is – összhangban vannak mind az Einstein-elmélettel, mind pedig az egyik alternatíváját megjelenítő Brans–Dicke-elmélettel. A gravitációshullám-megfigyelések perdöntő jelentőséggel bírhatnak abból a szempontból, hogy melyik elmélet alkalmasabb az erős gravitációs terek, valamint az extrémén relativisztikus mozgások pontos leírására.

Az alábbi kérdések jól érzékeltetik a gravitációs hullámok megfigyelésének fizika alapjait érintő következményeit.

1. Olyanok-e a gravitációs hullámok, amilyeneknek az Einstein-elmélet alapján várjuk?

2. Milyen a gravitációs összeomlás konkrét lefolyása egy távoli megfigyelő számára?

3. Mekkora a valójában a jelenleg csak a luminozitási skálák segítségével becsült távolságok?

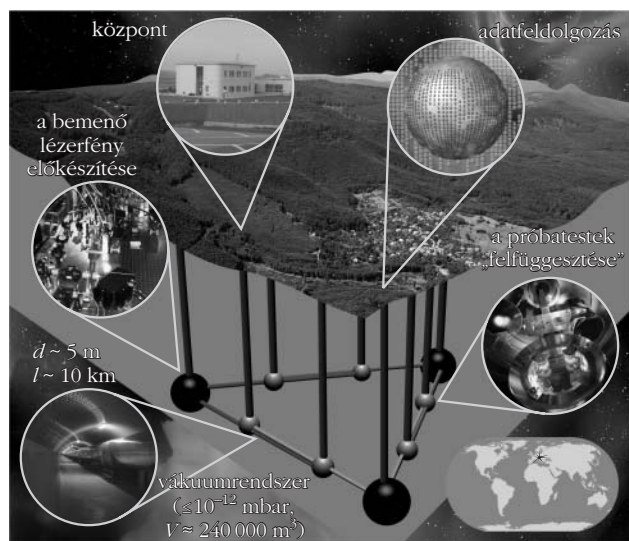
4. Hogyan alakultak ki és hogyan fejlődnek a galaxisok közepén található óriási tömegű feketelyukak?

5. Milyen volt az Univerzum kezdeti állapota és hogyan zajlott le a rekombinációs fázisátmenet?

6. Milyen fizikai folyamat során jönnek létre az Univerzum legenergetikusabb dinamikai folyamatai, a gamma-kitörések?

Az Einstein Teleszkóp Projekt

Az európai Einstein Teleszkóp Projekt a harmadik generációs gravitációs antennák közé sorolható. Ennek kialakítása során [14] lényegesen új technikai megoldásokat kell alkalmazni annak érdekében, hogy a mérési pontosságot tovább növelhessük, valamint az alacsonyabb frekvenciataromány felé is nyithassunk. Utóbbi azt biztosítja, hogy az összeolvadási fázist megelőzően a potenciális forrásokat jóval hosszabb ideig megfigyelhessük, miáltal azok fizikai paraméterei sokkal pontosabban meghatározhatók lesznek. Az alacsony frekvenciás tartományban a próbatestek szerepét játszó tükrök-höz – minél tökéletesebb, szeizmológiai zavaroktól való izolálására többszintes, frekvenciájukban gondosan hangolt – ingafelfüggesztéseket kívánunk használni, míg a newtoni gravitációs gyorsulás felszínen tapasztalható irány- és nagyságfluktuációinak mérséklésére a detektort a földfelszín alatt kívánjuk elhelyezni. Mindezek mellett a magas frekvenciás hullámtartományban az érzékenység növelésére a „préselt fény” (squeezed light) technológiát alkalmazzuk. Végül a hőmozgások hatását hatékony hűtési eljárások felhasználásával, a tükrök néhány kelvinre történő hűtésével próbáljuk csökkenteni. Az Einstein-teleszkóp program elsődleges célja, hogy az európai tudományos közösség vezető szerepet játszhasson a gravitációs hullámok észlelésére alapozott új tudományág, a gravitációshullám-csillagászat létrehozásában.



7. ábra. A mátrai környezetbe képzeltek harmadik generációs Einstein Teleszkóp a *Fizikai Szemle* 2011. januári címlapja alapján (Somo gyi-Tóth Dániel légifelvétel felhasználásával). Az interferométerek (ezekből három látható az ábrán) karjai 60°-os szöget zárnak be egymással. A karok találkozási helyét a nagyobb sötétebb gömbök jelzik, míg a kisebb szürke gömbök az egyes karok (ezek részben átfednek) végén található próbatetek felfüggesztésének helyét jelölik.

Érdemes kiemelni, hogy kutatócsoportunk az Einstein Teleszkóp Projekt előkészítő munkálataiban is aktívan vesz részt. Ezen túlmenően a magyar kutatóközösség érdekeit közelebbről és szélesebb körben is érinti az a lehetőség, hogy a Mátra-hegység szeizmológiai adottságai lehetővé tennék, hogy hazánkban épülhessen meg az Einstein Teleszkóp (7. ábra). Ennek jelentősége felbecsülhetetlen, hiszen az a CERN jelentőségével vetekedő majdani kutatóintézmény itthoni működtetését, valamint a világ vezető kutatói és a hazai intézményekben dolgozó kutatók együttműködését eredményezné. Mindezek mellett az öt évtizedre tervezett élettartam során felmérhetetlen értékű tudományos innovációs tevékenység itthoni megvalósulását, valamint a kapcsolódó technológiai fejlesztések a hazai műszaki, ipari és gazdasági fejlesztésekre kivethető hosszú távú stimulációját is jelentené.

Az Einstein Teleszkóp megépítését célzó európai döntés feltehetően 2018-ra, a gravitációs hullámok első közvetlen detektálását követő évre tehető. Az építkezés megkezdése 2019-re várható. Fontos annak kiemelése, hogy 2014-ben elkezdődik a kitüntetett helyszínek hosszú távú szeizmológiai monitorozása. A Mátra esetében ebben fontos szerepet játszanak majd az MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpontja, a Miskolci

Egyetem és a Magyar Földtani és Geofizikai Intézet csoportunkhoz csatlakozott munkatársai. Fontos azt is hangsúlyozni, amit az Einstein Teleszkóp „design study document”-jében [14] is megfogalmaznak a szerzők: „A detektor helyszínének kiválasztása során a potenciális helyszín szeizmikus jellemzőinél sokkal fontosabb szerepet játszik majd a detektort befogadni kész állam kutatóinak, a tudományt finanszírozó szervezeteinek és kormányának támogatása.”

Epilógus

Einstein gravitációelmélete egyike a 20. század legsikeresebb fizikai elméleteinek, amely az összes eddigi kísérleti ellenőrzés próbáját kiállta. A gravitációs hullámok első közvetlen detektálása az elmélet egy újabb és alapvetően fontos igazolását adhatja. Ahogyan arra fentebb rámutattunk, az első közvetlen detektálás, illetve az annak nyomán kialakuló gravitációshullám-csillagászat a kozmológiai és relativisztikus csillagászati ismeretek minőségi bővülését is eredményezheti.

A húszas évek közepére az olyan földi telepítésű, harmadik generációs gravitációshullám-detektorok, mint az európai Einstein Teleszkóp feltehetően már csillagászati megfigyeléseket végeznek. A földi telepítésű detektorok érzékenységi tartományát az alacsony frekvenciás spektrummal szervesen egészíti majd ki a 2028-ban világűrbe telepítendő eLISA detektor.

Mindezeknek köszönhetően a soron következő évek várhatóan a gravitációshullám-fizika legizgalmasabb néhány évét jelentik majd. *Az európai kísérletekben való magyar részvétel támogatása, illetve kiszélesítése elengedhetetlenül fontos lenne annak érdekében, hogy a magyar kutatók részesei lehessenek az izgalmas felfedező megfigyeléseknek és tíz év múlva akár az Einstein Teleszkóp Projekt is Magyarországon valósulhasson meg.*

Irodalom

8. <http://wigner.mta.hu/wignerdc/>
9. P. Csihmadia, G. Debreczeni, I. Rác, M. Vasúth: Gravitational waves from spinning eccentric binaries, *Class. Quant. Grav.* 29 (2012) 245002.
10. I. Rác: Gravitational radiation and isotropic change of the spatial geometry, <http://xxx.lanl.gov/abs/0912.0128> (2009)
11. Xiang-Song Chen, Ben-Chao Zhu: The true radiation gauge for gravity, <http://xxx.lanl.gov/abs/1006.3927> (2010)
12. A. Frenkel, I. Rác: in preparation (2014)
13. H. Szegedi, M. Dobróka: Robusztus Fourier-transzformáció Steiner-súlyok alkalmazásával. *Magyar Geofizika* 53 (2012) 21–28.
14. <http://www.et-gw.eu/etdsdocument>



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

**Támogasd adód 1%-ával az Eötvös Társulatot!
Adószámunk: 19815644-2-41**



LEVÉL A FIZIKATANÁROKHOZ

Tisztelt Fizikatanárok! Kedves Kollégák!

Önök érzi és tudja legjobban, hogy a fizika tanítása napjainkban milyen nehéz helyzetben van. Ez a helyzet – sok súlyos ok miatt – hosszú évek, talán évtizedek alatt alakult ki, így az előrelépés sem lehet gyors és könnyű. Az azonban biztos, hogy a további romlás megakadályozása és a tendencia megfordítása tőlünk, tanároktól is függ. Feltéve magunknak azt a kérdést: „Mit tehetünk mi a fizika tanításának jobbításáért?”, belátható, hogy nélkülözhetetlen, de nem elegendő, ha csak magunk igyekszünk megtenni mindent munkánk minőségének javítása érdekében. Összefogással ugyanis nagyobb lehetőség van a fizikatanítás tartalmi, szakmai kérdéseinek kialakításával kapcsolatos döntések segítésében, befolyásolásában, mint egy iskolának vagy különösen csupán egyetlen tanárnak. Például a B kerettanterv is a Magyar Tudományos Akadémia és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat (ELFT) közös fellépésének eredménye.

Az összefogás fontosságát elődeink is felismerték. *Eötvös Loránd* vezetésével 1891-ben azért hozták létre Társulatunk elődjét a Matematikai és Fizikai Társulatot, hogy az „házánk matematikusait és fizikusait – beleértve az ezeket a diszciplínákat tanító tanárokat is – összefogja”. Ezt a célt – a közoktatásban tanító fizikatanárok összefogását, szakmai munkájuk segítését – az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közgyűlése 2013-ban stratégiai fontosságú feladatként határozta meg.

Remélve, hogy ez az Önök igényeivel és elképzeléseivel is találkozhat, az ELFT aktív részvételüket és segítő támogatásukat kéri a maga elé tűzött célok és feladatok megvalósításához. Közös munkánk érdekében fontosnak tartjuk például:

- A tagság véleményének megismerése alapján, a fizika tanításával kapcsolatos legfontosabb szakmai kérdések és problémák megoldásának elősegítését, képviselőtét.

- A Társulat meglevő területi csoportjainak aktivizálását ezen a területen, és a nem működő csoportok újraszervezését a helyhez kötődő kollégák személyes felkeresésével és felkérésével.

- Felvenni a kapcsolatot a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete (Mafihe) vezetőivel és azt követően helyi bizottságaival (Debrecen, ELTE, Műegyetem, Szeged) az együttműködés lehetőségeinek kialakítása érdekében. A végzős hallgatók számára az együttműködés természetes átmenetet jelenthetne a Mafihéből Társulatunkba. Hasonló együttműködés kialakítása más, fiatalokat összefogó szakmai szervezetekkel, amelyek helyileg léteznek, például Debreceni Összefogás a Fizikáért (DÖFI).

- A területi szervezetek működésének segítése a saját területükön (például továbbképzésekre előadók biztosítása, képviselő területi tanácskozásokon stb.) és bevonása az országos rendezvények helyi megvalósításába (például Nanobusz programok, országos versenyek lebonyolításába stb.).

- A területi csoportokban segíteni a helyi értékek kibontakozását, például a „fizikai néznivalókat” megmutató idegenvezetői hálózatot, és ezt az ELFT honlapján nyilvánosságra hozva segíteni egymás tanulmányi kirándulásait.

- A fizika tanítását segítő oktatófilmek, digitális anyagok összegyűjtése, megszerzése, ezek számának folyamatos bővítése a kollégák segítségével. Ezek elérhetőségét, vagy magukat a filmeket feltenni a Társulat honlapjára, ahonnan minden fizikatanár használhatja azokat.

- Fórumunk segítségével közkinccsá tenni azokat a tanárok által ismertett – kevésbé ismert – kísérleti eszközöket és a velük elvégezhető kísérleteket, amelyekkel hatékonyabban, színesebben lehetne tanítani a fizikát.

- Az – évente csak egyszer használt – eszközök (például „vizes Torricelli-kísérlet”) iskolák közötti kölcsönzési rendszerének megszervezése a területi szervezetek segítségével.

- Nyilvános vita indítása a Társulat honlapján, illetve annak vitafórumán a tanárok által feltett szakmai kérdésekről, például: Miért szerepel a hidrosztatikai nyomás képletében a nehézségi gyorsulás?; Anyag-e a gravitációs mező?; Mennyiség, tulajdonság, vagy anyag az energia?; Hogyan egyeztethető össze a világ teremtése az energia-megmaradás törvényével? Az ilyen jellegű kérdésekre adott válasz, ami megmutatja, hogyan lehet ezeket az oktatott fizikában szakmailag helyesen kezelni, nemcsak a kérdést feltevők számára lehet hasznos.

- A fizikatanárok összefogása, szakmai munkájuk és együttműködésük segítése (például helyi rendezvények, érdekvédelem a szakmai területen, állásfoglalás a tanítás feltételeinek javításával kapcsolatban, a legfrissebb információkhoz való hozzájutás elősegítése megújult honlapunk segítségével stb.).

- A Társulat havonta megjelenő lapjában, a *Fizikai Szemlében* a fizikatanítással kapcsolatos rovat erősítése (például tematikus szám a Fizikatanári Ankétrá).

- A Fizikatanári Ankétok szervezése, ahol az előadások és foglalkozások akkreditáltak, így a kötelező tanári továbbképzésbe és a minősítésbe beszámíthatók. Az Ankéton a Társulat tagjai kedvezményesen vehetnek részt.

– A „kutató tanár” minősítés elérésének segítése azzal, hogy javasolja a doktori iskoláknak a „tanári” PhD eléréséhez szükséges témák kijelölését és gondozását. Megoldást keres olyan publikációs lehetőségek megteremtéséhez, amelyben megjelenő cikkek beszámíthatnak a doktori feltételek közé.

– Tanári továbbképzés szervezése (például a CERN-be).

– Válogatóverseny tanároknak a Science on Stage nemzetközi konferencián való részvételre. A következő Science on Stage konferenciát 2015-ben Londonban rendezik.

– A fizikát népszerűsítő országos rendezvények szervezése (például a Fizika Napja).

– A fizikát népszerűsítő intézmények, programok szakmai támogatása (például Csodák Palotája, Fizi-busz, Nanobusz).

– A tehetséggondozás segítése országos tanulmányi versenyek megrendezésével.

– A természettudományok tanításában a fizikai ismeretek azonos értelmezésének elősegítése.

– A *Fizikai Szemlében* megjelent cikkek figyelembevétele az ELFT által adott díjak és kitüntetések odaítélésénél.

– Csökkenteni az ELFT tagdíját és ezzel is lehetővé tenni, hogy minél többen vállalhassák a tagságot. Örömmel tájékoztatjuk, hogy az ELFT elnöksége 2014. január 18-i ülésén úgy döntött, hogy a tanárok számára csökkenti az éves tagdíjat: az eddigi 8000 Ft-ról 5000 Ft-ra.

– és így tovább.

Ezeket és minden más ilyen feladatot csak akkor tudja a Társulat hatékonyan elvégezni és segíteni, ha erős a „háttországa”, tehát sok tagja van, és nem mondhatja senki, hogy csak a fizikatanárok szűk rétegét képviseli. Ezért kérjük a kedves kollégákat, hogy lépjenek be az Eötvös Loránd Fizikai Társulatba, és hívják fel mások figyelmét is ennek fontosságára, mert csak így lehet összefogással közös munkánkat segíteni, a fizika tanítását és ezen keresztül hatékonyan szolgálni tanítványaink érdekét.

A belépés módja és lehetősége megtalálható az ELFT most megújuló honlapján (<http://elft.hu>).

Budapest, 2014. január 28.

Üdvözlettel:

Kürti Jenő
főtitkár

Zawadowski Alfréd
elnök

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

Gnädig Péter
ELTE Fizikai Intézet

Cikkünk I. részében megmutattuk, hogy a Maxwell-egyenletek integrális alakja időben változó felületek, illetve azok mozgó határgörbéje esetén az alábbi módon néz ki:

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

(I. 3'')

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

illetve

$$\oint_{\Gamma(t)} \left(\mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \right) d\mathbf{r} =$$

(I. 13)

$$= \mu_0 \int_{S(t)} (\mathbf{j} - \mathbf{q} \mathbf{v}) d\mathbf{F} + \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \frac{1}{c^2} \mathbf{E} d\mathbf{F}.$$

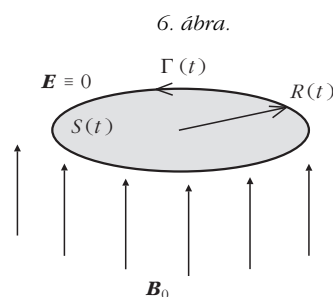
A fenti egyenletekben $\mathbf{v}$ a felületi pontok, illetve a határgörbe pontjainak sebessége, ami általában a hely és az idő függvénye.

Néhány példa

A továbbiakban néhány egyszerű (és kevésbé egyszerű) példán keresztül bemutatjuk az indukciótörvényt és a gerjesztési törvényt időben változó felületekre történő alkalmazását.

1. példa

Homogén mágneses mezőben, az indukcióvektor síkjára merőlegesen egy kör alakú vezeték található. A körvezető sugara időben változik, valamilyen $R(t)$ függvény szerint (6. ábra). Mekkora az indukált fe-



szűtség az ábrán látható irányítottságú $\Gamma(t)$ -nek megfelelő előjelválasztással?

Az indukciótörvény integrális alakja szerint

$$\begin{aligned} U_{\text{ind.}} &= \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \, d\mathbf{r} = - \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F} = \\ &= - \frac{d}{dt} (R^2(t) \pi B_0) = -2 R(t) \pi \cdot B_0 \cdot \frac{dR(t)}{dt}. \end{aligned}$$

Ugyanezt az eredményt kapjuk, ha a körintegrált értékeljük ki:

$$\begin{aligned} \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \, d\mathbf{r} &= \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \, d\mathbf{r} = \\ &= -2 R(t) \pi \cdot B_0 \cdot \frac{dR(t)}{dt}. \end{aligned}$$

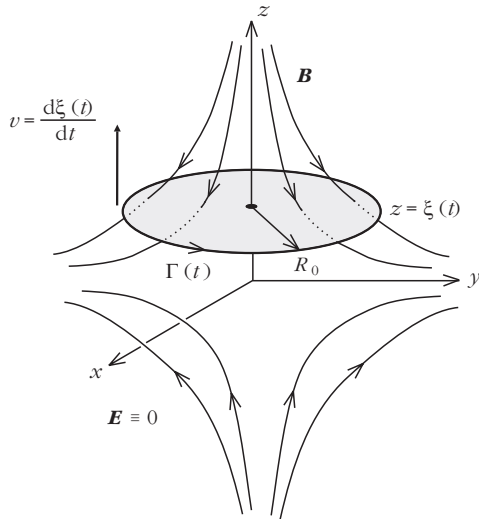
(A negatív előjel a görbe irányításából ered.)

2. példa

Mozogjon egy R_0 sugarú, kör alakú vezető a

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = (kx, ky, -2kz)$$

magnetosztatikus kvadrupólmezőben a z tengely mentén (7. ábra), arra merőlegesen (k egy konstans).



7. ábra

A körvezető síkjának helyzetét jellemezze a $z = \xi(t)$ függvény, ekkor a vezető minden darabkájának sebessége z tengely irányú és

$$v = \frac{d\xi(t)}{dt}$$

nagyságú.

A mágneses fluxus most

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \int_{z=\xi(t)} \mathbf{B}(\mathbf{r}) \, d\mathbf{F} = B_z(z = \xi(t)) \cdot R_0^2 \pi = \\ &= -2k R_0^2 \pi \xi(t), \end{aligned}$$

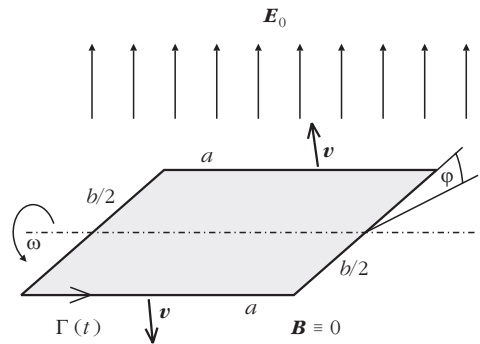
az indukált feszültség pedig

$$U_{\text{ind.}} = - \frac{d\Phi(t)}{dt} = 2k R_0^2 \pi \frac{d\xi(t)}{dt},$$

és ez megegyezik a $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ körintegráljával.

3. példa

Forgassunk egy a és b oldalélű, téglalap alakú keretet homogén elektromos mezőben az $\mathbf{E}_0$ térerősségre merőleges tengely körül ω szögsebességgel, a 8. ábrán látható módon. A vizsgált térrészben nincs mágneses mező, áramok sem folynak és (kiegyszerítetlenül) töltések sincsenek jelen.



8. ábra

Hogyan alkalmazható a gerjesztési törvény a mozgó téglalapra? Amikor a lap normálvektora $\varphi = \omega t$ szöget zár be az elektromos térerősséggel, az elektromos fluxus

$$\Psi(t) = ab E_0 \cos(\omega t),$$

ennek időderiváltja pedig

$$\frac{d\Psi(t)}{dt} = -ab E_0 \omega \sin(\omega t)$$

lesz. Az (I. 13) egyenlet mindkét oldalán csak az $\mathbf{E}$ -t tartalmazó tagok adnak járulékot, és azok egyenlők, hiszen

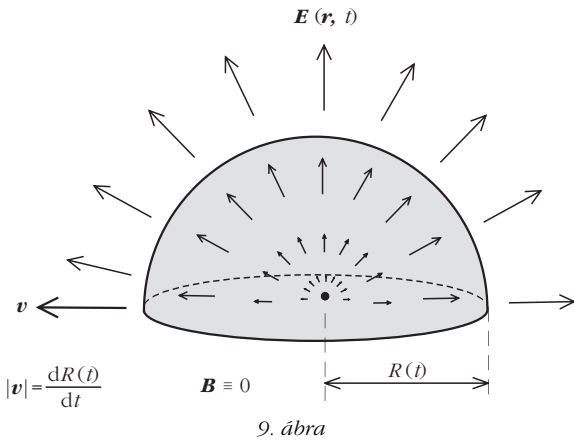
$$\begin{aligned} &- \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{v} \times \mathbf{E}) \, d\mathbf{r} = \\ &= - \left(a \frac{b}{2} \omega \sin(\omega t) + a \frac{b}{2} \omega \sin(\omega t) \right) E_0 = \\ &= \frac{d\Psi(t)}{dt}. \end{aligned}$$

4. példa

Egy R_0 sugarú gömb belsejében legyen homogén, de időben változó sűrűségű töltésselosztás:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = f(t).$$

A töltéssűrűség csak úgy tud időben változni, ha elektromos áramok folynak. Összhangban van a töltésmegmaradással például a



$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{3} \mathbf{r} \frac{df(t)}{dt}$$

gömbszimmetrikus áramsűrűség, mert teljesíti a

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

kontinuitási egyenletet.

A gömbszimmetrikus, homogén töltéeloszlás elektromos tere is jól ismert, az is gömbszimmetrikus:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{3 \epsilon_0} \cdot \mathbf{r} \cdot f(t) \quad (r < R_0).$$

Vizsgáljuk meg, hogyan teljesül a gerjesztési törvény integrális alakja egy időben változó $R(t)$ sugarú félgömbre, amelynek középpontja a töltéeloszlás középpontjával esik egybe, és $R(t) < R_0$ (9. ábra).

(I. 13) bal oldalán a vonalintegrálok eltűnnek, hiszen $\mathbf{B} \equiv 0$ és $\mathbf{E}$ párhuzamos $\mathbf{v}$ -vel. Az elektromos fluxus a szimmetrikus elrendezés miatt könnyen számolható:

$$\begin{aligned} \Psi(t) &= \frac{1}{3 \epsilon_0} \cdot R(t) f(t) \cdot 2 \pi R^2(t) = \\ &= \frac{1}{\epsilon_0} \cdot f(t) \cdot \frac{2 \pi}{3} R^3(t), \end{aligned}$$

vagyis

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi(t)}{dt} &= \frac{1}{\epsilon_0} \frac{df(t)}{dt} \frac{2 \pi}{3} R^3(t) + \\ &+ \frac{1}{\epsilon_0} \frac{dR(t)}{dt} 2 \pi R^2(t) \cdot f(t). \end{aligned}$$

Másrészt igaz, hogy

$$\int_{S(t)} \mathbf{j} d\mathbf{F} = -\frac{1}{3} R(t) \frac{df(t)}{dt} \cdot 2 \pi R^2(t),$$

illetve

$$-\int_{S(t)} \rho \mathbf{v} d\mathbf{F} = -f(t) \cdot \frac{dR(t)}{dt} 2 \pi R^2(t),$$

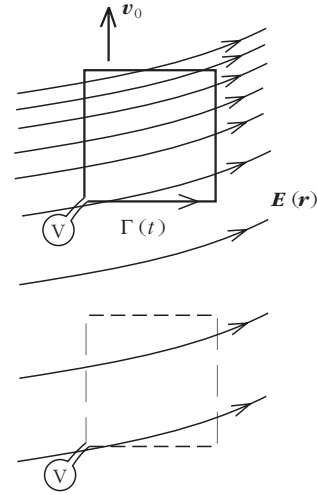
tehát (I. 13) jobb oldalán is *nulla* a tagok összege.

5. példa

Írásunk I. részében említettük, hogy az (I. 13) egyenlet bal oldalán szereplő integrandus értelmezhető úgy is, mint a $\Gamma(t)$ görbével együtt mozgó megfigyelő által észlelt

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E}$$

mágneses mező. Amennyiben ez a mező (pontosabban a belőle számítható mágneses fluxus) időben változik, akkor a mozgó kontúrra fektetett (mondjuk téglalap alakú) vezető keretben elektromos körfeszültség jön létre, és ez egy voltmérővel kimutatható (10. ábra).



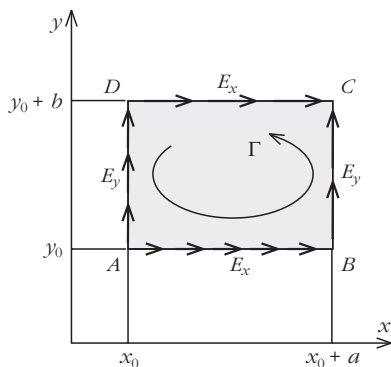
10. ábra

A mágneses fluxus a vezető keret területével, a keret sebességével és az elektromos térerősség átlagértékével arányos. A mágneses fluxus időbeli változását okozhatja az, ha az elektromos mező sztatikus ugyan, de *inhomogén*, hiszen ilyenkor az *egyenletes sebességgel* mozgó keret egyre erősebb (átlagos) elektromos térbe kerül, amint azt a 10. ábra mutatja. A kerettel együtt v_0 sebességgel mozgó voltmérő feszültséget mér, tehát azt mutatja, hogy az elektromos mező örvényes, *nem konzervatív*. Ez még akkor is megeshet, ha az eredeti koordináta-rendszerben az elektromos térerősség időtől független, konzervatív (tehát elektrosztatikus) mező volt, és mágneses tér egyáltalán nem volt jelen.

Tekintsünk egy konkrét, könnyen végigszámolható példát! Legyen a keret egy $a \times b$ területű téglalap, amely a $z = 0$ síkban a 11. ábrán látható helyzetben található egy elektrosztatikus kvadrupólmezőben:

$$\begin{aligned} E_x &= \lambda \cdot y, \\ E_y &= \lambda \cdot x, \\ E_z &\equiv 0 \quad (\lambda = \text{állandó}). \end{aligned} \tag{15}$$

Ez a mező forrásmentes ($\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$) és örvénymentes ($\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$), tehát jogosan mondhatjuk, hogy a vizsgált



11. ábra

tér részben sem mágneses mező, sem áramok, sem pedig elektromos töltések nincsenek jelen. (A (15) képletekkel megadott elektromos mező a $\Phi(x, y) = -\lambda \cdot xy$ potenciálfüggvény negatív gradienseként állítható elő, és $\Phi(x, y)$ kielégíti a homogén Laplace-egyenletet.)

Ha erre a – most még nyugalomban levő – keretre kiszámítjuk az elektromos térerősség körintegrálját, természetesen nullát kell kapjunk. Az ábrán az elektromos térerősségnek csak azt a komponensét tüntettük fel, amelyik az integrálás során járulékot ad:

$$\int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \int_{x_0}^{x_0+a} E_x(y = y_0) dx = \lambda y_0 a, \quad (16)$$

$$\int_C^D \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \int_{x_0+a}^{x_0} E_x(y = y_0 + b) dx = -\lambda (y_0 + b) a, \quad (17)$$

$$\int_B^C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \int_{y_0}^{y_0+b} E_y(x = x_0 + a) dy = \lambda (x_0 + a) b, \quad (18)$$

$$\int_D^A \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \int_{y_0+b}^{y_0} E_y(x = x_0) dy = -\lambda x_0 b. \quad (19)$$

Látható, hogy a téglalap szemközti oldalélei mentén vett integrálok – a mező inhomogenitása miatt – nem ejtik ki egymást, sem (16) és (17) összege, sem pedig (18) és (19) összege *nem nulla*, a teljes körintegrál azonban – összhangban a mező konzervatív voltával – természetesen eltűnik.

Mozogjon most a keret egyenletes v_0 sebességgel az y tengely irányában! A kerettel együtt mozgó rendszerben észlelhető mágneses tér z tengely irányú (tehát az ábra síkjára merőleges), és

$$B'(t) = \frac{v_0 E_x}{c^2} = \frac{\lambda v_0}{c^2} (y_0 + \Delta y + v_0 t)$$

nagyságú, ahol Δy a vizsgált pontnak a keret alsó szélétől mért távolsága. Eszerint a keretben indukálódó körfeszültség

$$U = -\frac{\Delta B'(t)}{\Delta t} \cdot a b = -\lambda \frac{v_0^2}{c^2} \cdot a b. \quad (20)$$

(Az utolsó lépésben kihasználtuk, hogy $B'(t)$ nagysága ugyan helyfüggő, de az időegységre eső változási sebessége a keret minden pontjában ugyanakkora.)

Azt a – talán meglepő – eredményt kaptuk, hogy egy konzervatív elektrosztatikus mezőben is indukálódhat feszültség, ha a zárt görbe mozog ebben az (inhomogén) mezőben. Tehát az a tulajdonság, hogy egy elektromos erőter konzervatív-e vagy sem *nem abszolút*, hanem a megfigyelő mozgásállapotától függ, még akkor is, ha mindkét megfigyelő inerciarendszerben foglal helyet, tehát egymáshoz képest egyenletes sebességgel mozognak.

Tanulságos lehet ezt a kérdést másik oldalról, a vezetővel együtt mozgó vonatkoztatási rendszerből is megvizsgálni. Ehhez a tér- és időkoordináták, valamint az elektromos és mágneses térerősségek korrekt relativisztikus transzformációs képleteit kell alkalmaznunk. Ha „vesszős” szimbólumokkal jelöljük a keret nyugalmi rendszerének koordinátáit és térerősségkomponenseit, akkor a megfelelő képletek:

$$x = x', \quad y = \frac{y' + v_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad t = \frac{t' + v_0 \frac{y'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}},$$

valamint

$$E'_x = \frac{E_x}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad E'_y = E_y.$$

(Az utolsó sorban kihasználtuk, hogy a „vesszőtlen” rendszerben nincs mágneses tér, $\mathbf{B} \equiv 0$.) A fenti képletek és (15) alapján kiértékelhetjük a keret négy oldalán az elektromos térerősség integráljait a vesszős rendszerből is egy adott (mondjuk $t' = 0$) pillanatban:

$$\begin{aligned} \int_A^B \mathbf{E}' \cdot d\mathbf{r}' &= \int_{x_0}^{x_0+a} E'_x(y' = y'_0) dx' = \\ &= \lambda \frac{y'_0}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} a, \end{aligned} \quad (16')$$

$$\begin{aligned} \int_C^D \mathbf{E}' \cdot d\mathbf{r}' &= \int_{x_0+a}^{x_0} E'_x(y' = y'_0 + b) dx' = \\ &= -\lambda \frac{y'_0 + b}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} a, \end{aligned} \quad (17')$$

$$\int_B^C \mathbf{E}' d\mathbf{r}' = \int_{y'_0}^{y'_0+b} E'_y(x=x_0+a) dy' = \lambda(x_0+a)b, \quad (18')$$

$$\int_D^A \mathbf{E}' d\mathbf{r}' = \int_{y'_0+b}^{y'_0} E'_y(x=x_0) dy' = -\lambda x_0 b. \quad (19')$$

(16') és (17') összege a tér inhomogenitása miatt most sem nulla, de az összeg még egy $1/(1-v_0^2/c^2)$ -es tényezőt is tartalmaz a vesszőtlen rendszerbeli járulékokhoz képest. Ez a tényező két helyről származik: a mozgásirányú térkoordináta Lorentz-kontrakciós faktorából és a mozgásirányra merőleges elektromos térerősségek komponens transzformációs szabályából ered. Ugyanilyen tényezők a (18') és (19') integrálokban nem jelennek meg, mert ott a mozgásirányra merőleges térkoordináta és az elektromos térerősség mozgásirányú komponense szerepel, ezek egyike sem transzformálódik.

Látható, hogy a körintegrálban szereplő 4 tag kényes egyensúlya a mozgó rendszerben már nem teljesül, és végül a voltmérő által mutatott feszültségre

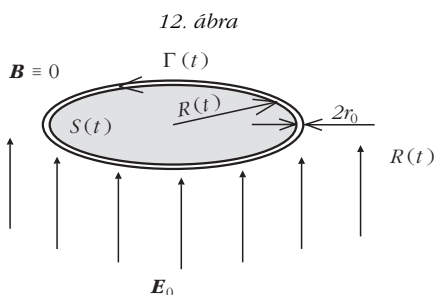
$$U = \int_A^B \mathbf{E}' d\mathbf{r}' + \int_C^D \mathbf{E}' d\mathbf{r}' + \int_B^C \mathbf{E}' d\mathbf{r}' + \int_D^A \mathbf{E}' d\mathbf{r}' =$$

$$= -\lambda \frac{ab}{1-\frac{v_0^2}{c^2}} + \lambda \cdot ab \approx -\lambda \frac{v_0^2}{c^2} \cdot ab$$

adódik, összhangban (20)-szal. (Az utolsó lépésben elhanyagoltuk v_0^2/c^2 -et az 1 mellett, korábban pedig nem törődtünk a keret b méretének Lorentz-kontrakciós tényezőjével; ezek a közelítések a korábbi megfontolásaink pontosságával összhangban állnak.) Reális adatok mellett U igen kicsi érték, de elvben mérhető.

6. példa

Befejezésként vizsgáljuk meg az 1. példában szereplő elrendezés elektromos megfelelőjét! Homogén elektromos mezőben, a térerősségre merőleges síkban egy kör alakú Γ görbe található. Legyen ez a görbe – korábbi példáinktól eltérően – nem csupán matematikai absztrakció, hanem valamilyen módon



megvalósított fizikai realitás. Ez lehet például egy vékony, $2r_0$ átmérőjű cső, amelyet kör alakra hajlítunk, tehát egy *tóruszt* hozunk létre belőle. A tórusz középkörének sugara időben változzék valamilyen $R(t)$ függvény szerint (12. ábra); a változtatás technikai megvalósításával itt most nem foglalkozunk.

A „mágneses körfeszültséghez” csak az elektromos fluxus időbeli változása ad járulékot:

$$U_{\text{mágn.}} = \oint_{\Gamma(t)} \left(\mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \right) d\mathbf{r} = \frac{1}{c^2} \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F} =$$

$$= \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{c^2} R^2(t) \pi E_0 \right) = 2 R(t) \pi \cdot E_0 \cdot \frac{1}{c^2} \frac{dR(t)}{dt}.$$

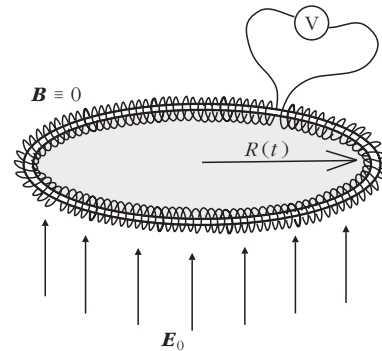
$U_{\text{mágn.}}$ -t (pontosabban annak időbeli változását) ki is lehet mérni. A kérdéses mennyiség a távuló körvonal egyes darabkáival együtt mozgó megfigyelő által észlelt $\mathbf{B}'$ mágneses indukció körintegrálja:

$$U_{\text{mágn.}} = \oint \mathbf{B}'(t) d\mathbf{r} = |\mathbf{B}'(t)| \cdot 2\pi R(t),$$

ahonnan a mágneses térerősség:

$$B'(t) = |\mathbf{B}'(t)| = \frac{1}{c^2} \cdot E_0 \cdot \frac{dR(t)}{dt}.$$

(Feltételezzük, hogy $r_0 \ll R(t)$, emiatt B' hely szerinti változásától a tórusz belsejében eltekinthetünk.)



Ha a távuló, időben változó középkör-sugarú tóruszra N menetes tekercset csévélünk (13. ábra), és lehetővé tesszük, hogy a menetek távolsága követni tudja $R(t)$ változását, akkor a tekercsben összesen

$$\Phi(t) = N \cdot B'(t) \cdot r_0^2 \pi = N \cdot \frac{r_0^2 \pi}{c^2} \cdot E_0 \cdot \frac{dR(t)}{dt}$$

lesz a mágneses fluxus. Úgy véljük, hogy a mágneses fluxus változása – Faraday törvénye szerint – galvanométerrel mérhető feszültséget eredményez:

$$U_{\text{elektr.}} = -\frac{d\Phi(t)}{dt} = -N \cdot \frac{r_0^2 \pi}{c^2} \cdot E_0 \cdot \frac{d^2 R(t)}{dt^2}.$$

Reális adatok mellett $U_{\text{elektr.}}$ itt is igen kicsi érték, de elvben mérhető.

Ugyanez a jelenség egy még jobban leegyszerűsített elrendezésben is tárgyalható. Mozgassunk egy r_0 sugarú körvezetőt (a tóruszra csévelt tekercs egyetlen menetét) a saját síkjában állandó a_0 gyorsulással. Ha a gyorsulásra merőlegesen, de ugyancsak a vezeték síkjában E_0 nagyságú homogén elektromos mező is jelen van, akkor – a fentiek logikáját követve – a körvezetőben

$$U = \frac{a_0 E_0}{c^2} S$$

feszültség megjelenését várjuk. ($S = r_0^2 \pi$ a körvezetőre fektetett síklap területe.) Megnyugtató lenne ezt az állítást (az 5. példában leírtakhoz hasonlóan) oly módon ellenőrizni, hogy „beleülünk” a körvezetővel együtt mozgó koordináta-rendszerbe, és ott számoljuk a (véltetően örvényessé váló) elektromos tér körintegrálját. Itt azonban egy komoly nehézséggel kerülünk szembe: a kérdéses koordináta-rendszer *nem inerciarendszer*, amelyben a Maxwell-egyenletek nem a megszokott alakban érvényesek. A probléma elemzése az általános relativitáselmélet keretei között végezhető csak el, ez azonban meghaladja a cikk eredeti célkitűzéseit és a szerző ez irányú felkészültségét.

Összefoglalás

Az elektrodinamika törvényei differenciális és integrális alakban is megfogalmazhatóak, és az utóbbi leírás még akkor is lehetséges, ha a mágneses és elektromos fluxust időben változó felületekre számítjuk ki. Ennek azonban ára van: a vonalintegrálokban nem csak az egyik térerősség szerepel, hanem – a mozgás miatt – megjelenik a mágneses, illetve elektromos „Lorentz-erő” járuléka is; a gerjesztési törvényben pedig az áramok számításánál a töltéshordozók felülethez viszonyított (relatív) sebességével kell számolnunk.

Az integrális Maxwell-egyenletek (I. 3'') és (I. 13) alakjának levezetésénél sehol nem használtuk ki, hogy

a felület sebessége milyen nagyságú a fénysebességhez viszonyítva, tehát az egyenletek akár relativisztikus sebességeknél is alkalmazhatóak. (A körintegrálok körfeszültségként, tehát munkavégzésként való értelmezése azonban már csak kvázistacionárius közelítésben vihető végig. Ugyancsak problematikus az „együtt mozgó” koordináta-rendszerek használata, ha túl akarunk lépni a Galilei-transzformáció keretein.)

Felmerül a kérdés: mi lehet az oka annak, hogy amíg a Faraday-féle indukciótörvényt minden tankönyv és elektrodinamika kézikönyv megfogalmazza időben változó felületekre is, addig a gerjesztési törvény megfelelő alakjáról nem tesznek említést. Feltehetően az elektromos töltés létezése és a mágneses monopólus hiánya okozza ezt az aszimmetriát.

Az időben változó helyzetű zárt görbe mentén mozgásba hozható elektronok fizikailag megvalósítható helyzetet írnak le (például egy villanymotor forgórészét), és létezik olyan műszer (a voltmérő), amely mérni tudja a teljes elektromotoros erő körintegrálját, vagyis a körfeszültséget.

Ha léteznének mágneses monopólusok, amelyek valamilyen „mágneses vezetékben” mozogni tudnának, és lenne olyan műszerünk („mágneses voltmérő”), amelyik a teljes „magnetomotoros erő” körintegrálját, vagyis a mágneses körfeszültséget mutatná, akkor – véltetően – a kézikönyvek ugyanolyan részletességgel tárgyalnák a gerjesztési törvény általános megfogalmazását, mint a mai könyvek az indukciótörvényt. A tapasztalat szerint azonban nem ez a helyzet! A mágneses monopólusok – mai tudásunk szerint – *nem léteznek* a Természetben, emiatt a mágneses körfeszültség direkt módon nem, csak közvetett úton mérhető.

Köszönetnyilvánítás

A cikkben leírt problémakör vizsgálatát *Koppa Pállal* (BME) folytattam, és eközben lehetőségem nyílt a megfogalmazás finomítására. Különösen hálás vagyok *Hraskó Péternek* (PTE) a hosszas, alapos diszkusszióért és értékes tanácsaiért, valamint *Szabados Lászlónak* (Wigner FK) és *Etesi Gábornak* (BME) az általános relativitáselmélet és az elektrodinamika kapcsolódási pontjainak elemzéséért.



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

**Hogyan
érkezett
a Curiosity
a Marsra?**

VAN ÚJ A FÖLD FELETT

Keresd a fizikaiszemle.hu mellékletek menüpontjában!



DIFFÚZIÓS KÖDKAMRA – MUTATNI A LÁTHATATLANT

II. RÉSZ

Gyórfi Tamás – Eötvös József Főiskola, Baja

Raics Péter – Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék

Tanulmányunk előző részében ismertettük a PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamra [1] működését, jellemzőit, a benne megfigyelhető különféle sugárzások nyomait, valamint az ezek kiértékelésére létrehozott képfeldolgozó programokat. Ebben az írásban a ködkamrával végzett kísérleteket mutatjuk be.

A diffúziós ködkamra oktatásban történő felhasználása során a diákok közvetlen élményt szerezhetnek a természetes és mesterséges radioaktivitás területéről, a részecskék tulajdonságairól, a kvantumvilág jellegzetességeiről, a folyamatok véletlenszerűségéről, a klasszikus és modern fizika egységéről. A ködkamrában megfigyelt folyamatokról készített kép- és videónyomatok, a kiértékelést segítő leírások, programok a tanórákon és szakköri foglalkozásokon egyaránt felhasználhatók.

Demonstrációs kísérletek diffúziós ködkamrával

A PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamrát demonstrációra fejlesztették ki. Célunk az volt, hogy a látványos nyomkialakulások bemutatásán kívül méréseket is lehessen végezni vele [2].

Müonok azonosítása

A ködkamrában megjelenő müonok azonosítására két – 890 mm hosszú, 40 mm átmérőjű – GM-csőből összeállított teleszkópot alkalmaztunk, amelyet a kamra érzékeny rétegével párhuzamosan helyeztünk el. Mindkét detektorhoz erősítő csatlakozott, amelynek jeleit egy úgynevezett koincidenziakör bemenetére kapcsoltuk. Ez csak akkor ad jelet a kimenetén, ha az 1-es és a 2-es detektor ΔT időn belül jelez. Ez bekövetkezik, ha a müon mindkét detektoron áthalad és anyagukkal kölcsönhatásba kerül. A ködkamra fölött videokamerát helyeztünk el, a képeket folyamatosan rögzítettük és egy monitoron keresztül figyeltük a koincidenziákkal (illetve hangjelzésükkel) egy időben megjelenő nyomokat (1. ábra). Ezek így a detektorok és a ködkamra által meghatározott vízszintes síkban érkező müonoktól származnak. A vízszintes irányban tapasztalható nagyon kevés eseményszám miatt nem minden esetben lehetett egyértelműen megállapítani, hogy a koincidenziával egy időben megjelenő nyom a müontól származik-e. További nehézséget jelentett a

detektorok eltérő hatásfoka: ködkamra érzékeny térfogata ~2 liter, a GM-csővéké 0,4 liter. Az általunk használt kísérleti elrendezés az 1. ábrán látható.

Mágneses eltérítés a ködkamrában

A mágneses eltérítés vizsgálatára a szokásos szolenoidtekerccset – a ködkamra felépítése miatt – nem tudtuk alkalmazni. Ezért ritkaföldfém-mágnest használtunk, amelynek mérete: $1,2 \times 5,0 \times 0,45 \text{ cm}^3$, a mágneses indukció maximális értéke a felületen, középen ~2,4 kG. A mágnes kis felülete folytán az eltérítés mértéke korlátozott: amíg a térben halad a részecske, addig útja körpálya, majd ennek érintője mentén, egyenes pályán halad tovább.

A mágneses eltérítés az alábbi összefüggések segítségével számolható:

a) relativisztikus képlet (főként az elektronoknál):

$$E = m_0 c^2 \left(\sqrt{\left[\frac{e}{m_0 c} \right]^2 B^2 r^2 + 1} - 1 \right); \quad (1)$$

b) nem-relativisztikus esetben:

$$e v B = \frac{m_0 v^2}{r} \rightarrow E = \frac{e^2 B^2 r^2}{2 m_0}, \quad (2)$$

ahol m_0 az elektron nyugalmi tömege, c a fénysebesség, e az elemi töltés, v az elektron sebessége, B a mágneses indukció nagysága és r a körpálya sugara.

Magfizikai szempontból nem a monoenergetikus elektronok vizsgálata az érdekes, hanem a folytonos spektrumú béta-részecskéké. Ezeknél arra kell figyel-

1. ábra. Mérési összeállítás a müonok megfigyelésére.



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

ni, hogy gamma-sugárzás ne kövesse a béta-bomlást, mert a keletkező elektronok zavarják a megfigyelést. Választásunk a két energiacsoporttal rendelkező $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ forrásra esett.

A ritkaföldfém-mágnest elhelyeztük a diffúziós ködkamra érzékeny térfogatában, majd a $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ forrásból kilépő elektronok mozgását vizsgáltuk. A kísérlet során a kis térre kiterjedő mágneses mező és a két folytonos spektrumú csoport miatt nehéz volt tisztán megfigyelni a béta-részecskék Lorentz-erő hatására történő „felcsavarodását”.

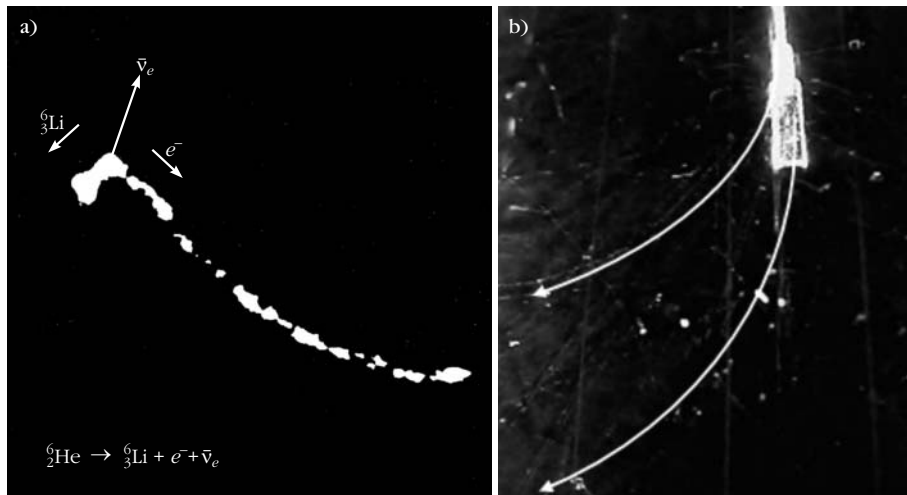
A 2.a ábra a Csikai–Szalay klasszikus neutrínókísérletet idézi [3], a 2.b pedig a diffúziós ködkamrában általunk felvett jelenséget mutatja. Itt a forrás felül helyezkedik el, előtte pedig a mágnes látható. A töltés előjelétől és a mező irányától függő eltérülés (nyíllal jelölve) a képen balra történt. Az effektus valóságát a mágneses tér irányának megváltoztatásával ellenőriztük.

A két csoport maximális energiájára vonatkozó eltérítési sugarakat a 2,4 kG indukciójú mágneses mezőben az (1) relativisztikus képlet szerint számítottuk ki, $E_{\text{max}} = 546 \text{ keV}$ esetén $R = 1,28 \text{ cm}$, míg $E_{\text{max}} = 2,284 \text{ MeV}$ esetén $R = 3,82 \text{ cm}$.

Radon (^{222}Rn) a ködkamrában

180 kBq aktivitású ^{226}Ra forrásból származó, nagy radonkoncentrációjú levegőt juttatva a ködkamrába jól megfigyelhetők az alfa-részecskék nyomai (3. ábra). Mindegyiknek azonos energiája van, ezért ugyanolyan hosszúságú nyomokat kellene létrehozniuk. Ám – a korábban említett geometriai okok miatt – rövidebb és hosszabb nyomok egyaránt megfigyelhetők.

3. ábra. Radongáz alfa-bomlásának nyomai.



2. ábra. Béta-részecskék mágneses eltérítése ködkamrában. a) A Csikai–Szalay-kísérlet képe a neutrínó közvetett kimutatásáról expanziós ködkamrában. b) Diffúziós ködkamrában eltérített béta-részecskék ^{90}Sr forrásból.

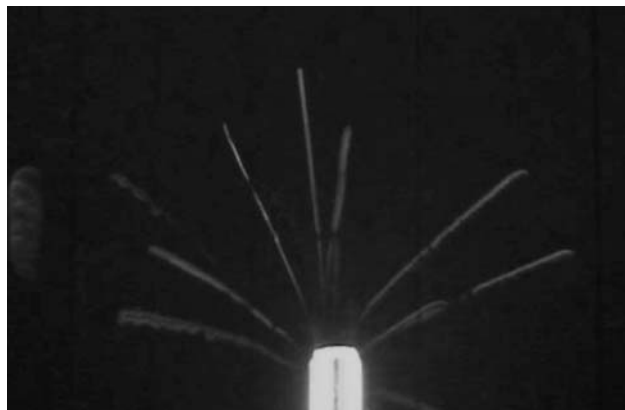
A ködkamrában néha jellegzetes V alakú nyomokat láthatunk (a természetes háttérsugárzásnál is), amelyek oka két, egymást holtidőn belül követő alfa-bomlás. Ezek származhatnak anya-leány kapcsolatú izotópoktól, vagy két teljesen független bomlási eseménytől, amelyek véletlenül egymás közelében játszódnak le. A 3. ábra mindkettőre mutat példát.

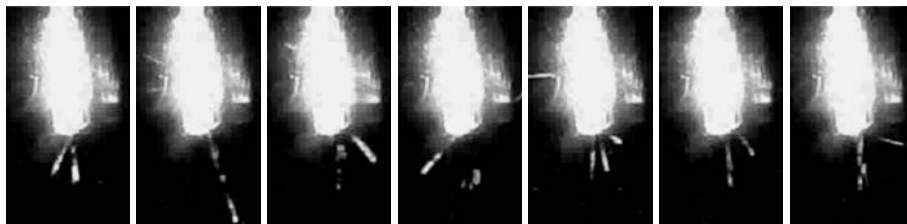
Egy helyiség levegőjének radontartalmát leányelemeinek összegyűjtésével lehet egyszerűen bemutatni. Porszívóval egy többrétegű szűrőpapíron ~1 órán keresztül szívtuk át levegőt. Az aeroszolok „fennakadtak” a papíron, a radon – leányelemeivel – megtapadt rajtuk. Az így készített, rövid felezési idejű forrást egy pálcán juttattuk be a diffúziós ködkamrába. Az alfa-részecskék pályája a 4. ábrán figyelhető meg.

Magreakciók kimutatása

A Rutherford-féle rugalmas szórás kísérlet bizonyította be az atommag létét, amellyel egy teljesen új korszak kezdődött a természettudományban. Fontosnak tartottuk ennek bemutatását a diffúziós ködkamrával. A kísérletnél – az eltérülés kimutathatósága érdekében – az alfa-nyalábot kollimálni kellett. A ködkamrá-

4. ábra. Levegőből gyűjtött radon bomlásának nyomai.





5. ábra. Rutherford-szórás ezüst fólián diffúziós ködkamrában Th(B+C) kollimált alfa-részecskéivel.

1. táblázat Különböző módszerekkel meghatározott hatótávolságok (mm) összehasonlítása Th(B+C) forrás alfa-részecskéire					
Th(B+C) (MeV)	kísérleti eredmények (mm)		számított eredmények (mm)		
	Lince- program	saját képfeldolgozó program	SRIM 2010 program		(3) képlet
			levegő + 10% propanol	levegő	
6,0508	36,25	46,50	42,53	47,48	46,88
8,7849	60,95	73,85	74,87	83,49	82,02

(A forrás nagy intenzitására a ritka folyamat miatt volt szükség; az alfa-részecskék két energiacsoportja a hatótávolságokról felismerhető.) A keletkezett proton pályájának hosszúságát nehéz megállapítani, mert a kezdőpont a nagy háttér miatt nem jelölhető ki egyértelműen. Ezt a folyamatot figyelte meg *Rutherford* is 1919-ben, amikor az első mesterséges magátalakítást elvégezte. Nitrogént alfa-sugárzásnak vetett alá és a keletkező új atommagok pályáját szintén ködkamrafelvételek alapján azonosította.

A ködkamrában a neutronok közvetlenül nem láthatók, csak az általuk keltett töltött részecskék vagy gamma-sugárzás révén. Kísérleteinkhez a nem monoenergetikus PuBe-forrást használtuk. A neutronok rugalmas szóródása megfigyelhető volt a kamra töltőgázának hidrogén atommagjain. A 7. ábrán a forrás a kép jobb oldalán helyezkedik el. A protonok iránya megállapítható a nyomvonalak kiszélesedéséből.

Más neutronindukált folyamatok kimutatása azért nehéz, mert a PuBe-forrástól különböző folyamatok révén eredő részecskék jelentős háttérrel okoznak.

ban könnyebben kezelhető ezüsthóliát használtunk, amelyet a 2,5 cm hosszúságú kollimátorcső végéhez rögzítettünk. A geometria miatt a 90°-nál nagyobb szögek nem tanulmányozhatók, pedig az atommag létét a nagyszögű szórás bizonyítaná legjobban. A demonstrációban így is egyértelműen látható a jelentős eltérés, amely bizonyítja a szórás folyamat bekövetkezését (5. ábra).

Nagy aktivitású Th(B+C) forrást alkalmazva az alfa-részecskék kör alakú (koronaszerű) nyomkialakulást hoznak létre a diffúziós ködkamrában. Néha megfigyelhető egy hosszabb, vékonyabb nyom megjelenése, amely a $^{14}\text{N} + ^4\text{He} = ^{17}\text{O} + ^1\text{H}$ magreakcióból származó protontól ered a 6. ábrán látható módon (vonallal jelölve). A visszalökött ^{17}O nagyon rövid pályája a nagy alfa-háttér miatt nem vehető észre a felvételen.

6. ábra. A $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ magreakció Th(B+C) forrás alfa-részecskéivel létrehozva.

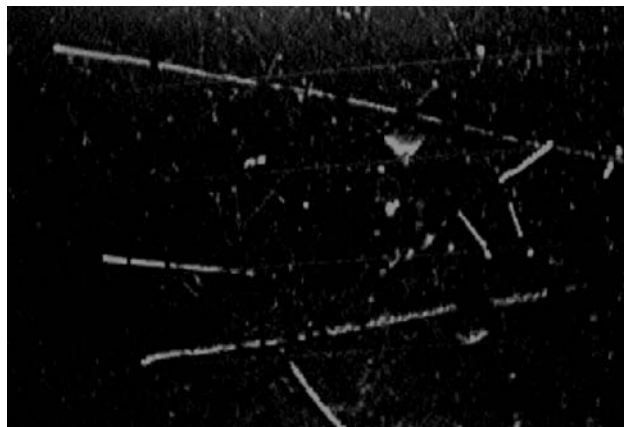


Töltött részecskék hatótávolsága

A hatótávolság mérése lehetővé teszi a részecskék energiájának meghatározását. A ködkamrás kísérletek egyik legfontosabb eredménye a különböző (háttér)-sugárzások elkülönítése energiájuk és ionizáló képességük révén. Munkánk során a könnyebben tanulmányozható alfa-részecskékkal végeztünk méréseket.

Az 1. táblázat a különféleképpen számított és kiértékelt hatótávolságokat tünteti fel. A képfeldolgozó és

7. ábra. PuBe-forrás neutronjai által meglökött protonok hosszú, egyenes nyomai a ködkamrában.



Különböző módon meghatározott Th(B+C) felezési idők összehasonlítása

módszer		ködkamra		alfa-spektrometria			béta-számlálás	gamma-spektrometria		
		kép-feldolgozás	nyom-számlálás							
$T_{1/2}$ (h)	10,64	6,5–11,1	11,71	10,74	10,77	10,75	10,77	10,64	10,85	10,86
irodalmi adat (MeV)				6,0508	8,7849	összeg				

a *Lince*-program [4] segítségével meghatároztuk a Th(B+C) forrásból kilépő alfa-részecskék nyomairól készített felvételeken a részecskék pontos helyét és a nyomvonal hosszúságát. Az elméleti adatokat a *SRIM 2010* szabad felhasználású program [5] és az

$$R_{\alpha} = 0,315 \cdot E_{\alpha}^{3/2} \quad (3)$$

empirikus képlet alapján számítottuk ki [6].

A mért adatok relatív szórása a „kézi” *Lince*-program esetén körülbelül 5,5%, a saját (automatikus) feldolgozásánál pedig 12% körülinek adódott. Az utóbival nyert hatótávolságok ugyanakkor közelebb vannak a számított értékekhez.

Felezési idő meghatározása

Két napon keresztül figyeltük és rögzítettük a Th(B+C) forrásból kilépő alfa-részecskék nyomait a diffúziós ködkamra fölött elhelyezett videokamera segítségével. Képfeldolgozó programunkkal megszámloltuk, hogy az adott képkockán hány részecskenyom látható, majd a kapott I számlálási sebességeket az idő függvényében ábrázoltuk az Excel-programban. Az adatokhoz exponenciális trendvonalat illesztettünk, amelynek egyenletéből a (4) összefüggés segítségével meghatároztuk a felezési időt (és az I_0 kezdetben mérhető intenzitást):

$$I = I_0 e^{-\lambda t} = I_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = I_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \quad (4)$$

Ellenőrzésképpen a felvételen a részecskenyomokat szemmel is leszámoltuk. A kiértékelést az előbbiek szerint végeztük el.

A Th(B+C) forrást alkotó ^{212}Pb atommag felezési idejét alfa- és gamma-spektrometria, valamint béta-számlálás segítségével is meghatároztuk. Az eredményeket a 2. táblázatban hasonlítottuk össze. A ködkamrával mért értékek meglehetősen pontatlanok a kis statisztika, illetve a nagy szórás miatt. Mindenesetre az intenzitás időbeli csökkenés egyértelműen észlelhető.

Összefoglalás

A radioaktivitás törvényszerűségeit az atommagfizika kutatja, magyarázza és alkalmazza. A atommagfizika középiskolai oktatásában viszonylag kevés a kísérletezési lehetőség és a demonstrációs eszköz. Kísérletek

nélkül, főként az atommagfizikának, megmarad a félreérthető, kevésbé megfogható és ezért misztikus jellege. A PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamra oktatásban történő alkalmazásával számos lehetőség nyílik a tanulók gondolkodásának fejlesztésére, a magfizika iránti érdeklődésük növelésére. Kiváló eszköz a kvantumfizikai rendszerekre jellemző tulajdonságok érzékeltetésére: statisztikus ingadozás (nyomszám, bomlások között eltelt idő, a nyomok helye), az állapotok véges élettartama, az alfa-részecskék jól meghatározott pályahosszából következően a diszkrét energiaállapotok létezése. Ugyanakkor a látvány is hatásos és élményszerű.

Az általános iskolában főként demonstrációs célokra lehet megvalósítani: anyagszerkezet, háttérsugárzás. A középiskolában nem csak a radioaktivitás témakörénél (például felezési idő) használható eredményesen. Az atommagfizikában a szórási folyamatok észlelése, új részecskék keletkezése, az elemátalakítás lehetősége nyújt élményt, például a $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ magreakcióban. A részecskék ütközésénél (például n - p szórás) a klasszikus mechanikai ismeretek gyakoroltathatók. A kísérletek kiértékelésénél pedig a statisztikai ismeretek is előkerülnek. Az egyetemi fizikaoktatás során a felezési idő, a töltött részecskék fékeződése, a hatótávolság energiafüggése, az energia-, nyomhosszúság-eloszlás számítása lehet további érdekes feladat.

A diffúziós ködkamrával kapcsolatos információk és az atommagfizika egyes jelenségeinek megértéséhez szükséges elméleti alapok [6, 7] egy általunk készített honlapon [8] megtalálhatók. Itt közérthető nyelven minden érdeklődő számára elérhetők a leírások, animációk és a képekből, videofelvételekből álló adatbázisok. Útmutatók alapján lehetőség nyílik az egyes kísérletek adatainak egyéni vagy csoportos feldolgozására is. Egy internetes közvetítést nyújtó IP-kamerával a diffúziós ködkamrában kialakuló folyamatok valós idejű megfigyelése is lehetséges. Ez azért fontos, mert olyan forrásokat és egyéb megoldásokat lehet alkalmazni laboratóriumi körülmények között, amelyek nehézségük és a sugárvédelmi előírások miatt az iskolákban nem valósíthatók meg.

A németországi középiskolai fizikatanításnak része a diffúziós ködkamra. Demonstrációra és tanulói kísérletek elvégzésére egyaránt felhasználják [9]. Ez az eszköz valóban kiválóan alkalmas arra, hogy a magyarországi oktatás során is bemutassák, valamint elmélyültebb munkát igénylő feladatokat is vegyenek vele.

Irodalom

1. PHYWE series of publications: *Visualisation of radioactive particles / Diffusion cloud chamber*. (Laboratory Experiments Physics, PHYWE SYSTEME GMBH, Göttingen, Germany). <http://www.phywe.com>
2. Győrfi T. *Atommagfizika az oktatásban. Környezeti radioaktivitás vizsgálata és szemléltetése*. Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem, 2011. <http://w3.atomki.hu/PhD/these/Gy%20Tam%20a1s>
3. J. Csikai: Photographic evidence for the existence of the neutrino. *Il Nuovo Cimento* 5/4 (1957) 1011–1012.
4. S. L. dos Santos e Lucato: *Lince – Linear Intercept v. 2.4*. Department of Material Science, Darmstadt University of Technology, 1999. http://www.mawi.tu-darmstadt.de/naw/nawstartseite/service/software/sv_software.en.jsp
5. J. Ziegler: *SRLM The Stopping and Range of Ions in Matter*. 2000. <http://www.srim.org/index.htm>
6. Fényes T.: *Atommagfizika*. 2. kiadás, Kossuth Egyetem Kiadó, 2009, Debrecen.
7. Raics P.: *Atommag- és részecskefizika*. DE Kísérleti Fizikai Tan-
szék, 2002, Debrecen. <http://kisfiz.phys.klte.hu/kisfiz/Raics>
8. <http://falcon.phys.klte.hu/~raics/TAVTANULAS>
9. <http://www.leifiphysik.de/themenbereiche/radioaktivitaet-einfuehrung/versuche/#Nebelkammer> – Schulversuch

KÍSÉRLETEK MÁGNESEKKEL ÉS MÁGNESES INGASORRAL

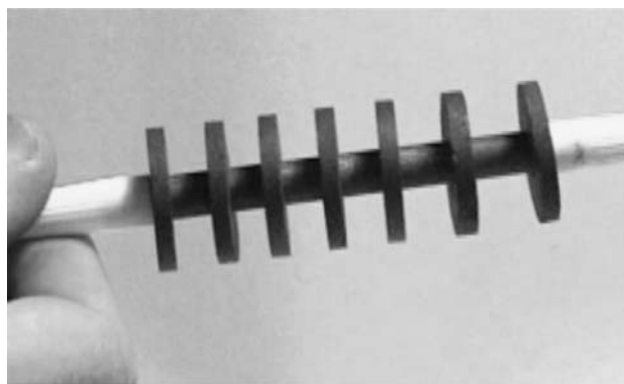
Márki-Zay János

nyugalmazott középiskolai tanár, Hódmezővásárhely

A világ azért szép, mert hatnak benne a fizikai erőhatások. A szépség és a rend összefüggő fogalmak. A természetben tapasztalható rend mögött fizikai erőhatások állnak. Ezt érdemes bemutatni. Előbb néhány kísérletet mutatok be állandó mágnesekkel, majd a különböző fizikai jelenségek szemléltetésére kifejlesztett mágneses ingasor sokoldalú felhasználási lehetőségét ismertetem.

Első kísérlet

Egy műanyag csőre egyforma, taszító helyzetű, gyűrű alakú mágneseket helyeztünk el (1. ábra). A cső forgatásával (a súrlódást csökkentve) és a csövet vízszintes helyzetben tartva a mágnesek egymástól azonos távolságban kerülnek egyensúlyi állapotba. A csövet függőleges helyzetbe hozva a mágnesek közötti távolság lefelé rendre csökken, amit ahhoz hasonlíthatunk, ahogy a Földet körülölelő levegőoszlop is összenyomódik a saját súlya alatt (barometrikus magasságformula!).

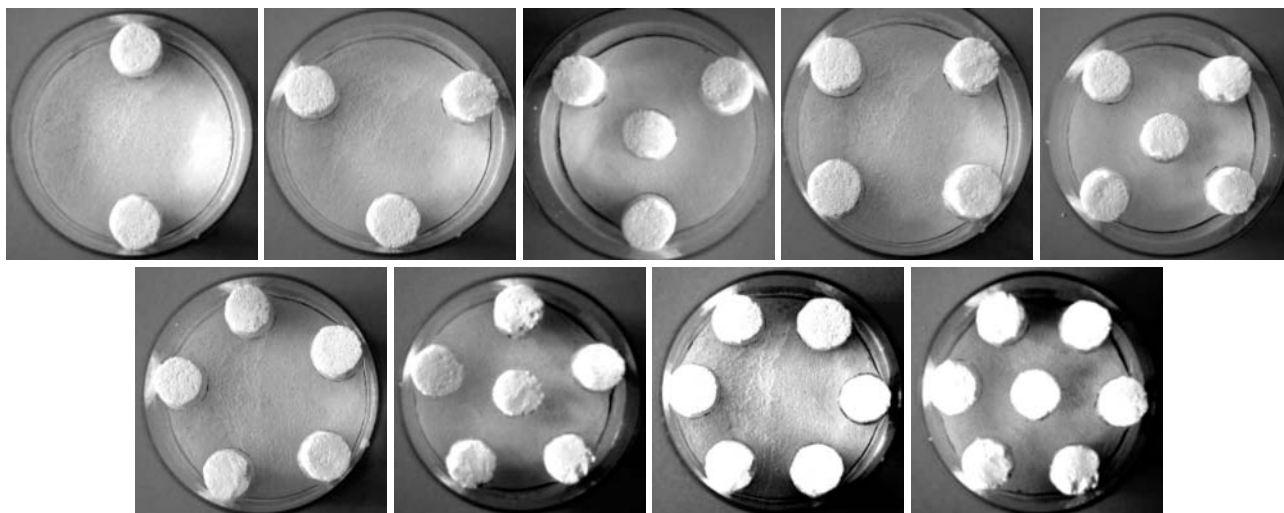


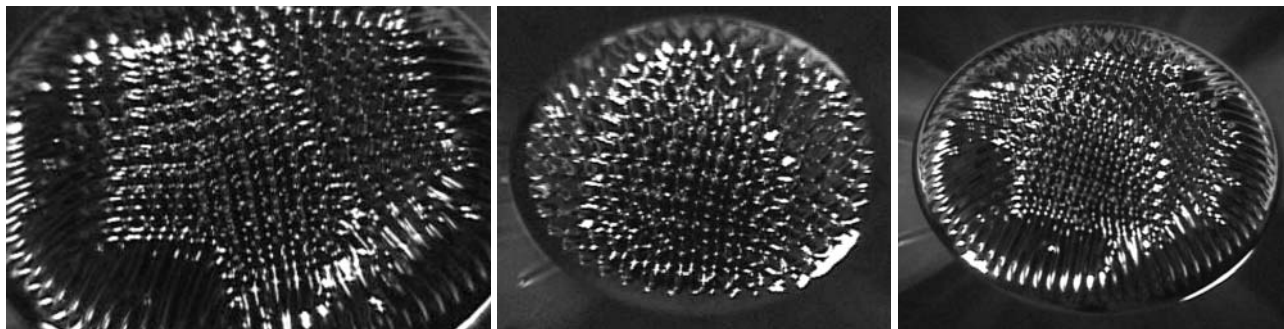
1. ábra. Gyűrű alakú, egymást taszító mágnesek elhelyezkedése műanyag rúdon.

Második kísérlet

Egyforma, taszító helyzetű mágnesek – a rájuk ragasztott habosított műanyagnak köszönhetően (2. ábrán látható felvételek) úsznak a kör keresztmet-
szetű edény vízében. Egyensúlyi helyzetben a mág-

2. ábra. Vízen úszó, egymást taszító mágnesek szabályos alakzatban való elrendeződése.





3. ábra. Mágneses folyadék tűskéinek szabályos elrendeződése.

nesek igyekeznek egymástól minél messzebb kerülni (vagy szabályos sokszöget formáznak, vagy az edény közepén elhelyezkedő mágnes az edény szélein lévő mágnesekkel összekötő képzeletbeli egyenes szakaszok egymással azonos szögeket zárnak be).

Ezt a kialakult szabályos rendszert megzavarhatja, ha a fenti alakzatban elhelyezkedett két edényt egymás mellé rakunk. Ekkor mindkét edényben az edény szélén elhelyezkedő, egymást taszító mágnesek a taszító hatás következtében az edény belseje felé mozdulnak el (kölsönös deformáció).

Harmadik kísérlet

A 3. ábra képein látható, ahogy a mágneses folyadék (más néven: ferrofluid) tűkéi szabályos rendezettséget mutatnak, amit akár egy köbös kristályrács kétdimenziós modelljének is tekinthetünk. Az eltérő rendezettségű tűkék egy-egy szemcsét modelleznek, amit szemcsehatár választ szét.

Az 50 Hz-es váltakozó árammal táplált elektromágnes hatására létrejövő struktúrák az áram erősségének és frekvenciájának függvényében folytonos változásban vannak (újrakristályosodás).

Eljárások longitudinális hullámok modellezésére

Szemléltetés Newton-bölcsovel

Amíg a transzverzális hullámok modellezésére számos és meglehetősen jó eljárás áll a tanárok rendelkezésére, addig az ugyancsak jelentős longitudinális hullámokról ezt nem állíthatjuk. (Megjegyzés: Folyadékokban és gázokban csak longitudinális hullámok keletkezhetnek, szilárd anyagokban a hullámterjedés mindkét módja lehetséges.)

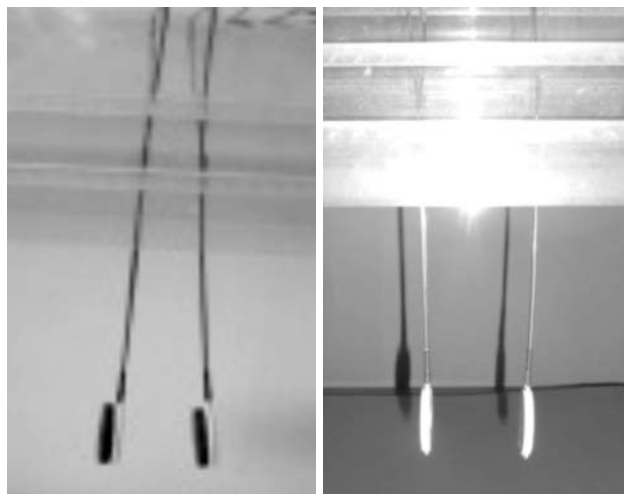
Igen elterjedt az azonos méretű acélgolyókból álló Newton-bölcsovek nevezett rendszer, ami szorosan illeszkedő rugalmas golyókból (labdákból) álló pontsort modellez. E rendszerre érvényes az energia-megmaradás és a lendület-megmaradás törvénye, ami magyarázatul szolgál arra, hogy az egyik végen kilendített golyók száma megegyezik a másik végen kilendü-

lő golyók számával. Tudjuk azonban, hogy az anyagot a valóságban felépítő atomok vagy molekulák között nincs szoros illeszkedés. A longitudinális hullámokat szokás még rugalmasan csatolt ingákkal szemléltetni, ahol az egyes elemeket a valóságtól eltérő módon súlyozott cérnákkal, gumival vagy rugókkal stb. hozzák kapcsolatba.

Szemléltetés mágnes rudakkal

Műanyag-élre taszító helyzetben, párhuzamosan, hosszú mágnesrudakat helyezünk fel (vagy ennek hiányában apró mágnesgyűrűk összeragasztásával létrehozott mágnesrudakat síklapra helyezünk), és a sor egyik végén a mágnesrudat rögzítjük. A sor másik végén fekvő rudat a többihez képest ütemesen közelítve, majd távolítva longitudinális hullámok terjedését szemléltethetjük. (Vigyázat! A szomszédos mágnesek oldalirányú elmozdulása következtében a taszító erőket vonzóerők válthatják fel, és a szomszédos elemek összetapadhatnak.) Egyensúlyi helyzetben a középső mágneses rudak egymástól azonos távolságban vannak. A két szélső mágnesrúd között észrevehető kisebb távolság annak következménye, hogy a szélső mágnesrúd csak az egyik oldalon van taszító szomszédja. A jelenség feltárja azt a különleges helyzetet, amely egy rendszer szélét, vagy felületét megkülönbözteti a belsejétől.

4. ábra. Ennek a rendszernek csak széle van! Két ingaelem a) taszító és b) vonzó helyzetben.



Az ingaelemek jellemző adatainak átlagértéke			
inga jellemzői	rövid inga	közepes hosszúságú	hosszú inga
hossza	16,35 cm	19,5 cm	23,1 cm
tömege	20 gramm	22 gramm	24 gramm
súlypontjának távolsága a forgástengelytől	10,95 cm	13,35 cm	14,95 cm
súlypontjának távolsága a forgástengelytől + 1 mágnessel	12,25 cm	14,75 cm	17,95 cm
súlypontjának távolsága a forgástengelytől + 2 mágnessel	13 cm	15,5 cm	18 cm
sajátfrekvencia	1,4 Hz	1,28 Hz	1,14 Hz
saját rezgésidő	0,715 s	0,781 s	0,874 s
saját rezgésidő + 1 mágnessel	0,721 s	0,791 s	0,884 s

Szemléltetés a sokoldalúan felhasználható, lineáris felépítésű, mágnesesen csatolt ingasorral

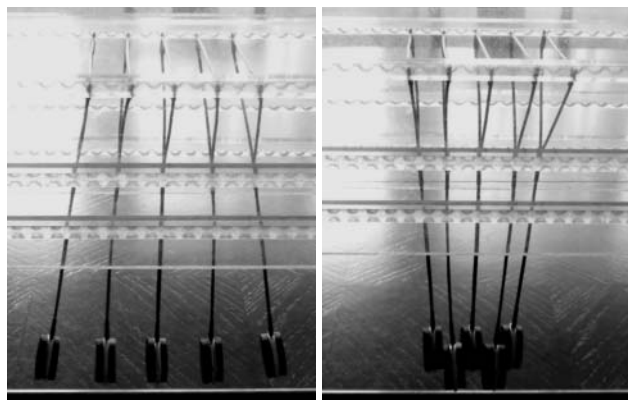
Úgy gondoltuk, hogy a modellként használt ingasor és a valóság egymáshoz közelítése érdekében az elemek közötti csatolást a valósághoz közelebb álló módon a mágneses erőter segítségével oldjuk meg. (Megjegyzés: Az ingák lengése során figyelembe kell venni a helyzeti és mozgási energiák változását is.)

Megemlítjük, hogy az egyes ingák külön-külön is felhasználhatók kísérletezésre és mérésre. Az elemek számát növelve és az egyes ingák milyenségét változtatva a kapott ingasor viselkedése egyre bonyolultabbá válik. Ha csak két ingát helyezünk fel taszító (4.a ábra) vagy vonzó (4.b ábra) helyzetben, akkor olyan ingasort kapunk, amelynek csak széle van. Az erőhatások egyensúlya esetén az ingák súlypontja magasabbra kerül, ami különösen taszító helyzetben mutatkozik meg markánsan.

Ha az ingák csatolását igen szorossá tesszük (5.a és 5.b ábra), akkor egyre nagyobb szerephez jutnak az oldalirányú kitérést okozó erők, amelyek a szomszédos ingák összetapadásához vezethetnek.

Az általunk létrehozott mágnesesen csatolt ingasor három különböző hosszúságú ingát tartalmaz (6. ábra). A rézdrótból készült ingaelemek felső végükön 9,4 cm-re szétterpeszkedő végeikkel plexilemezen kialakított félkör alakú lyukakra illeszkedve len-

5. ábra. Öt ingaelem szoros csatolása (a) és az ingaelemek összekapcsolódása (b).



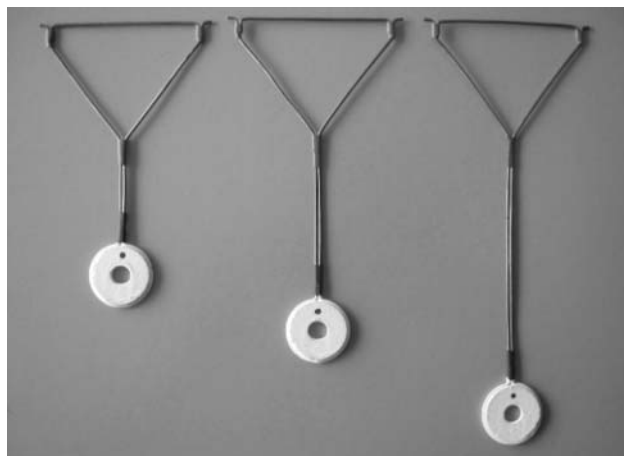
genek. Az ingák alsó végükön egy 3 cm átmérőjű és 0,4 cm vastag, kör alakú mágnesben végződnek, amelyeket taszító helyzetben rendezhetünk sorba. Az ingák felhelyezését elősegíti, hogy az egyik pólust piros pötty jelzi. A 0,64 m hosszú plexilapok tartószerkezete rézcsövekből készült. A tartószerkezet mérete: 76 cm hosszú, 37 cm magas és 10 cm széles. A három sorban, vízszintesen elhelyezkedő lyuksorok egymástól mért távolságai kiegyenlítik az ingák közötti magasságkülönbségeket. Ezzel érjük el, hogy a különböző hosszúságú ingák mágnesei alaphelyzetben azonos magasságban helyezkedjenek el. A lyukak egymástól 1 cm távolságban követik egymást, miáltal a felhelyezett ingaelemek egymástól való távolságát a centiméter egész számú többszörösének választhatjuk.

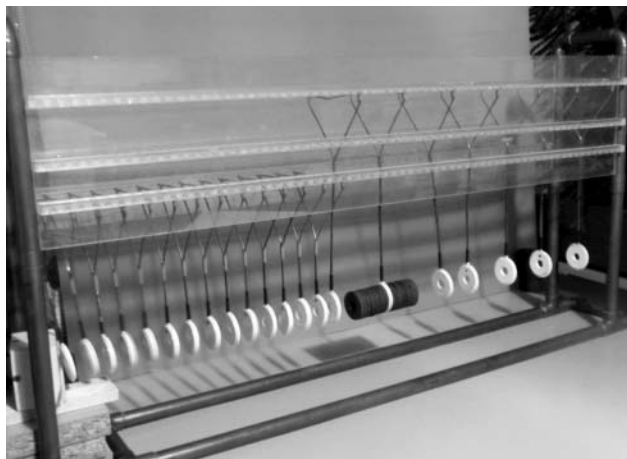
A kétoldali plexilemezek egyike egybefüggő, míg a másikat a háromféle inga felrakásának megkönnyítése érdekében négy részre bontottuk.

Az egyes ingaelemeket egymáshoz közelebb helyezve a csatolás erősebb (szorosabb), míg egymástól távolabb helyezve gyengébb (lazább) lesz. Az ingák lazább csatolásakor a lengésidő jelentősen növekszik.

Az egyes ingák tömegét, az inga súlypontját és a közöttük ható erők nagyságát egyidejűleg is változtathatjuk, ha az ingaelemek alján elhelyezkedő mágnesek mellé további mágneseket helyezünk. (Egy-egy

6. ábra. A három különböző hosszúságú inga.





7. ábra. Mágnesesen csatolt ingasor egy lehetséges összeállítása.

mágnes 11 gramm tömegű.) A mágneset leszámítva az inga többi része rézdrótból készült (az ingák össztömege 20-22-24 gramm, a hosszúságtól függően). Tömegeloszlását tekintve az inga távol áll az ideális matematikai ingától, ezért az egyes jellemzők megváltoztatásakor csak a tendenciák állapíthatók meg. A tömeg növelésével a lengésidő csak igen lassan növekszik (7. ábra).

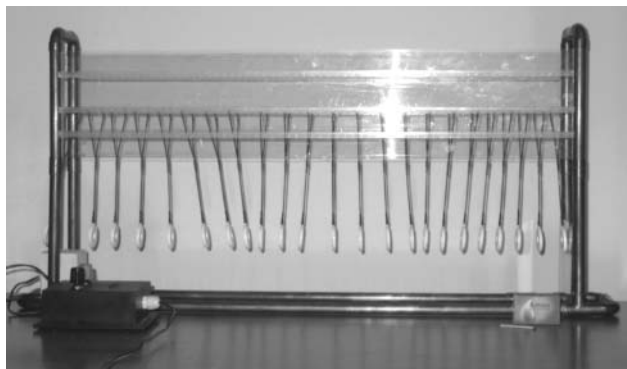
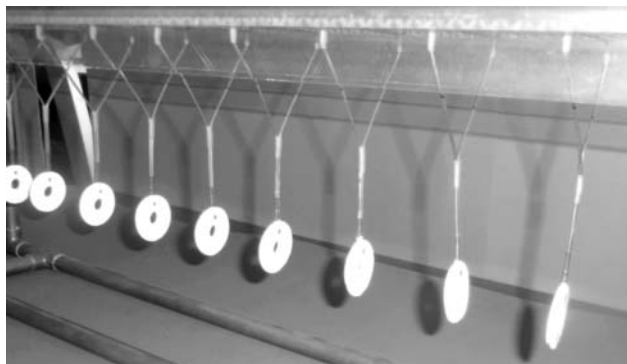
A könnyen összeállítható mágneses ingasor előnye, hogy a longitudinális hullámok sokirányú szemléltetésére alkalmas, és a hullámtan valamint a rezgések tanításához kényelmes és látványos lehetőséget nyújt (8. ábra).

Az eszköz lehetőséget ad állóhullámok kialakítására is, és a longitudinális hullámok szabad és rögzített végről való visszaverődésének tanulmányozására, továbbá lehetőségünk van arra, hogy az ingasor mindkét végén egyidejűleg zavart keltsünk. Így a hullámok találkozását is tanulmányozhatjuk. A hullámhosszt a $\lambda = v/f$ összefüggés alapján számíthatjuk.

Érdekességgént megemlíthetjük, hogy az ingasor akkor is működik, ha nem vagy nem csak taszító erők hatnak az ingaelemek között (10. ábra).

Ha az ingákat vonzó helyzetben helyezzük el (9. ábra), akkor a köztük lévő távolságot olyan nagyra kell hagyni, hogy a szomszédos ingaelemek össze ne kapaszkodjanak. Az így létrejött igen laza kapcsolat miatt a zavar csak igen lassan és nagy csillapodással

9. ábra. Vonzó helyzetű ingákból összeállított lazán csatolt mágneses ingasor.



8. ábra. A mágneses ingasoron létrehozott longitudinális hullám.

terjed tovább, de a valóságban a longitudinális hullámok terjedését elsősorban az elektronfelhők között fellépő taszító erők segítik elő.

Összefoglalva: A gyűrű alakú mágnesekből létrehozott lineáris ingasor előnyei: az egyes elemek közötti csatolást stabil (mágneses) erőter biztosítja. Nagy mértékben változtatható az egyes ingák hossza, tömege, az ingák egymástól való távolsága, a csatolás erőssége. A zavar elindítása és az energiavesztés pótlása történhet manuálisan és elektromágnes alkalmazásával is. Élethűen modellezhetjük vele a longitudinális hullámokat. Tanulmányozható a hullámok visszaverődése (szabad és rögzített végről) és törése stb.

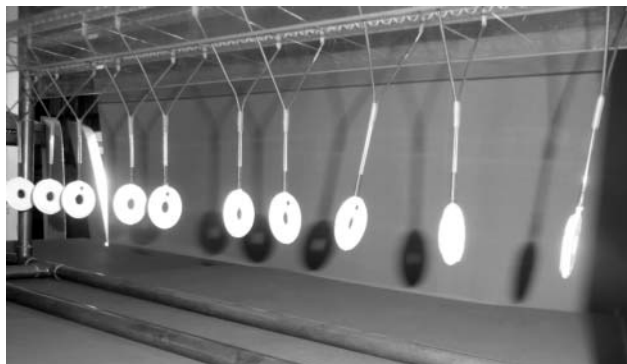
Az eszköz jelenlegi formája még tovább tökélesíthető. Egyebek között változhat az eszköz mérete és elképzelhető különböző erősségű mágnesek, vagy változtatható erősségű elektromágnesek alkalmazása is. Az ingasor gerjesztésére alkalmazott eszközt is fejleszthetjük.

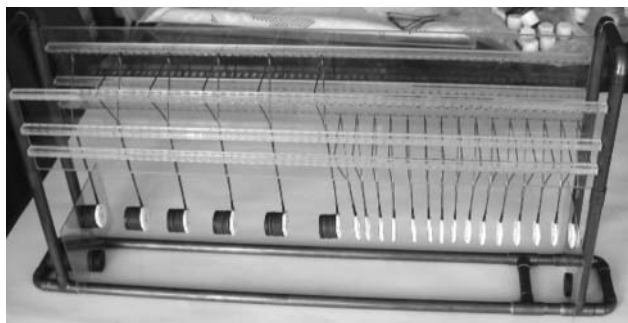
A mágneses ingasor néhány további alkalmazási lehetősége

1. Megfigyelhetjük a kollektív állapotok kialakulását, mert a rendszert magára hagyva, egy idő múlva szinkronban mozognak, mivel aszinkronos rezgéseik részben kompenzálják egymást.

A kollektív állapot azt jelenti, hogy sok egység csoportos mozgása jelentősen eltér egy egységtől. Ezzel magyarázható például a mintázatok, hálózatok képződése és a szinkronizáció.

10. ábra. Felváltva vonzó és taszító helyzetű ingákból összetett mágneses ingasoron elindított zavar.





11. ábra. A határfelületek szigetelő hatásának szemléltetése mágneses ingasorral.

2. A 11. ábrán látható összeállításban a 60 cm hosszú tartószerkezetre 15 darab egymástól 2-2 cm-re lévő (szoros csatolással) rövid ingát és 6 egymástól 6-6 cm-re lévő (lazább csatolással) hosszú ingát helyeztünk el úgy, hogy az utolsó rövid inga a vele szomszédos első hosszú ingától 2 cm-re legyen. A rövid ingák felől elindított viszonylag nagy frekvenciájú rezgés a két közeg határfelületén csak igen gyenge hatásfokkal képes áthaladni. Ez az összeállítás érthetővé teszi a határfelület szigetelő hatását a longitudinális hullámként terjedő hanggal szemben. Például az épületek falai a magas frekvenciájú hangrezgéseket jó hatásfokkal kiszűrik (elnyelik), míg az alacsonyabb frekvenciájú rezgéseket alig gyengítve átengedik. Az egyre fokozódó zajártalom elleni védekezés fontossága aktuálissá teszi a hangszigetelés szemléltetését.

A longitudinális hullám a közeghatárnál egyrészt visszaverődik, másrészt behatol az új közegbe, miközben megváltozik a hullám terjedési sebessége és hullámhossza. Minél nagyobb a sajátfrekvenciák különbözősége, annál jobb a szigetelés. A visszaverődés, illetve behatolás mértéke erősen függ a közeghatárnál fennálló különbségek mértékétől.

Ha a két közeg akusztikai keménysége (az anyagsűrűség és a hang terjedési sebességének szorzata) közel azonos, akkor a hullám majdnem teljesen áthalad a határon, és gyakorlatilag nincs visszavert hullám. A gázok (10^2 kg/m³s) és a szilárdtestek (10^7 kg/m³s) akusztikai keménysége mintegy öt nagyságrenddel eltér egymástól. Ezért, ha azt akarjuk, hogy a hang egyik közegből a másikba behatoljon, akkor a két közeg között átmeneti folyadékréteget (10^5 kg/m³s) célszerű alkalmazni.

3. Az egészségügyben és az anyagmegmunkálásban nélkülözhetetlen UV-tartományban működő lézerek működése a frekvenciakonverzió alapszik. A mágneses ingával ezt a jelenséget is szemléltetni lehet. Ehhez hosszabb lengésidejű (egymástól nagyobb távolságra elhelyezett hosszabb és nehezebb) ingákból álló sort hozunk kapcsolatba rövidebb lengésidejű (egymástól kisebb távolságra telepített, rövidebb és könnyebb) ingákból álló sorral (11. ábra). Az így összeállított ingasornál látványosan megmutatkozik a két rész eltérő frekvenciával történő rezgése. A hosszabb lengésidejű ingákat meglökve a rövidebb lengésidejű ingák rezgési periódusa felgyorsul (frekvenciasokszorozódás).

A fordított irányú jelenség annak modellje lehet, hogy az Ősrobbanást követő állóhullámokból hogyan alakult ki a kozmikus háttérsugárzás.

Megjegyzések

1. Első mágneses ingasoromat 1983-ban építettem meg. 2002-ben a hollandiai Noordwijckban szervezett Physics on Stage konferencián szívószálas kísérleteimmel 450 európai tanár közönségsvotata alapján második díjat szereztem. A pénzjutalom lehetőséget biztosított arra, hogy egyebek között a mágneses ingasort tökéletesítsem. 2003-ban az ugyanitt szervezett Physics on Stage konferencián egy osztrák kolléganő méltatlankodva említette, hogy az édesapja is készített hasonló ingát. Csak akkor hallgatott el, amikor elmondtam, hogy első mágneses ingámat én már 1984-ben kiállítottam a veszprémi Középiskolai Fizikatanári Ankéton. Nem állíthatom, hogy elsőként fejlesztettem ki mágneses ingasort, de azt igen, hogy tanári pályafutásom alatt – sem az interneten, sem azon a négy európai (Physics on Stage és Science on Stage) konferencián, amelyen részt vettem – nem találkoztam hasonló, variálható és számos kísérlet szemléltetésére alkalmas eszközzel.

Többször megkíséreltem ingasor sorozatgyártását, de tanári munkám és vidéki helyzetem ezt nem tette lehetővé. Eszközzeimmel több hazai tanszergyártót megkerestem, de nem kaptak rajtuk. Az egyik tanszergyártó (akinek egy másik ötletemet javasoltam megvalósításra) hozzájárulásom nélkül kezdte el az ingasort gyártani. Kiengesztelésként ígéretet tett, hogy utólag 50 000 Ft-ot fizet. Ezt persze sohasem kaptam meg. Röviddel ezután sajnos az illető felhagyott a szemléltetőeszközök gyártásával.

Aktív tanári tevékenységem végén már mindent saját eszközeimmel szemléltettem. A gyorsuló időben ma sem tudok jobb módszert a reánk zúduló információáradat ellen, mint a szemléltetés hatásfokának állandó javítását. A vizuális kép rövidebb idő alatt is tartósabb és mélyebb megismerést eredményez.

Nemzetközileg is elismert szemléltető eszközeim – sokszor talán éppen előnyös egyszerűségük és az ezzel összefüggő kisebb gyártási profit miatt – nem kerültek szélesebb körben elterjesztésre és gyártásra. Meggyőződésem, hogy a magyar oktatás számára hosszabb távon az jelent tartósabb eredményt, ha az alkalmazott szemléltető eszköz minél egyszerűbben szolgálja a megismerést. Kinek a feladata ezt képviselni, ha nem oktatásunk irányítóinak és az oktatásban részt vevő pedagógusoknak?

2. Sajnálattal tapasztaltam, hogy az újtómozgalom, amely mércét jelentett és rangot adott az innovatív tevékenységet folytató magyar pedagógusoknak még a rendszerváltás előtt csődbe ment. A példamutatón demokratikus mozgalom előnye a helyébe lépő pályázatokkal szemben, hogy sem a résztvevők körét, sem a témát nem szűkítette le, és ezzel bárkinek bármilyen területen lehetőséget kínált arra, hogy előrevívó ötletei ne sikkadjanak el, hanem a felszínre kerüljenek. Biztos vagyok benne, a legjobb újítási ötletek megvalósításával a megtakarításokat ma is milliókban mérhetnénk. Jelenleg iskoláink a szertárfejlesztésre kapott támogatás jelentős részét – megfelelő hazai választék híján – méregdrágán importált eszközökre költik el, amelyek gyakran alig egy-két jelenség szemléltetésére alkalmasak. Mennyivel gazdaságosabb lenne a szűkös anyagi támogatás felhasználását átgondolni, és azt esetenként a hazai, felkarolásra és elterjesztésre méltó szemléltetőeszközökre fordítani. Magyarország felzárkózását segítené elő az innovatív tevékenység intézményes ösztönzése és a legjobb ötletek megvalósításának támogatása.

56. ORSZÁGOS FIZIKATANÁRI ANKÉT ÉS ESZKÖZKIÁLLÍTÁS

– Székesfehérvár, 2013. március 14–17.

Varga János
Székesfehérvár

Az idei Ankét a megszokott tavaszi helyett meglehetősen zord időjárási viszonyok közepette zajlott, amely nemcsak hogy megnehezítette, de esetenként meg is hiúsította a résztvevőket, illetve az előadók ideutazását. A kritikus helyzeteket esetenként az internet biztosította távoladás segítségével hidalták át a rendezők.

A rendezvény témái: biológiai fizika (hallás fizikája, látás fizikája, mozgás fizikája, élőlények kollektív mozgása stb.) – amelyek az új kerettanterv ismeretében ténylegesen érdeklődésre számot tartó területek –, valamint aktuális oktatáspolitikai kérdések.

A hagyományos műhelyfoglalkozásokra március 15-én és 16-án délután került sor.

A tavaly indított és nagy sikert aratott *10 perces kísérletek* című program március 16-án került lebonyolításra.

Az Ankét legfontosabb eseményei

Március 14., üléseelnök: Mester András

Az ünnepélyes megnyitóra a székesfehérvári városháza dísztermében került sor, ahol *Cser-Palkovics András* polgármester meleg szavakkal köszöntötte az Ankét résztvevőit a nemzet történelmi fővárosában. Hangsúlyozta, hogy „a város mindig nagy tisztelettel és szeretettel vár tudományos konferenciákat”, szívesen látja, ha ehhez hasonló szakmai, tudományos programok kerülnek lebonyolításra.

Króó Norbert, az ELFT elnöke hozzászólásában kijelentette: „A jövő szempontjából izgalmas dolgokat tudunk kutatni és felfedezni, valamint továbbadni a következő generációnak.” Oktatáspolitikai aktualitásokról beszélve kifejezte abbéli aggodalmát, hogy „a mai politikai elit ilyen irányú képzettsége nem azon a szinten áll, mint ami jó lenne az ország érdekében”.

Kaposi József főigazgató (Oktatáskutató és Fejlesztő Intézet) a tanárképzéssel kapcsolatosan megjegyezte, hogy ma Magyarországon mennyiségi túlképzés és minőségi alulképzés folyik. Sürgette az állami felelősségvállalás megerősítését. A bolognai rendszerről megjegyezte, hogy azt sietve vezették be. Véleménye szerint a pedagóguspálya kiszámíthatóbb lett.

Ezt követően került sor a díjak átadására és az eszközkijelölők bemutatására. A Mikola-díjat *Halász Tibor* főiskolai tanár, és *Lang Ágota* középiskolai tanár nyerte el. A *Marx György* által alapított Vándorplakettet *Csajági Sándor* vehette át.

Honyek Gyula vezetőtanár (ELTE) figyelmeztetett rá, hogy gyengül a tanulók matematikatudása. Az emelt szintű érettségit mindössze 1 százaléka vállalta. Óriási problémának látja, hogy az általános iskolai fizikatanár-képzés gyakorlatilag megszűnt.

Jubász András egyetemi docens (ELTE) a kerettantervekhez tartozó segédanyagokról beszélt. Szerinte a fizika üzenete az alábbi két gondolatban foglalható össze:

- A világ szép és izgalmas.
- A világ megismerhető.

Úgy gondolja, hogy a fizikát elsősorban bemutatni, élménnyé tenni kell. Ez a gondolata teljesen összhangban van *Bolyai Farkas* véleményével, aki szerint: „A tanulásra való ösztönre nézve is a legjobb volna a dolgot magát szerettetni meg.”

Vallja, hogy: „Nem kell mindent tanítani!” Hasonlóan vélekedett a sárospataki Református Kollégium híres tanára, *Sipos Pál* matematikus – a Sipos-görbe felfedezője is: „...inkább kevesebbet tanítsunk, de azt alaposan” – vallotta.

Ezt követően szakmai fórumra került sor.

március 15., üléseelnök: Lévainé Kovács Róza

Téma: *Biológiai fizika*, műhelyfoglalkozások. Az előadásoknak az Óbudai Egyetem Alba Regia Egyetemi Központ adott helyet.

Horváth Gábor egyetemi docens (ELTE) *Megégetik-e napsütésben a leveleket a rájuk tapadt vízcseppek, avagy szabad-e déli verőfényben öntözni?* című előadása sajnos elmaradt, mert az előadó az időjárás miatt nem tudott eljutni Székesfehérvárra.

Lakatos Tibor ny. egyetemi docens (POTE) a *Látás fizikáját* foglalta össze rendkívül érdekes előadásában. Megtudtuk belőle, hogy 13,7 megapixelnél nagyobb felbontó képességű fényképezőgépet nem érdemes venni, mert ennyit tud az emberi szem.

A délelőtti előadások után, ebéd előtt, a résztvevők megkoszorúzták az I. István Szakiskola előtti Petőfi-szobrot, ahol *Varga János* székesfehérvári mérnök-tanár a költő 1842 novemberében Székesfehérváron írt *Első szerepem*, majd *A Magyar nemzet* című versét adta elő.

Ezt követően került sor a város világhírű szülötté, *Lánczos Kornél* emléktáblájának koszorúzására. Varga János méltatta a kvantummechanika és a relativitáselmélet világhírű tudósa, *Einstein* egykori munkatársa, matematikai segítője munkásságát.

Ebéd után a műhelyfoglalkozásokra került sor: *Adorjánné F. M., Horváth G., Nagy M., Radnóti K.*: A természettudomány tanítása

Csatári László: Szem-Fény-Vesztés

Csörgő Tamás: Hogyan csináljunk házilag Higgs-bozont? (Skype-on tartott műhely)

Halász Tibor: Új feladatok előtt állunk a fizikaoktatásban?! Mi a megoldás??!

Honyek Gyula: A középiskolai kerettantervhez tartozó tankönyv

Horváth Zsuzsa: Asztrobiológia, lakható exobolygók

Jendrék Miklós: Hogyan tanítsuk könnyen, érdekesen a fizikát?

Koszttyu János: Mérési kísérletek fizikaórákon

Lakatos Tibor: Optikai csalódások

Lang Ágota: Landolj egy üstökösön

Márki-Zay János: Anyagszerkezeti modellek...

Nyerges Gyula: Az évszázad üstököse

Nyirati László: Android fizika, android matematika

Oláh Éva: Részecskefizika tanítása a kutatólaborban

Pollner Péter: Hálózatok a középiskolában

március 16., üléselnök: Kürti Jenő

Téma: Biológiai fizika, műhelyfoglalkozások

Sükösd Csaba egyetemi docens (BME NTI) *A fizika egészségünk szolgálatában* című érdekes és gazdagon illusztrált előadásában mutatta be azt a hihetetlenül sokrétű eszköztárat, amit a fizika biztosít az orvostudomány számára a diagnózis támogatásától kezdve a gyógyításig. Ma már el sem tudjuk képzelni az egészségügyet röntgen, MRI, SPECT, Pozitronemisziós Tomográf (PET), illetve ezek kombinációja nélkül. Rövid áttekintést kaptunk a legújabb eljárásokról, például a gyorsan fejlődő hadronterápiáról, amelynek során gyors neutronokkal, protonokkal, szénionokkal bombázzák a rákos daganatot.

Derényi Imre egyetemi tanár (ELTE) *Akusztikai illúziók, avagy a hallás biofizikája* című előadásában felelevenítésre került a hallás mechanizmusának működése, a 0,3 nm kitérést is érzékelő hallószőrőktől kezdve a külső és belső hallósejtekig.

Sükösd Csaba Marx György – egy tanítvány visszaemlékezései című előadásában méltatta a leptontöltés megmaradási törvényét 1953 januárjában megfogalmazó nagyszerű tudós, pedagógus, tankönyv- és jegyzetíró, oktatásszervező, tudománytörténész professzor életművét, akinek a tanítás több volt, mint ismeretátadás: az ország felemelkedésének záloga, az életben maradás szükségszerű feltétele!

Ezt követően idegenvezetők segítségével egy városnéző séta során Székesfehérvár szépségeivel ismerkedtek meg az Ankét résztvevői.

Ebéd után a *műhelyfoglalkozásokra* került sor.

Horváth Árpád: A Nagy hadronütköztető-gyűrű eseményeinek...

Medvegy Tibor: Demonstrációs kísérletek intelligens folyadékok...

Molnár Milán: A tudomány színtere – Látványlaboratórium...

Pál Zoltán: A vadászat fizikája

Pető Mária: „Részecskevadászat” a középiskolában

Varga János: Fizikai képletek egyszerűsítése

A nap zárásaként érkezett a mindenki által várt maratoni show, a *10 perces kísérletek* bemutatása. Elsőként *Jarosievitc Zoltán*, a Magyar Elektronikai Múzeum munkatársa kísérleteit láthattuk. Ezt követően *Baranyai Klára* édes és sós vízben olvasztott jégdarabokkal bizonyította, hogy a tengerben lényegesen lassabban olvad a jég, ezért tudnak a jéghegyek messze elúszni az áramlatokkal. Csatári László gyeritya-libikókat és visszatérő konzervdobozt mutatott be.

Honyek Gyula a kínai izzósor trükkjeivel kápráztatott el bennünket. Sorbakapcsolt 100 darab 2,3 V-os izzója akkor is világított, ha egy „kiégett”. Így demonstrálta, hogyan lesz a szakadásból rövidzár. Jendrék Miklós váltakozó feszültséggel töltötte fel kondenzátorait. Koszttyu János humoros kérdésekkel bombázta a nézőket, miközben gumiköteleivel csodálatos állóhullámokat keltett. *Pántyáné Kuzder Mária* az égés feltételeire mutatott be hajmeresztő kísérleteket. Láthatunk lángoló, de sértetlen maradt gyermekkezeket, és éghetetlen 10 000 Ft-os bankjegyet. Varga István kísérletéből megtudtuk, hogy a szén-dioxid a borospincében alul, épülettűzben pedig felül van! Ez adott esetben igen hasznos információ lehet a menekülés végrehajtásához. Végül Pál Zoltán kísérletekkel bizonyította, hogy a lézer nem játékszer. Retinabeégést, vak-ságot okozhat, ezért nem árt az elővigyázatosság.

március 17., Ankét zárása, üléselnök: Farkas László

Theisz György, Theiszné Jahn Erzsébet, Nyirati László, Ujvári Sándor középiskolai tanárok, versenyszervezők: *Bemutatjuk a Lánczos Kornél Fizikaversenyt* című előadásukban az immár nagy hagyományokkal rendelkező verseny történetét mutatták be.

Kroó Norbert akadémikus, az ELFT elnöke a *Tudomány és oktatás a 21. században* című előadásában felvázolta gyorsan változó világunk néhány jellemzőjét, majd megfogalmazta a 21. század igényeit, amelyek egyike a tehetségek szerepének felértékelődése lesz. Összefoglalta, hogy milyen prioritások vannak a kutatásban. Hangsúlyozta az oktatás, mint hosszú távú beruházás fontosságát, azon belül pedig az idegennyelvtudás és az állandó tanulás képességét.

Az ankét zárásaként az eszközkiállítók és műhelyvezetők munkájának értékelésére, a díjak átadására került sor. Az Ankét ideje alatt sok érdekes eszközzel ismerkedhettek meg a résztvevők, a színes lézertől a gamma spektroszkópig.

Az Ankét díjazottjai

Az eszökbemutató díjazottjai:

1. helyezett: Pál Zoltán
2. helyezett: Piláth Károly és Zátonyi Sándor
3. helyezett: Jendrék Miklós
4. helyezett: Márki-Zay János és Theisz György

A műhelyek díjazottjai:

1. helyezett: Nyerges Gyula
2. helyezett: Medvegy Tibor és Nyirati László
3. helyezett: Csatári László

10 perces kísérletek díjazottjai:

1. helyezett: Honyek Gyula
2. helyezett: Pál Zoltán
3. helyezett: Baranyai Klára

Az Ankét utolsó mozzanataként a résztvevők egy mindenki által aláírt levélben azzal a javaslattal fordultak Székesfehérvár polgármesteréhez, hogy támogassa egy Lánczos-emlékszoba létrehozását a városban.

TÁJÉKOZTATÓ AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT 2014. ÉVI TAGDÍJAIRÓL

Tisztelt Kollégák!

Mindenekelőtt szeretném tolmácsolni a Társulat elnökségének üdvözlését és újrakezdését a Társulat tagjainak, a fizika barátainak és a *Fizikai Szemle* valamennyi olvasójának. Biztosíthatom Önöket, hogy a Társulat és a *Fizikai Szemle* az idén is változatlan erővel kívánja megvalósítani mindazokat a feladatokat, amelyek betöltésére Alapszabályában vállalkozott.

A Társulat elnöksége célul tűzte ki, hogy megnöveljük a taglétszámot. Ennek érdekében lépéseket teszünk programokkal, a honlapunk megújításával stb., hogy minél többeket meggyőzzünk: érdemes társulati tagnak lenni. Különösen a tanárok és a fiatalok körében szeretnénk, hogy megnövekedjen a tagok száma. Ezért részükre *csökkentettük* a tagdíjat (tanároknak 8000.- Ft helyett 5000.- Ft, diákoknak 3500.- Ft helyett 3000.- Ft). Emellett minden 30 évnél fiatalabb számára a diákokéval azonos tagdíjat határoztunk meg (nem diákoknak 8000.- Ft-ról 3000.- Ft-ra csökken az éves tagdíj).

Kérem, hogy a 2014. évre vonatkozó tagdíjukat az alábbiak figyelembevételével szíveskedjenek befizetni:

Ha Ön a Társulatunk rendes tagja, akkor a 2014. évi tagdíja **8000.- Ft**.

Ha Ön a Társulat rendes tagjaként általános vagy középiskolai *tanár*, akkor 2014. évi tagdíja **800.- Ft** alaptagdíj + **4200.- Ft** kiegészítő tagdíj, azaz összesen **5000.- Ft**. (Az alap- és kiegészítő tagdíjat együtt kérjük befizetni.)

Ha Ön *nyugdíjasként* rendes tagja a Társulatnak, 2014. évi tagdíja **3000.- Ft**. Ezúttal is tisztelettel kérem azokat a nyugdíjas korú tagjainkat, akik nyugdíjuk mellett teljes munkaviszonnyal vagy közalkalmazotti jogviszonnyal rendelkeznek, hogy a tagdíjfizetés szempontjából ne tekintsék magukat nyugdíjasnak!

Ha Ön *tanulmányait végzi* (felsőoktatási intézmény hallgatója és munkaviszonnyal nem rendelkezik, vagy középiskolai tanuló), akkor kedvezményes tagdíja **3000.- Ft**. Ugyancsak **3000.- Ft** a kedvezményes tagdíja minden *30 évnél fiatalabb* (vagyis 1984 után született) kollégának. Kérjük, aki ezzel a lehetőséggel élni kíván és még nem adta meg születési adatait a tagnyilvántartáshoz, írja meg ezt a Társulat titkárságának (elft@elft.hu). Ugyancsak kérjük, hogy bármilyen adatváltoztatási szándékot (például e-mail cím megváltoztatását) e-mailben írjanak meg az elft@elft.hu címre.

Kérem, hogy tagdíjukat mielőbb szíveskedjenek rendezni. A tagjainknak tagsági jogon járó *Fizikai*

Szemle folyamatos küldését csak azok számára tudjuk biztosítani, akik 2014. évi tagdíjukat rendezték. Felhívom ugyanakkor szíves figyelmüket arra a lehetőségre, hogy tagdíjuk megfizetését esetleg munkahelyük is átvállalhatja. Szintén felhívom a figyelmet az **önkéntes többletfizetés** lehetőségére. Kérem, hogy a leírtakra, különösen az utóbbira külföldön élő ismerőseiknek is hívják föl a figyelmét. Újonnan belépni kívánóknak információ: belépni a Társulat honlapjáról lehet: <http://elft.hu/tagfelvetel>.

Amennyiben lehetőségük van rá, kérem, hogy a tagdíj befizetését átutalással szíveskedjenek rendezni a K&H-nál vezetett **10200830-32310274-00000000** számú folyószámlánkra (ezáltal a csekkadó megfizetése elkerülhető). A közlemény rovatba a befizető nevét kérjük feltüntetni. A Titkárságon lehetőség van készpénzes befizetésre is, illetve onnan csekk is kérhető.

Az Európai Fizikai Társaságba (EPS) a továbbiakban csak egyéni tagként lehet belépni. Kérem a kollégákat, hogy a hazai fizika megfelelő képviselője érdekében az **EPS-be minél nagyobb számban lépjenek be**. Az EPS-be annak weblapján, a www.eps.org címen lehet belépni; ugyanott lehet fizetni az EPS-tagdíjat is. Mivel az ELFT az EPS tageszervelete, az ELFT tagjai az EPS legkedvezőbb egyéni tagdíját fizetik.

Felhívás tagjainkhoz és a fizika minden barátjához!

Tájékoztatom a Társulat tagjait és a *Fizikai Szemle* olvasóit, hogy a 2012. évről szóló jövedelemadó-bevalláshoz kapcsolódó felajánlások révén a Társulat 2013-ban 782 466.- Ft bevételhez jutott, amiért köszönetünket fejezzük ki a Társulat javára rendelkezőknek. A korábbi évekhez hasonlóan a támogatást teljes egészében a *Fizikai Szemle* megjelentetési költségeinek részbeni fedezeteként használtuk fel. Többek között e támogatás tette lehetővé, hogy tagjaink folyamatosan megkaphatták társulatunk folyóiratát. Kérem a fizika minden barátját, ha teheti, az idén is rendelkezzen személyi jövedelemadója 1%-ának a Társulat céljaira való felajánlásáról és buzdítsa erre barátait, ismerőseit is. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak a nyilatkozaton feltüntetendő adószáma **19815644-2-41**.

Tisztelettel:

Kürti Jenő
főtitkár

Az Eötvös Társulat kitüntetései és díjai – felhívás javaslattételre

A korábbi évekhez hasonlóan az idén is szándékunkban áll kiosztani az Eötvös Loránd Fizikai Társulat érmeit és díjait. Ezúton is kérjük a Társulat szakcsoportjait, területi szervezeteit és a Társulat valamennyi tagját, hogy a Társulat tudományos díjainak odaítélésére vonatkozó javaslataikat (pályázatukat) **2014. március 10-ig** szíveskedjenek eljuttatni a Társulat titkárságára (1121 Budapest, Konkoly Thege Miklós út 29–33., 31. épület, II. emelet, 315. szoba).

A kitüntetések és díjak odaítélésével kapcsolatban az Alapszabály vonatkozó rendelkezései az irányadók, azok kiosztására a 2014. május végén megrendezendő Küldöttközgyűlés keretében kerül sor.

Társulati kitüntetések

- **Eötvös Loránd Fizikai Társulat Érem** a Társulat azon tagjának adható, aki a fizika területén hosszú időn keresztül folytatott kutatási, alkalmazási vagy oktatási tevékenységével és a Társulatban kifejtett munkásságával kiemelkedően hozzájárult a fizika hazai fejlődéséhez.

- A Társulat **Promeusz-éremmel** – „A fizikai gondolkodás terjesztéséért” – tüntetheti ki azt, aki a fizikai műveltség fokozásához országos hatással hozzájárult.

- A Társulat Eötvös Plakett emléktárgya annak a tagnak/személynek ítélt oda, aki rendkívüli mértékben nyújtott segítséget a Társulat célkitűzéseinek megvalósításához, továbbá neves külföldi vendégnek a Társulat valamely rendezvényén tartott előadása alkalmából.

A két éremre a Társulat Elnöksége tesz javaslatot a Küldöttközgyűlés felé, a plakettekről az Elnökség dönt és arról a Küldöttközgyűlést tájékoztatja.

Tudományos díjak

A Eötvös Loránd Fizikai Társulat az alábbi tudományos díjakat adományozhatja:

- **Bródy Imre-díjat** annak a személynek, aki a fizika alkalmazásának területén,

- **Budó Ágoston-díjat** annak a személynek, aki az optika, molekulafizika vagy a kísérleti fizika területén,

- **Detre László-díjat** annak a személynek, aki a csillagászatban, valamint bolygónkkal és annak kozmikus környezetével foglalkozó fizikai kutatások területén,

- **Gombás Pál-díjat** annak a személynek, aki az alkalmazott kvantumelmélet kutatása területén,

- **Gyulai Zoltán-díjat** annak a személynek, aki a szilárdtestfizika területén,

- **Jánossy Lajos-díjat** annak a személynek, aki az elméleti és kísérleti kutatások területén,

- **Novobáthzy Károly-díjat** annak a személynek, aki az elméleti fizikai kutatások területén,

- **Schmid Rezső-díjat** annak a személynek, aki az anyag szerkezetének kutatása területén,

- **Selényi Pál-díjat** annak a személynek, aki a kísérleti kutatás területén,

- **Szalay Sándor-díjat** annak a személynek, aki az atom- vagy atommag-fizikában, illetve ezek interdiszciplináris alkalmazási területén,

- **Szigeti György-díjat** annak a személynek, aki a lumineszcencia- és félvezető-kutatások gyakorlati alkalmazásában,

- **Bozóky László-díjat**

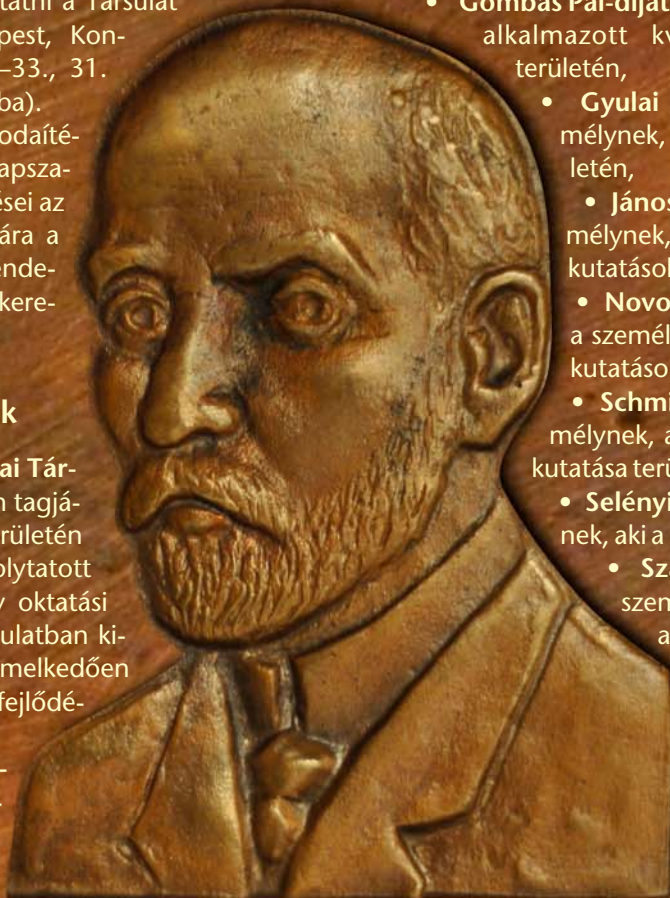
annak a személynek, aki a sugárfizika és a környezet-tudomány területén,

- **Felsőoktatási Díjat** annak a személynek, aki a felsőoktatás területén kimagasló eredményért el.

A tudományos díjakra az Alapszabály szerint a Társulat szakcsoportjai és területi szervezetei, valamint a Társulat tagjai tehetnek javaslatot, de minden társulati tag maga is pályázhat a díjakra. A díjak elnyerésének a társulati tagság nem feltétele. A javaslatokat és a pályázatokat az illetékes szakcsoportok véleményével együtt a <http://www.elft.hu> weblapról letölthető, vagy a titkárságon beszerezhető űrlap felhasználásával kell a Társulat titkárságára eljuttatni. A díjazottak személyéről a Díjbizottság javaslatára a Társulat Elnöksége dönt.

Kürti Jenő
főtitkár

Kamarás Katalin
díjbizottsági elnök



ÉLETÜNK RÉSZE, JÖVŐNK ENERGIÁJA

A PAKSI ATOMERŐMŰ TÖBB EZER
CSALÁDNAK BIZTOSÍT MEGÉLHETÉST.



Stengeli Andrásné - nyugdíjas vállalkozó, Kölesd

„Amit létrehoztam, maradjon meg...”



paksi atomerőmű