

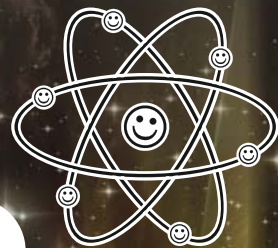
fizikai szemle



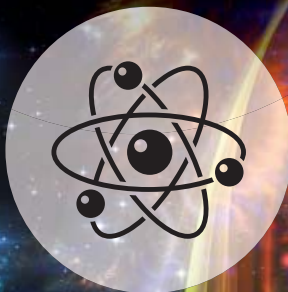
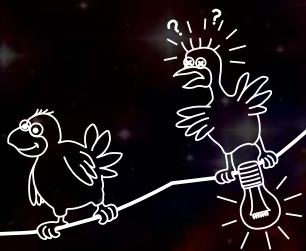
2015/4



Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szervezésében



2015. ÁPRILIS 18. A FIZIKA MINDENKÉÉ



2015. a Fény Nemzetközi Éve, rendezvényünk fókuszában a FÉNY áll!
Tanároddal, barátaiddal, szüleiddelel vegyél részt az országos fizika-napon!
Végezz kísérletet, hallgass előadást, fotózz szivárványt – szabad a fizika, hiszen nap mint nap
használjuk ezt a tudományt! MERT A FIZIKA MINDENKÉÉ!
Mutasd meg Nekünk, hogy mi is meg tudunk mutatni Téged! A legkreatívabb ötleteket díjazzuk.

Információért látogass el a weboldalunkra:

WWW.AFIZIKAMINDENKIE.KFKI.HU



Támogatók:



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

A folyóirat honlapja:

<http://www.fizikaiszemle.hu>



1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

TARTALOM

<i>Kolláth Zoltán, Dömény Anita:</i> A kozmikus fény végzete	110
<i>Horváth Dezső:</i> Higgs-bozon és a világ vége vagy kezdete	115
<i>Gucsik Arnold, Bartók Ádám:</i> Gyémántok a világűrben	118
Rátz Tanár Úr életműdíj 2014 – <i>Tóth Eszter</i> tanárnökvel	
<i>Kármán Tamás</i> beszélget	121

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Gnädig Péter:</i> Alkalmazható-e a Biot-Savart törvény nem záródó „áramkörökre”? – I. rész	123
<i>Jendrék Miklós:</i> Elektroakusztikus átalakítók	128
<i>Baranyai Klára:</i> Vízen lebegő rézlemez	131
<i>Vida József, Ósz György, Janóczki József:</i> 25 éves az Öveges József Fizikaverseny	134
<i>Härtlein Károly:</i> Fotoeffektus bemutatása „házilag”	139

HÍREK – ESEMÉNYEK

<i>Z. Kolláth, A. Dömény:</i> The endangered cosmic light	
<i>D. Horváth:</i> Higgs boson and the end (or origin) of the World	
<i>A. Gucsik, Á. Bartók:</i> Diamonds in Space	
Rátz Life Work Award of 2014 – <i>Eszter Tóth</i> , teacher, interviewed by <i>T. Kármán</i>	

TEACHING PHYSICS

<i>P. Gnädig:</i> May Biot & Savart's law be applied only for close circuits? – Part I	
<i>M. Jendrék:</i> Electro-acoustical transformers	
<i>K. Baranyai:</i> A copper plate floating on water	
<i>J. Vida, G. Ósz, J. Janóczki:</i> 25 years of Öveges József Physics Contests	
<i>K. Härtlein:</i> The photo effect – shown at home	

EVENTS

<i>Z. Kolláth, A. Dömény:</i> Das kosmische Licht in Gefahr	
<i>D. Horváth:</i> Higgs-Boson und Ende (oder Anfang) der Welt	
<i>A. Gucsik, Á. Bartók:</i> Diamanten im Weltall	
Rátz Lebenswerk-Preis für Lehrer 2014 – Mit Frau Lehrer <i>Eszter Tóth</i> spricht <i>T. Kármán</i>	

PHYSIKUNTERRICHT

<i>P. Gnädig:</i> Gilt das Biot-Savartsche Gesetz nur für geschlossene Stromkreise? – Teil I.	
<i>M. Jendrék:</i> Elektro-akustische Umwandler	
<i>K. Baranyai:</i> Auf Wasser schwebende Kupferplatte	
<i>J. Vida, G. Ósz, J. Janóczki:</i> 25 Jahre „Öveges József-Physikwettbewerb”	
<i>K. Härtlein:</i> Der Photoeffekt – zu Hause durchgeführt	

EREIGNISSE

<i>З. Коллат, А. Дё.иень:</i> Космический свет в опасности	
<i>Д. Хорват:</i> Хиггс-бозон и конец или начало вселенной	
<i>А. Гучик, А. Барток:</i> Алмазы в космосе	
Премия 2014 им Рац – интервью <i>Т. Кар.иана</i> с уч. <i>Эстер Том</i>	

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

<i>П. Гнэдиг:</i> Применим-ли закон Био-Савара на открытие цепи тока? – часть первая	
<i>М. Ендрек:</i> Электро-акустические преобразователи	
<i>К. Бараняи:</i> Плавающая на воде медная пластинка	
<i>Й. Вида, Д. Эс, Й. Яночки:</i> Конкурсу им. Эвегеша 25 лет	
<i>К. Гертлейн:</i> Показ фотоэффекта дома	

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

megjelenését támogatják:



A KOZMIKUS FÉNY VÉGZETE

Kolláth Zoltán,^{1,2} Dömény Anita¹

¹Nyugat-magyarországi Egyetem, TTMK, Matematika és Fizikai Intézet

²MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont, KTM Csillagászati Intézet

Mire gondolhatunk a fény nemzetközi évében? A fény csodákra képes. Információözön áramlik a segítségével, embereket gyógyít sebészeti beavatkozásokban. De „árnyoldalai” is léteznek.

A kozmikus fény is az év egyik kitüntetett szereplője, de vajon mennyire van még alkalmunk rá, hogy megfigyeljük? Több mint két évtizede küzdünk jó néhányan a felesleges, bután megvalósított világítás ellen hazánkban. Napjainkban már lehetne okosan is világítani, a technika adott hozzá. Sokszor elhangzott, leírtuk: ha nem teszünk semmit, akkor gyermekeink, unokáink úgy nőnek fel, hogy nem ismerik az igazi égbolt és a Tejút látványát. Sajnos ez a vészjóslat a fény nemzetközi évére többé-kevésbé beteljesedett. A szerzők egyike ismeretterjesztő és szakmai előadásai elején rendszeresen felteszi a kérdést: „Ki látta már a Tejutat?” Az egyik utóbbi alkalommal kétosztálynyi 11–12. évfolyamos gimnazista ült a sorokban. Senki sem emelte fel a kezét. Pár fotó levetítése után egy leányzó bátortalanul jelentkezett. A többiek tényleg nem látták még az égboltot úgy, ahogyan mindenkinek látnia kellene, hiszen a Tejút élményéhez mindenkinek joga volna. Ez már a vég?

Hasonlóan szomorú a statisztika más minták esetén is. Fizika alapszakos hallgatók között – akik elvileg érdeklődhetnek kozmikus környezetünk iránt – sem volt jobb az arány 50%-nál. Vajon mi az igazi oka e kétségbeejtő eredménynek? Az említett gimnázium városából 20-30 km-t utazva találunk olyan nemzeti parkot, védett területet, ahol könnyedén láthatók még az égbolt halvány jelenségei is. Még nem tűnt el teljesen a Tejút a fejünk felől. A képernyőről áramló információözön vonja el figyelmünket a tényleges tapasztalástól? Mennyire felelősek a fizika-, földrajztanárok és a szülők azért, mert nem rángatják ki a gyerekeket az ég alá, hogy felnézzenek egy pillanatra? Még lenne rá esély. De mindenképpen tennünk kell a fényszennyezés visszaszorításáért, mert a népesség többségének lakóhelyén már valóban nem látható a Tejút. Egy másik alkalommal, immár csillagászok és csillagászhallgatók között rögtönzött felmérésből az derült ki, hogy többségük nem látta még az állatövi

fényt, az ellenfény látványához pedig a száz kérdésből mindössze néhánynak volt szerencséje. Pedig ők tényleg érdeklődnek a csillagászat iránt...

Világítási trendek

A Tejút és az éjszakai égbolt többi jelenségének láthatóságát a nem megfelelően tervezett és kivitelezett világítási rendszerekből, világítótestekből érkező zavaró fény rontja. A fényszennyezés nem csak a városi életet érinti, hiszen egy nagyváros éjszakai fénykupolája akár 100 km távolságból is látható. De nem volt ez mindig így: a történelem során világításra használt eszközök és technológiák is változtak. A fényforrásokban megjelenő technikai fejlődés a múltban mindig együtt járt a kibocsátott fény mennyiség növekedésével. 2010-ben Tsao és munkatársai érdekes összefüggésre jutottak [1]. Áttekintve az angliai és egyéb forrásokat, azt kapták, hogy az elmúlt 300 évben az egy főre jutó éves fényenergia egyenesen arányos az egy főre eső GDP és a fény adott időpontban vett árának hányadosával. A fényforrásokban bekövetkező fejlődés, a növekvő fényhasznosítás mindig a világításmennyiség és a felhasznált energia növekedésével járt együtt. Az összefüggés hátterében lényegében az volt, hogy a fény segített a termelékenység növekedésében – az üzemek éjszaka is működhetnek, akár kültéren is dolgozhatnak az emberek. Az extra termelés pedig megadja a lehetőséget a többletvilágításra. Tsao és munkatársai felisme-

Salgótarján, 2015. február 17: balra az állatövi fény, jobbra a Tejút látszik a Medves-fennsíkron fényképezve. (MTI fotó, Komka Péter)



résüket arra használták, hogy a févezető alapú világítás, azaz a LED-ek hatását előre jelezzék. Ugyanis egy újabb világítási forradalom küszöbén állunk, 2030-ig tovább növekedhet a LED-ek fényhasznosítása, tovább csökkenhet a fény ára.

A technikai és gazdasági trendeket előre vetítve az előbbi cikk szerzői azt kapták, hogy az eddigi szabályszerűséget követve a 2005-ös szinthez képest (20 Mlmh/év/fő világátlag) akár 10-szeresére növekedhet a kibocsátott fényenergia szintje, és mivel a Föld népessége növekszik, az összes fényár még inkább növekszik. A jövő fényes, de borús az egészségügyi, ökológiai és csillagászati szempontokból. Ne feledjük, a LED-ek már a spájzban vannak! A probléma mértéke pedig még jelentősebb, ha azt is megnézzük, éjszaka hogyan működik a szemünk.

Tsao és munkatársai tanulmányukban a normál (fotopos) látásnak megfelelő fényáramokról beszéltek. A nátriumlámpáról fehér fényre áttérés során jelentős növekménnyel jár, ha az éjszakai (szkotopos) látásra kifejtett hatást nézzük: a városok fénykupolája még drasztikusabban növekedhet.

Hogyan látunk éjszaka?

Éjszaka nemcsak a kevesebb fény, de szemünk eltérő működése miatt is jelentősen megváltoznak látási képességeink. Szemünk csodálatos érzékszerv, egy pillanatra akár a Napba is nézhetünk (amit persze kerülni kell, mert rövid idő alatt is károsodást okozhat), a sötéthez szokott szem pedig csupán a csillagok fénye mellett is érzékeli például az úttest sötétebb és világosabb részei közötti eltéréseket. Szemünk alkalmazkodik környezetünk megvilágításához. Hogy mennyire fényesnek látunk valamit, nemcsak annak fizikailag mérhető fényességétől függ, hanem attól is, hogy mennyire vagyunk sötét vagy világos helyen, és mennyi időnk volt alkalmazkodni környezetünk adott állapotához. Normál körülmények között gyorsan alkalmazkodik a szemünk, és tökéletesen látunk. Ehhez a pupilla tágulása elegendő segítséget ad, erős fényben a pupilla pedig összehúzódik. Azonban a szembogár átmérőjének változása csak egy kisebb részét adja látásunk alkalmazkodóképességének.

A retinán négyféle látósejt található. Ezek közül háromfelét, a csapokat nappali látásunkban használjuk. A három különböző csap teszi lehetővé a színérzékelést, mivel azok külön-külön a kék, a zöld és a vörös tartományban érzékenyek. Nem az ember színlátása a legjobb, egyes állatok retinája négy különböző receptort tartalmaz – például több madárfajnak a közeli-ultraibolyában érzékeny sejtjei is vannak, sőt néhány esetben még egy ötödik színre érzékeny csap is meg-

jelenik. Színlátásunk azonban csak a nappali és a korai szürkületi fénytartományban működik, utána minden szürkévé válik. Ennek oka a csapok korlátozott érzékenysége. A csapok működésének gyengülésével látásunkban a negyedik látóideg, a pálcika veszi át a főszerepet. Mivel pálcikából csak egy típus van, ami a kékeszöld tartományban a legérzékenyebb, a szürkületben fokozatosan elveszítjük színlátásunkat. A színek elvesztéséért az kárpótol bennünket, hogy hihetetlenül kevéske fény mellett is látunk valamit környezetünkben. Tudnunk kell, hogy az éjszakai látás

nagyon sokban különbözik a nappalitól. Látásélességünk nagymértékben csökken, elveszítjük a látás kontrasztját, és különösen abban az irányban, ahol nappal a legélesebb a látásunk, gyakorlatilag semmit sem látunk. Ha mindezzel tisztában vagyunk, az segít

abban, hogy olyan dolgokat is megpillantsunk, amelyek érzékelésünk határán vannak.

Mi az oka a kétféle látás közötti óriási különbségnek? A látógödörben, a sárgafolt közepén – ahol a legélesebb látásunk kialakul a retinán –, 2 mm átmérőjű felületen körülbelül 150 000 csap található. Ez a mennyiség szükséges az emberi szem körülbelül 1 ívperces felbontóképességéhez. A csapok teljesen kitöltik a látógödört, nem marad hely a pálcikáknak. Ezért éjszaka éppen ott van egy második vakfoltunk, ahova elsőként fordítjuk a szemünket. (Az elsődleges vakfolt ott van, ahol az idegszalak elhagyják a szemgolyót, egyszerű kísérlettel meggyőződhetünk létezéséről.) A látógödörtől távolodva a csapok sűrűsége nagyon gyorsan csökken, helyet adva a pálcikáknak. Éjszaka a perifériás látásunk a jobb. Mindezekből az következik, hogy nem szabad oda néznünk, ahol látni szeretnénk valamit, hanem egy kicsikét mellé, s akkor rögtön feltűnnek az égbolton a halvány foltok is. A megfigyelésnek ezt a módját elfordított látásnak nevezzük.

Az egyik legfontosabb, amit sötétben ismernünk kell, a szemünk alkalmazkodása a gyengébb fényviszonyokhoz, a sötétadaptáció. A pálcikákban a látóbíbor (rodopszin) az a molekula, amelyik akár egy foton hatására is átalakul és lebomlik, lehetővé téve a fényingerület létrejöttét. Azonban erős fény hatására gyakorlatilag az összes rodopszin elbomlik. A rodopszin visszaalakulása viszonylag időigényes, erős fényből sötétbe jutva körülbelül fél órára van szükség ahhoz, hogy a látóbíbor többsége ismét jelen legyen a pálcikákban. Sokak talán meglepődnek, hogy a csillagoségbolt-parkokban sem fekete az égbolt. A szemünk sokkal érzékenyebb annál, mint ami a csillagok közötti területek derengésének megfigyeléséhez szükséges. A természetes holdmentes éjszakai égbolt is legalább százszor fényesebb, mint az ingerküszöbünk. Csak akkor érzékeljük feketének az égboltot, amikor visszakerülünk a természetes fények közé, lebutítva szemünket.



A FÉNY
NEMZETKÖZI ÉVE
2015

KOZMIKUS

FÉNY



A fényszennyezés jövőbeni alakulása szempontjából nagyon fontos különbség az éjszakai, azaz szkotopos és a nappali, azaz fotopos látás között a spektrális érzékenységek eltérése. Az 1. ábrán szemléltetesként bemutatjuk a két érzékenységi görbét. Jól látható, hogy éjszakai látásunk a fotopos látáshoz képest kicsivel rövidebb hullámhosszakon – a kék felé eltolódva – éri el maximális érzékenységét. Ebből következik, hogy az égbolt mesterséges fénylését, a települések fénykupoláját eltérő intenzitásúnak érzékeljük a szín függvényében, ha az a szkotopos látás tartományába esik. A következő fejezetben részletesebben is megvizsgáljuk, milyen kedvezőtlen következményei lehetnek ezen eltérésnek.

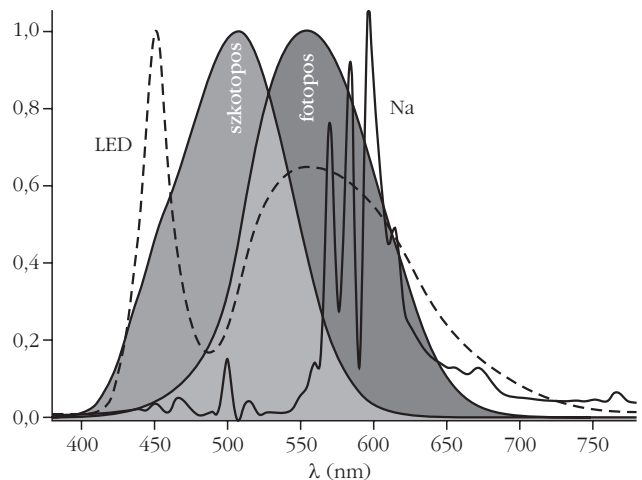
Az égbolt mesterséges fénylése

Új típusú világítás (jelen esetben a LED) bevezetésének valószínűsíthető hatásainak értelmezéséhez egy mérőszám kell, amely könnyen meghatározható, és közvetlen kapcsolatban van a mesterséges fények ökológiai hatásaival. Az égbolt fényssűrűsége a fényszennyezés egyik könnyen mérhető, globális jellemzője. Az égbolt fénylésének mesterséges komponense egyértelműen meghatározza az éjszakai égbolt csillagászati objektumainak (Tejút, állatövi fény, ködök, halvány csillagok) láthatóságát. Az égbolt fényssűrűsége közvetlen kapcsolatban van a mesterséges fények ökológiai hatásával, ezenkívül arányos a települések teljes fényvesztésével. Ebből kifolyólag fontos, hogy megfelelő pontossággal legyen mérhető.

Az égbolt mesterséges fényessége azért is lényeges, mert a fényszennyezés egyetlen hazai törvényi definíciójában, az országos településrendezési és építési követelményekről szóló 253/1997. (XII. 20.) Korm. rendelet (OTÉK) módosításában (211/2012. [VII. 30.] Korm. rendelet, Magyar Közlöny 2012. 103.) szerepel:

„Fényszennyezés: olyan mesterséges zavaró fény, ami a horizont fölé vagy nem kizárólag a megvilágítandó felületre és annak irányába, illetve nem a megfelelő időszakban világít, ezzel káprázást, az égbolt mesterséges fénylését vagy káros élettani és környezeti hatást okoz, beleértve az élővilágra gyakorolt negatív hatásokat is.”

Az égbolt teljes fényssűrűsége a természetes és a mesterséges források hatásainak összegéből tevődik össze. A természetes források (csillagok, Tejút, állatövi fény, természetes légkörfény) okozta fényssűrűség sem állandó. Például a légkörfény erőssége függ a naptevékenység szintjétől. A földfelszínen mérhető, látható mesterséges fények mértéke függ a légkör állapotától, az átlátszóságától. Ennek megfelelően a két komponens szétválasztása, az égbolt mesterséges fényssűrűségének meghatározása összetett feladat. A mesterséges fények égbolton megfigyelhető hatása erősen függ továbbá a légkör fizikai tulajdonságától: a páratartalom, az aeroszolok aránya jelentősen megváltoztatja a fény szóródását a légkörben. Szerencsére létezik olyan inverziós eljárás [2], amellyel a légköri



1. ábra. Az emberi szem nappali (fotopos) és éjszakai (szkotopos) látásának érzékenységi görbéje és két fényforrás spektruma.

paramétereket közvetlenül az égbolt fényssűrűség-eloszlásának mérésével is megbecsülhetjük.

Az égbolt fényssűrűségének inverziójához kidolgozott modellek alkalmasak arra is, hogy a világításban bekövetkező változások hatásait megjósoljuk. A csillagos égbolt megfelelő látványának szempontjából nagyon fontos, hogy mit látunk szabad szemmel az égbolton. Ehhez arra van szükség, hogy a szkotopos látásnak megfelelően elemezzük a lehetséges változásokat. Tekintsünk etalonnak egy olyan nátriumlámpával megvalósított világítást, ahol a lámpatestek teljesen ernyőztek, azaz a felső téréfélbe jutó fényáramhányad (ULOR, upward light output ratio) zéró. Az ULOR megmutatja a világítótestből a horizont síkja fölé távozó fényáramot a berendezés teljes fényáramához képest. A hasonló geometriájú (teljesen ernyőzött) 4400 K korrelált színhőmérsékletű LED-es világítás esetén a városok fénykupolájának fényssűrűsége a szkotopos látás tartományában körülbelül háromszorosára nő az etalnonhoz képest. Ennek oka leolvasható az 1. ábráról: a LED spektruma jobban beleesik a szem éjszakai érzékenységi görbéjébe, mint a nátriumlámpa színei.

A fénykupola teljes fényessége jól jellemezhető a megfigyelő helyén számolt, a forrás irányára merőleges felületen értelmezett vertikális megvilágítással. Ebben az esetben a szkotoposan értelmezett növekmény háromszoros. Meg kell jegyeznünk, hogy a normál fotopos fényssűrűség esetén a LED és a nátriumlámpás világítás között csak minimális eltérést találunk. A fotopos vertikális megvilágításban kifejezve hatszázaléknyi növekedést kapunk, amit az okoz, hogy a kék fény jobban szóródik a légkörben, mint a hosszabb hullámhosszú sugárzás.

Tételezzük fel, hogy a lámpatest teljes fényáramának 15%-a szóródik vissza az úttestről és a talajról az égbolt irányába, a Lambert-eloszlást követve. Ha ezen felül a teljes fényáram 5%-a közvetlenül a horizont síkja fölé vetül, ez újabb növekményt jelent az égbolt fényességében. Az égbolt felé közvetlenül távozó sugarak intenzitása közelítőleg a zenittel bezárt szög



2. ábra. Szekszárd fénykupolája a világítási rekonstrukció előtt (föül) és után (alul).

et tartalmazó, de teljesen ernyőzött lámpatestekkel elérhető, hogy az égbolt szkotopos látványa ne romoljon. A számítások szerint, a fönti feltételek mellett a nátriumlámpa 6%-nyi horizont fölé irányuló fényáramát tudjuk éppen kompenzálni a jól megvalósított, teljesen ernyőzött LED-es berendezéssel, ha a fényforrás színhőmérséklete 4400 K. Ebben az esetben nem változik az égbolt éjszakai látásnak megfelelő látványa. Alacsonyabb színhőmérséklet esetén pedig javulás érhető el. Ez lenne az igazi cél!

Az elmélet próbája a mérés

Az égbolt fényűrűségének mérésére alkalmasak lehetnek a csillagászatban alkalmazott CCD-kamerákra alapuló mérőrendszerek (például az USA nemzeti parkjaiban rendszeresített ilyeneket [4]), azonban ezek az eszközök terepi viszonyok között meglehetősen körülményesen használhatók, és a mérések elvégzése is időigényes. Jól bevált áthidaló megoldást tett lehetővé a digitális tükörreflexes (DSLR) fényképezőgépekben tapasztalt rohamos fejlődés. A profi és félprofi kategória kamerái kellően érzékenyek ahhoz,

negyedik hatványával növekszik (Garstang-féle modell [3]). A fénykupolából származó szkotopos vertikális megvilágításban számolva, az ernyőzött lámpatestekhez képest durván 2,6-2,7-szeres növekedéssel számolhatunk azonos színhőmérséklet esetén.

Ha az ernyőzött nátriumlámpás lámpatesthez hasonlítjuk a nem megfelelő geometriájú 4400 K színhőmérsékletű világítást, akkor együttesen már közel nyolcszorosára növekedhet az égbolt teljes fényessége – csupán 5% ULOR esetén! Ilyen mértékű változás jelentős negatív hatással lehet a Tejút és a halvány csillagok szabadszemes láthatóságára, így tovább csökkenhetnek azon területek, ahol a gyerekek megismerhetik az éjszakai égbolt igazi látványát. Mindez kulturális örökségünk egy részének elvesztését is jelenti.

A tapasztalat szerint a meglévő, lecserélendő világítások között kevés a teljesen ernyőzött, leginkább 5% feletti ULOR-értékek jellemzőek. Ez esetben, a fenti számokat figyelembe véve, 4400 K színhőmérsékletű LED-

hogy a fényszennyezésmentes helyeken is pontos mérési adatokhoz jussunk [5, 6], ráadásul a mérések jól reprodukálhatóak. Ha a település fénykupoláját különböző távolságokból és irányokból is lefényképezzük, akkor az összességében kapott információ-mennyiség elegendő ahhoz, hogy viszonylag kevés földfelszíni méréssel jól jellemezzük a fényszennyezés állapotát [2].

Az éjszakai égbolt fényűrűség-eloszlásának mérése és a mérések párhuzamos numerikus modellezése lehetőséget ad arra, hogy objektív módon, számszerűen jellemezzük a világítási rekonstrukciók fényszennyezésre gyakorolt hatását. A mérések inverziójából számos további hasznos információ kapható: véges helyen készült mérésekből interpolálható és térképezhető a védett természeti területek fényszennyezetttségének helyzete. A városon kívülről készült felvételek alapján meghatározható a településről távozó teljes fényáram mértéke, becsülhető a közvetlenül a horizont fölé vetülő fényáram aránya. A folyamatos

mérések és monitorozások alapján jellemezhetjük a világítási rekonstrukciók hatásait.

Előzetes eredményeink születtek Szekszárd város közvilágítási korszerűsítése kapcsán. Ebben az esetben a fényképfelveteleken közvetlenül is látható, hogy a horizont síkja fölé vetülő fényáramarány határozottan csökkent a rekonstrukció után (2. ábra). A két felvétel készítése és feldolgozása azonos módon történt, garantálva a közvetlen összehasonlíthatóságot. A város fénykupolájának fotopos fénysűrűsége egyértelműen csökkent (lásd a címlap képeit), és az égbolt szkotopos fénylése is kismértékben alacsonyabb lett. Ez a változás a modellszámítások szerint jól korrelál azzal, hogy mennyire változott a felső tér-félbe sugárzott fényáramarány.

Összefoglalás

A közvilágítás jellege jelentős változások előtt áll. Elindultak a tömeges világítási rekonstrukciók, amelyek során Magyarországon a döntően nátriumlámpás megoldásokat fehér fényű LED-es lámpatestek váltják fel. A fehér fényre áttérésnek vannak előnyei, de ugyanúgy hátrányai is, különösképpen ökológiai, tájképi és egészségügyi, azaz a fényszennyezéshez kapcsolódó szempontokból.

Tsao és társai [1] előrejelzései szerint világviszonylatban elég „borús” az éjszakai égbolt jövője – egyes helyek fénykupolái a legrosszabb esetben akár többszörösükre is növekedhetnek. És itt nem csak a csillagászatról van szó: a kékben erős fehér fényű világítás túlzott térhódításának a melatonin hormon elnyomásában jelentős szerepe lehet, ami már közegészségügyi problémákat is felvet. Az állatvilágot pedig még nem is említettük... A fényszennyezés szabályozása érdekében olyan jogalkotásnak kellene megindulnia, amellyel a teljes kibocsátott fénymennyiség és energiafelhasználás is radikálisan korlátozható lenne.

A rekonstrukciók után várható állapot nagymértékben függ attól, hogy mennyire használjuk ki a LED-es technológiában rejlő pozitív lehetőségeket. A fényáram szabályozásával az éjszaka jelentős részében csökkenthetők a fény környezeti hatásai. Megfelelő optikai tervezéssel kihasználható a LED-ek jól irányítható sugárzása, és elkerülhető, hogy a fény közvetlenül a horizont fölötti irányokba távozzon. A fényfor-

rás színhőmérsékletének megválasztása is kritikus az ökológiai és tájképi hatások szempontjából. A LED fényének irányíthatóságát és szabályozhatóságát kihasználva elérhetnénk azt a régi vágyat, hogy csak oda, akkor és olyan mértékben világítsunk, amennyire szükség van. Pozitív példa mutatkozik a már említett rekonstrukció esetén, ahol a világítás megfelelő geometriája kompenzálja a színhőmérséklet növekedését. Ha törekednénk a legfeljebb 3000 K-es színhőmérsékletre – és ahol lehetséges, a ténylegesen borostyánsárgás világítás alkalmazására –, akkor akár vissza is fordíthatnánk a fényszennyezés növekedését.

Mindeközben a kutatók egyik feladata, hogy dokumentálják a változásokat. Tervezzük, hogy elvégezzük a nemzeti parki területek teljes fényszennyezett-ségének felmérését, hosszabb távon pedig az ország teljes fényszennyezettségi térképének elkészítését. A téma művelésére külön doktori program indult a Nyugat-magyarországi Egyetem Kitaibel Kálmán Természettudományi Doktori Iskolájában két új hallgatóval. Reméljük, hogy a fényszennyezés elleni tudományos küzdelemben szereplő lelkes fiatalok száma tovább növekszik a fény nemzetközi évében.

Csak bízhatunk abban, hogy 2015 nem a felelőtlen világítás, a felesleges fények elburjánzásának növelését jelenti majd, hanem minden szinten ráeszmélünk arra, hogy jobban oda kellene figyelni a felesleges és túlzott világítás okozta problémákra. Ezért kell még hatásosabban, közösen dolgoznunk 2015-ben – talán akkor a következő generációk is ismerni fogják a Tejtűt igazi látványát.

Irodalom

1. Tsao, J. L. és mtsai: Solid-state lighting: an energy-economics perspective. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 354001.
2. Kolláth, Z., Kránitz, B.: On the Feasibility of Inversion Methods Based on Models of Urban Sky Glow. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 139 (2014) 27.
3. Garstang, R. H.: Model for Artificial Night-Sky Illumination. *Publ. Ast. Soc. Pacific* 98 (1986) 364–375.
4. Duriscoe, D. M., Luginbuhl, C. B., Moore, C. A.: Measuring Night-Sky Brightness with a Wide-Field CCD Camera. *Publ. Ast. Soc. Pacific* 119 (2007) 192.
5. Kolláth, Z.: Measuring and modelling light pollution at the Zselic Starry Sky Park. *Journal of Physics: Conference Series* 218 (2010) Issue 1, id. 012001.
6. Akkaynak, D. és mtsai: Use of commercial off-the-shelf digital cameras for scientific data acquisition and scene-specific color calibration. *Journal of the Optical Society of America A* 31 (2014) 312.



SZÁMÍTUNK RÁD, LÉGY A FIZIKA BARÁTJA!

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



HIGGS-BOZON ÉS A VILÁG VÉGE VAGY KEZDETE

Horváth Dezső

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest és
MTA Atommagkutató Intézet, Debrecen

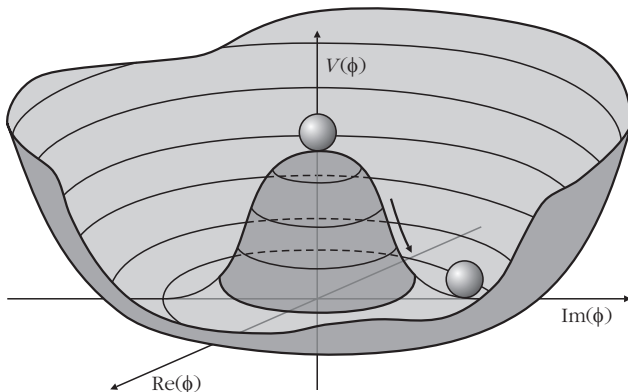
Igencsak zajos visszhangot váltott ki 2014-ben *Stephen Hawking*, világhírű angol fizikus kijelentése, miszerint a Higgs-bozon tanulmányozása nagyon nagy energiákon a világ végét okozhatja. Hawking, természetesen, nem egészen ezt mondta, hanem (a szerző némileg szabad fordításában) a következőt: *A Higgs-potenciál aggasztó tulajdonsága, hogy 100 billió GeV fölött metastabillá válhat... Ez azt jelentheti, hogy a Világegyetem katasztrofális vákuum-bomláson mehet keresztül, miközben a valódi vákuum buboréka fénysebességgel terjed. Ez bármikor bekövetkezhet és nem láthatjuk jönni.* Körbejárjuk a fenti kijelentés alapjait és az ellene felhozott érveket. Az első kérdés persze az, mit értett billió alatt, 10^9 -t, mint az amerikaiak, vagy az Európában szokásosabb 10^{12} -t. Habár sehol sem láttam specifikálva, én az európai értékre szavaznék, nem csak azért, mert Hawking angol, hanem mert a másik túlságosan alacsony energia. A végső következtetés pedig az lesz, hogy nyugodtan alhatunk, ez egyhamar nem fog bekövetkezni.

A BEH-elmélet

A probléma sokkal régebbi keletű, mint Stephen Hawking kijelentése. A részecskefizika elmélete, amelyet történeti okokból *standard modellnek* hívunk, a kölcsönhatásokat szimmetriákból származtatja. Kulcsszerepet játszik benne azonban a szimmetriasértés: a Brout–Englert–Higgs (BEH) elmélet feltételezi, hogy létezik egy mindent kitöltő erőter, amely megbontja a vákuum, az üres tér tökéletes szimmetriáját, lehetővé téve ilyen módon az elemi részecskék tömegének létrejöttét.

Ezt a spontán szimmetriasértésnek nevezett mechanizmust legegyszerűbb a mexikói kalappal, a *sombren*

1. ábra. Spontán szimmetriasértés. A BEH-mező potenciálját ábrázoló kalap hengersizimetriája elromlik, amikor golyót helyezünk a csúcsára, mert a golyó stabil állapota valahol a völgyben van és legurul, de véletlenszerű, hogy hova esik.



róval illusztrálnunk (1. ábra). Az tökéletesen hengersizmetrikus, és elvben azzal sem rontjuk el a szimmetriáját, ha a csúcspontjára egy golyót helyezünk. Ez az állapot azonban nem lesz stabil, stabil állapotot a rendszer csak akkor talál, amikor a golyó legurul valahova a völgybe. Az természetesen véletlenszerű, hogy konkrétan hova gurul, de akárhol áll meg, megbontja a hengersizmetriát. A szimmetriát a rendszer tehát spontán megsérti. Hasonló helyzet áll elő, ha egy kötőtű hosszában megnyomunk: valamire elhajlik, és azzal megbontja az eredeti szimmetriáját, pedig mind a kötőtű, mind pedig a rá ható erő tökéletesen hengersizmetrikus. A hengersizmetriából csak annyi marad, hogy a potenciálvölgyben a részecske erőhatás nélkül mozoghat.

A fizika igazi nyelvén, matematikailag ezt úgy fejezzük ki, hogy a rendszer nulla potenciálú állapota nem stabil, tehát az erőter vákuumbeli várható értéke nem nulla. A standard modellben a ϕ BEH-tér energiája, a BEH-potenciál alakja a következő:

$$V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4. \quad (1)$$

Ha $\mu^2 > 0$, azaz μ valós és $\lambda > 0$, akkor ez egy *viszonylag tisztességes*, habár önmagával kölcsönható egyszerű (*skalár*) ϕ tér μ tömeggel: könnyen meggyőződhetünk róla, hogy stabil minimuma van a $\phi = 0$ helyen. A tér önkölcsönhatását a ϕ^4 tag biztosítja, az önkölcsönhatás erőssége a λ együtthatótól függ. Ez tehát a szokásos konfiguráció: ott stabil a vákuumállapot, ahol az erőter értéke zérus és a részecskék kölcsönhatását az erőterrel annak nullától való eltérésével fogjuk jellemezni. Ha viszont $\mu^2 < 0$, azaz μ imaginárius, akkor a térerő minimuma, azaz a belehelyezett, vele kölcsönhatásban levő részecske stabil állapota nem $\phi = 0$ -ban lesz, hanem egy attól eltérő

$$\phi = \pm v = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

értéknél. A ϕ tér potenciálja szimmetrikus a $\phi \rightarrow -\phi$ tükrözésre, ezért vegyük minimumnak $+v$ -t. Ez lesz tehát a valódi vákuumunk, a számításokat az ettől való eltérés figyelembe vételével kell végeznünk, ami annak felel meg, hogy az eredeti, teljesen szimmetrikus tér helyett a $\phi(x) = v + \eta(x)$ térfüggvényt (ahol x a teret és időt magában foglaló négydimenziós koordináta) célszerű használnunk.

Megmutatható, hogy ha $\phi(x)$ nem egyszerű skalár, hanem egy komplex dublett tér, amely négy szabadsági fokkal bővíti rendszerünket, akkor három szabadsági fokból fel tudjuk építeni a gyenge kölcsönhatást közvetítő három vektori erőter (W^+ , W^- , Z^0) longitudinális polarizációs állapotát, létrehozva ezzel a nehéz, gyenge bozono-

kat. A maradék negyedik alkotja a Higgs-bozont, ezt a furcsa részecskét, amelynek minden kvantumszáma 0, csak a tömege nem [1]. A gyenge kölcsönhatás erősségéből (Fermi csatolási állandó) levezethető $v = 246$ GeV, mint a BEH-tér vákuumbeli várható értéke. Azzal a feltevessel kiegészítve, hogy az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás egységes g csatolási állandóval rendelkezik, jó becslést lehetett adni a gyenge bozonok tömegére, amely arányos gv -vel. Mindezek alapján majdnem mindenki hitt abban, hogy a Higgs-bozon létezik, és azt előbb-utóbb meg fogjuk találni. A legnevezetesebb kételkedő Stephen Hawking volt, aki fogadott 100 dollárba Gordon Kane amerikai fizikussal, hogy a Higgs-bozon soha nem lesz meg, és mint tudjuk, veszített.

Alacsony energián a standard modell nem ad számot az elemi fermionok, kvarkok és leptonok tömegéről, azok (egyelőre) szabad paraméterek maradnak. Ugyanakkor viszont a standard modell elemi töltött fermionjainak (elektron, müon és a tau-lepton, továbbá az összes kvark) tömegét a BEH-mechanizmus eredményezi. A tömegeket, csakúgy mint az erőtérkvantumoknál, a BEH-vákuum v potenciáljának és az elemi anyagtereknek a Higgs-térrel való csatolási erősségének szorzata adja. A csatolások értékére kizárólag a kvarkok közvetetten és a leptonok közvetlenül mért tömegeinek értékei adnak információt (a kvarkok tömegére csak következtetni lehet, mivel szabadon nem léteznek). Egyelőre nincs magyarázatunk arra, hogy miért változnak ezek a tömegek 5-6 nagyságrendet. Mindenesetre tudjuk, hogy az u és d kvarkok 2-7 MeV-es tömege elenyésző a kötött állapotaik (proton, neutron, mezonok) tömegéhez képest. Ezek az úgynevezett könnyű kvarkok a leptonokkal együtt nagyon gyengén hatnak kölcsön a BEH-térrel, kötött állapotaik tömege éppen ezért alapvetően a kvarkok közötti kölcsönhatási energiából ered. A nehéz kvarkok (c és b) kötött állapotainak tömegében már nyugalmi energiájuk dominál, az atomfizikai nem-relativisztikus kötött állapotokkal teljesen azonosan értelmezhetők [2]. 173 GeV-hez közeli tömege miatt legerősebb a csatolás a Higgs-részecske és a top-kvark között, közel negyvenszer erősebb az utána következő b -kvark és a Higgs-részecske kölcsönhatási erősségénél.

A vákuum stabilitása

A Higgs-bozon megfigyelése (125 GeV-es tömeggel) a CERN-ben bebizonyította, hogy a mi világunk vákuuma olyan, amelynek zérustól különböző minimális értéke (potenciálgödre) van. Valamennyi kölcsönhatás erőssége változik a kölcsönhatás energiájával. Jóval a BEH-potenciál bevezetése előtt felismerték, hogy egy önmagával kölcsönható skaláris tér önkölcsönhatási csatolási állandója (az (1) egyenletben λ) nagy energián előjelet vált, ezt Landau-szingularitásnak hívják. A kérdés az, hogy ez a szingularitás mekkora energián következik be. Az öncsatolás energiafüggését a többi részecskével való kölcsönhatás erőssége is befolyásolja. Mivel a

t -kvark kölcsönhatása a legerősebb a BEH-térrel, annak hatása a legnagyobb λ változására.

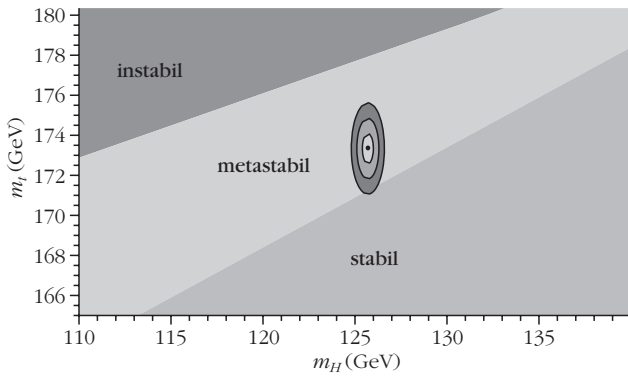
Bizonyos körülmények között tehát több ilyen BEH-minimum is létezhet. *T. D. Lee* és *G. C. Wick* 1974-ben elemezte [3] az (1) BEH-potenciál lehetséges formáit, és arra jutott, hogy ha abban megjelenik egy elegendően nagy köbös ($\kappa\phi^3$) tag, vagy ha a ϕ^4 -es önkölcsönhatási tag λ erőssége sokat változik az energia függvényében és negatív előjelűvé válhat, akkor a vákuumnak létezhet másik minimuma is azon kívül, amelyben élünk. Ha a BEH-potenciálnak csak egyetlen gödre van, a vákuum stabil, ha viszont több is, metastabil.

Ha vákuumunk metastabil és világunk nem a lehető legmélyebb minimumban fekszik, akkor az *hamis vákuum*, és elvben, adott körülmények között, elegendően nagy energia hatására egy része bármikor átcsúszhat a mélyebbikbe: buborékot képezhet, amelynek mérete a mikroszkopikus világban megszokottnál sokkal nagyobb. Mivel a buborék kedvezőbb energiafeltételeket biztosít a részecskéknek, mint közvetlen környezete, az fénysebességgel növekedve mindent magába olvaszthat (mint a mesebeli kis gömböc). A növekedés fénysebessége miatt a buborék természetesen, észlelhetetlen volna, hiszen ugyanakkor érne el hozzánk, a megfigyelőhöz, mint a róla tudósító fény vagy más jel. Ez valamilyen értelemben a világunk végét jelentené, hiszen megváltozna a BEH-tér minimuma, és azzal az elemi részecskék tömege, valamint az atommagbomlásokat előidéző gyenge kölcsönhatás erőssége. Mindez, természetesen, feltételezi, hogy a standard modell egészen nagy energiáig igaz.

Ugyanakkor abból a tényből, hogy világunk megvan, létezik, és olyan, amilyen, az következik, hogy ha esetleg hamis is a vákuumunk, azaz metastabil a BEH-minimumunk, az mégis eléggé stabil volt ahhoz, hogy mindeztől ellenálljon az Ősrobbanás után felmerült és később a kozmikus sugarak energiájával történt gerjesztéseknek, tehát igen-igen nagy energia kellene ahhoz, hogy kibillentsük belőle, nagyon sok nagyságrenddel nagyobb, mint amelyeket földi körülményeink között elő tudunk állítani. Ahogyan azt 1982-ben *Turner* és *Wilczek* [4] leszögezték, még ha vákuumunk állapota metastabil is, várható élettartama sok nagyságrenddel nagyobb, mint a Világegyetem kora.

Ezeket a becsléseket az évek folyamán sok másik követte, és ahogyan a Higgs-bozon tömege fokozatosan behatárolódott, úgy vált egyre világosabbá, hogy vákuumunk valahol a stabilitás határán található. A számításokban a Higgs-bozon tömegén kívül a legnehezebb fermionunknak, a t -kvarknak van a legfontosabb szerepe, mivel hatalmas tömege miatt annak a legerősebb a kölcsönhatása a Higgs-bozonnal. A sok publikált, eléggé hasonló becslés közül mutat egyet a 2. ábra. A t -kvark és a Higgs-bozon mért tömege a viszonylag keskeny metastabil fázisba esik (vegyük észre, hogy az ábrázolás a tömegek igen kis változását fogja át), és bármelyik tömeg néhány százalékos eltérése kilökheti onnan a stabil vagy az instabil állapotba.

Mihelyt világossá vált az LHC-nál felfedezett Higgs-bozon tömege, azonnal heves elméleti munka indult



2. ábra. A BEH-vákuum stabil, metastabil és instabil régiói a Higgs-bozon és a t-kvark tömegének síkján a standard modell szerint [5]. A két tömeg kísérleti értékeit, $m_H \sim 125$ és $m_t \sim 173$ GeV-nél az egyszeres, kétszeres és háromszoros szórásnak megfelelő körvonalak határolják.

annak jelentőségét felmérendő. Madridban, például, 2013 szeptemberében konferenciát szerveztek „Why $m_H = 126$ GeV?” címmel, ahol komolyan és viccesen még az antropikus elv is felmerült.

BEH-tér és infláció

A kozmológia jelenleg elfogadott elmélete szerint a Világegyetem az Ősrobbanással kezdődött. Az elméletnek azonban számos komoly problémája van, amelyek megoldására Alan Guth 1981-ben a *felfúvódás* vagy *infláció* jelenségét javasolta [6]: eszerint a Világegyetem a keletkezése utáni 10^{-32} másodpercben 10^{20} ... 10^{40} -szeresére duzzadt. Ehhez valamilyen anyag vagy erőter jelenléte kellett, amelyet *inflatonnak* nevezett, és amelynek a felfúvódás végeztével gyakorlatilag el kellett tűnnie. Az inflaton mibenlétére sok elmélet van forgalomban, itt most a Higgs-bozonnal való kapcsolatát említjük. Sok számítás született ezzel kapcsolatban, a leginkább hivatkozott munka Bezrukov és Shaposhnikov nevéhez fűződik [7] 2007-ből. Kimutatták, hogy a standard modell BEH-tere alkalmas arra, hogy inflaton legyen, feltéve, hogy az elegendő erősséggel csatolódik a gravitációs mezőhöz (azaz a két mező közötti kölcsönhatás ξ csatolási állandója eléggé nagy). Ekkor a teljes mozgásegyenletet tükröző Lagrange-függvény alakja a következő lesz:

$$L_{\text{tot}} = L_{\text{SM}} - \frac{1}{2} M^2 R - \xi H^\dagger H R, \quad (2)$$

ahol L_{SM} a standard modell eredeti Lagrange-függvénye, R a gravitációt jellemző térgörbület, H a BEH-mező erőssége, M pedig egy tömeg jellegű paraméter. M kisebb kell, hogy legyen a Newton-féle G gravitációs állandóhoz csatolt Planck-tömegnél:

$$M_p = \frac{1}{\sqrt{8\pi/G}} = 2,4 \cdot 10^{18} \text{ GeV},$$

de nagyobb nullánál. $M = M_p$ túlságosan nagy kezdeti sűrűségigadozásokhoz vezetett, $M = 0$ pedig túlságosan nagy tömegű Higgs-bozonhoz, a standard modell

Higgs-bozonjának lehetséges tömegét ugyanis a LEP-kísérletek már jóval az LHC indulása előtt behatárolták 114 és 260 GeV/ c^2 közé. Nincs szükség tehát semmiféle egyéb térre, a standard modell BEH-potenciálja is lehetővé teszi az inflációt, ha egészen a Planck-energiáig érvényes.

A későbbi számítások rámutattak, a Higgs-bozonnak nagyon könnyűnek, 135 GeV/ c^2 alatt kell lennie ahhoz, hogy a modell működjék. A sok, különböző becslés között olyan is született, amely 2010-ben egészen pontosan *megjósolta* az LHC-nél 2012 után mért $M_H = 125$ GeV/ c^2 -et. A dolog érdekességét fokozza, hogy Shaposhnikov és Wetterich [8] abból a követelményből „jósolta meg” a Higgs-bozon 126 GeV/ c^2 -es tömegét, hogy a gravitációhoz csatolt Higgs-tér instabilitása a Planck-skálán következzen be, azaz a standard modell egészen a Planck-energiáig érvényes maradjon. Ha alatta van a Landau-pólus, akkor egy bizonyos energia felett metastabil lehet a világunk, bár ez esetben inkább arra gondolnak, hogy még a Landau-szingularitás skáláját megelőzve be kellett lépnie a stabilizáló új, *igazi* fizikának. Természetesen a BEH-tér csak akkor játszhatja el a másik skalár tér, az inflaton szerepét, ha a standard modell egészen a Planck-skáláig érvényes. Ha azokon a nagy energiákon valamilyen új fizika lép be, akkor nyilván érvénytelen ez a kép.

Zárszó

Látjuk tehát, hogy nem kell félnünk attól, hogy a Világegyetem egyhamar átcsúszik egy másik vákuumba, hiszen ha lenne egy könnyen elérhető és kedvezőbb energiaviszonyokat biztosító másik vákuum, az óriási energiájú kozmikus sugarak hatására valószínűleg régen átkerültünk volna abba. Ugyanakkor előkerült a BEH-mechanizmus újabb remek vonása: elvben megmagyarázhatja az Ősrobbanás utáni gyors felfúvódást anélkül, hogy valami újabb kölcsönhatást kellene bevezetnünk. Tovább erősödik tehát *Lederman* tréfás megjegyzése a spontán szimmetriasértés mechanizmusáról és a Higgs-bozonnál, amennyiben az a görög-római drámák mindent rendbetevő isteni beavatkozására (*deus ex machina*) emlékezteti.

Köszönetet kell mondanom *Patkós Andrásnak*, aki értékes tanácsaival sokat javított cikkemen.

Irodalom

1. Horváth Dezső: *A Higgs-bozon*. Typotex, Budapest, 2014 (ISBN: 978-963-2794-17-4).
2. Patkós András: Mekkora a kvarkok tömege? *Fizikai Szemle* 63/11 (2013) 368.
3. T. D. Lee, G. C. Wick, *Phys. Rev. D* 9 (1974) 2291.
4. M. S. Turner, F. Wilczek, *Nature* 298 (1982) 633.
5. V. Branchina, E. Messina, A. Platania, *JHEP* 1409 (2014) 182. (arXiv:1407.4112 [hep-ph]).
6. Frei Zsolt, Patkós András: *Inflációs kozmológia*. Typotex, Budapest, 2005 (ISBN: 963 9548 47 2).
7. F. L. Bezrukov, M. Shaposhnikov, *Phys. Lett. B* 659 (2008) 703. (arXiv:0710.3755 [hep-th]).
8. M. Shaposhnikov, C. Wetterich, *Phys. Lett. B* 683 (2010) 196.

GYÉMÁNTOK A VILÁGŪRBEN

Gucsik Arnold – MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont, KTM Csillagászati Intézet
Bartók Ádám – Debreceni Egyetem, Ásvány- és Földtani Tanszék

A katódlumineszcens mikroszkópia és spektroszkópia segítségével olyan gyémántmintákat vizsgáltunk, amelyek széles skálán mozognak a laboratóriumi asztróásványtan területén és így kiváló lehetőséget nyújtanak ahhoz, hogy jobban megérthessük a Világűrben lejárló kristályosodási folyamatokat is. A *katódlumineszcens emissziós csúcsok* 77 K hőmérsékleten, 540 nm körüli hullámhossznál csoportosultak, és ezt a trendet – amely a nitrogén atomok átrendeződésének köszönhető – az összes kiválasztott gyémántos minta esetében meg lehetett figyelni. A 77 K hőmérsékleten vizsgált minták csúcsintenzitásai összességében növekedtek a szobahőmérsékleten, 298 K-en mértékéhez képest. Az eredmények igen erős hőmérsékletfüggést mutatnak a gyémántok spektroszkópi tulajdonságaiban. Ez is mutatja, hogy e módszer mennyire hasznos és hatékony eszköze lehet az asztrófizikának, ahol például a planetáris ködökben található szénmódosulatokat, vagy éppen a kiterjedt vörös emissziót kutatjuk. Írásunk ezt a tudományterületet vizsgálja, és közben feltárja a fent említett módszertan további alkalmazási területét is.

Természetes és mesterséges úton növesztett gyémántok

A gyémántok fontos szerepet játszanak nemcsak az anyagtudományok, hanem az űrtudományok esetében is. A szupernóva-robbanás során keletkezett nanogyémántok a primitív meteoritok legfontosabb összetevői lehetnek. A gyémántok emissziós színeit már többben is vizsgálták az elmúlt években. *Tizie* és *Kociak* 2012-ben közzétett publikációja szerint ezek pontszerű zavarok, amelyeket a helyettesítő vagy közbelső atomok, illetve a térűresség különféle konfigurációi okoznak [1]. Az emissziós központok katódlumineszcenciás vizsgálata sokkal nagyobb térbeli felbontást eredményez a többi vizsgálati módszernél. Ezt a technikát a szintetikus gyémántok vizsgálatánál sokkal sűrűbben használják, mint például a kémiaiilag előállított pára lecsapatása során, a magas nyomáson és magas hőmérsékleten (HTHP), illetve a robbanás hatására keletkezett ultradiszperz gyémántok esetében. A gyémántokat négy csoportra (1. típus: Ia és Ib, valamint 2. típus IIa és IIb) oszthatjuk a szénrácsban lévő szennyezők alapján. Ezek a következők:

A leggyakoribb az 1. típusú, amelynek nitrogénkoncentrációja 0,1% körüli. Optikai abszorpciójuk és lumineszcens tulajdonságaik alapján, az 1. típusú gyémántok tovább oszthatóak Ia és Ib típusú gyémántokra. Szinte mindegyik természetes eredetű gyémánt az Ia típusba tartozik, ahol a nitrogénszennyezők a szénatomok kristályrácsa körül csoportosulnak.

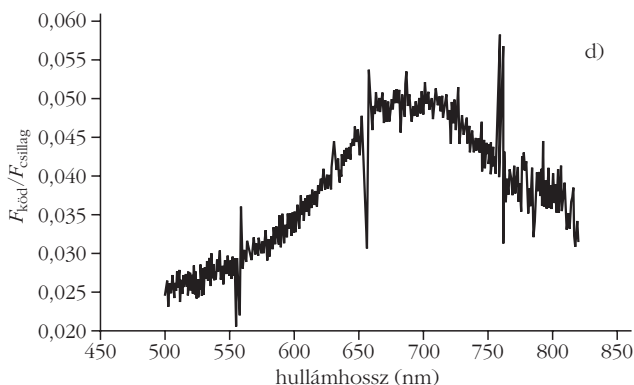
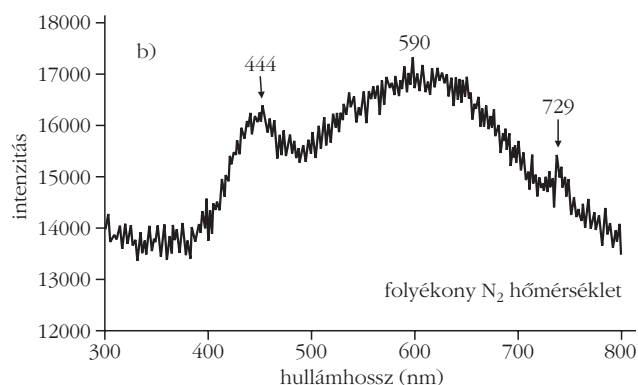
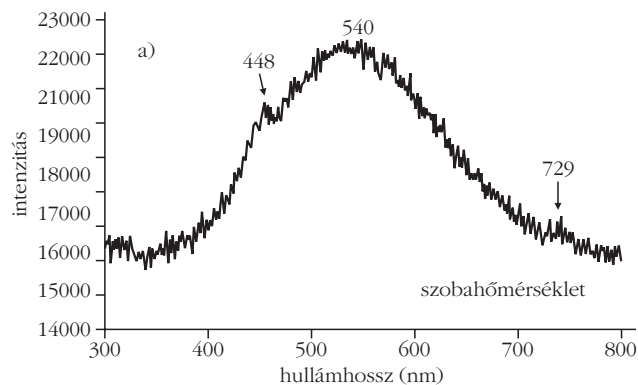
Ezen típusú gyémántok a kék fényt nyelik el és a 415 nm hullámhossznál jelentős, keskeny sávot produkálnak, amelyet az N3-as központhoz rendelhetünk (ahol a gyémántok három nitrogén atomcsoportosulást tartalmaznak). Viszonylag halvány vonal jelenik meg a 478 nm hullámhossznál, amely az N2 központtal van összefüggésben (kék fluoreszkálás). A zöld sávot, amely 504 nm-nél jelenik meg (H3 központ), gyakran kísérik úgynevezett gyenge vállú vagy széles sávú csúcsok 537 és 495 nm hullámhossznál (H4 központ, amely négy helyettesítő nitrogénatomot és két rác süreledést tartalmaz). Mindezek barna, zöld, illetőleg sárga gyémántokban fordulnak elő [2, 3]. A szintetikus gyémántok majdnem mindegyike az Ia típusba tartozik és hidrogén-, illetve nitrogénatomokat, továbbá rácsszennyezőket tartalmaznak. Színük eredete azonban még mindig bizonytalan [2, 3]. Viszonylag kevés nitrogént tartalmaznak (0,1%) és ez is nagyrészt a kristályszerkezetbe van zárva.

A 2. típusú gyémántok, amelyek magas nyomás alatt jöttek létre, nem tartalmaznak nitrogénszennyezőket és nem mutatnak abszorpciós vonalakat az elektromágneses spektrum láthatófénytartományában. A IIa típusú gyémántok szintelenségét azok szerkezeti tökéletlenségeinek tudhatjuk be, amelyek magas nyomás és hőmérsékleti viszonyok között jöttek létre. A IIb típusú gyémántok bórszennyezőket tartalmaznak, amelyeknek köszönhetően jellegzetesen zöld, kék és vörös színűek [2, 3].

A gyémántoknak igen fontos szerepük van a csillagközi térben. Az utóbbi évtizedekben sok közlemény számolt be olyan modellekről, amelyek a csillagközi anyag alapját képező poranyagot állították középpontba. A csillagközi ködöknek van egy fontos tulajdonságuk, a kiterjedt vörös emisszió, amelyet úgy értelmeznek, mint a poranyag fotolumineszcenciáját. Az emisszió forrását *Duley* írta le először 1985-ben [4]. Az ő modelljében minden egyes porrészecske szén-szemcséket tartalmaz, amelyek hidrogénben dúsak és ultraibolya sugárzás alatt lumineszkálásra képesek. Gyakran szobahőmérsékleten (298 K) végzik el ezeket a kísérleteket, azonban a valóságban ez teljesen más körülmények között játszódik le.

Mikro- és nanogyémántok SEM-CL vizsgálata 298, illetve 77 K hőmérsékleten

A vulkanikus kőzetből származó, magas nyomáson és hőmérsékleten keletkezett természetes gyémánt pásztazó elektronmikroszkópiás katódlumineszcenciás spektroszkópia (SEM-CL) vizsgálatával felvett spektruman jelentős széles sávú centrum jelent meg 541 nm hullámhosszon, 298 K és 77 K hőmérsékleten. A szobahőmérsékleten kapott katódlumineszcenciás spekt-



1. *ábra.* Magas hőmérsékleten és magas nyomáson növesztett mikrogyémántok szobahőmérsékleten és folyékony nitrogén hőmérsékleten készített katódlumineszcens spektrumai – a) és b) adatai [7] alapján – hasonlóságot mutatnak a (c) NGC 7023 nyílthalmaz és reflexiókód (d) csillagászati spektrális sajátosságaival (Adolph Witt, University of Toledo, USA adatai alapján). Ezek az adatok is megerősítik azt a feltételezést, hogy a kiterjedt vörös emisszió forrása alacsony hőmérsékletű gyémánt is lehet.

rumot összehasonlítva a folyékony nitrogén hőmérsékleti (77 K) spektrummal, megjelenik egy gyenge vállú emissziós központ 488 nm hullámhossznál. Ezen minták mérete tipikusan néhány száz mikrométer. A laboratóriumi körülmények között létrehozott gyémántok katódlumineszcenciás spektrumát szobahőmérsékleten vizsgálva 540 nm hullámhossznál tapasztalunk egy széles sávú kiemelkedést. Mindezt 77 K hőmérsékleten vizsgálva 590 nm hullámhossznál mutat széles sávú kiemelkedést. Mindkét katódlumineszcenciás spektrumnak 445 nm hullámhossznál vannak sávjai (448 nm szobahőmérsékleten és 444 nm folyékony nitrogén hőmérsékleten), valamint 729 nm hullámhossznál, amelyek sokkal látványosabbak 77 K hőmérsékleten. A fentebb említett 448 nm és 444 nm hullámhossznál bekövetkezett csúcsváltások okai még nem igazán ismertek.

A kémiailag létrehozott pára lecsapása során létrejött gyémántok mintái szobahőmérsékleten (298 K) igen zajos, széles sávú spektrumot rajzolnak 370 és 400 nm hullámhosszak közt, a spektrum többi részén pedig alig látszik változás. 77 K hőmérsékleten nézve a mintánk katódlumineszcenciás spektrumát, 509 nm hullámhossznál jelenik meg a széles sávú kiemelkedés és emellett még 489 nm hullámhossznál egy vállcsúcs is feltűnik. Mintánk szemcséinek nagysága 250 mikrométer. Az ultradiszperz, detonáció következtében létrejött nanogyémántok erős, grafitartalmú robbanásos szintézis hatására jöttek létre. A minták méretei 3 és 9 nm közt vannak. A szobahőmérsékleten

(298 K) vizsgált katódlumineszcenciás spektrum két széles sávú kiemelkedést mutat 388 nm és 422 nm hullámhosszon. A 77 K hőmérsékleten vizsgált spektrum 550 nm hullámhosszon mutat széles sávú központot, amely három vállcsúcsból áll, 448 nm, 476 nm és 590 nm hullámhosszaknál. A Boroskino, a Mighei-típusú szénkondritok egyike, amely viszonylag nagy mértékben tartalmaz finomszemcsés mátrixot és jelentős hidratált ásványfázist. A kémiai gőz lecsapása során keletkezett boroskinói nanogyémántok katódlumineszcens spektruma 540 nm hullámhossznál mutat kiemelkedést (szobahőmérsékleten, 298 K), ellentétben a kémiai gőz lecsapása során keletkezett nanogyémántokkal, amely minták spektrumai 77 K hőmérsékleten vizsgálva eléggé zajosak és majdnem csúcstalanok.

A Világűr

Kanda és Jia 2001-ben kiadott tanulmánya szerint a 390 nm hullámhossznál megjelenő kiemelkedéseket elsősorban a kémiailag létrehozott pára leválasztásakor és a magas nyomáson és hőmérsékleten (HTHP) keletkezett gyémántok esetében figyelték meg [5]. 451 nm hullámhossznál úgyszintén megjelenik egy csúcs, amely a kristályszerkezet változásával függ össze: rombos vagy tetragonális rendszer alakul ki, amelyeket a természetes barna gyémántoknál írtak le először [3]. Az 540 nm hullámhossznál megjelenő emissziós

sávok kijelölése nem mindig egyértelmű, de kijelenthető, hogy ezek megfelelnek a diszlokációs központoknak, ahol nitrogénatomok vannak jelen.

A katódlumineszcenciás spektrum alapján a gyémántokban igen alacsony a nitrogénkoncentráció. Ennek ellenére a 20 ppm-nél kisebb nitrogénkoncentráció lehetővé teszi a lumineszkálást, főleg a II. típusú gyémántok esetében [3]. A robbanásos eljárással, laboratóriumi körülmények között létrehozott gyémántok mintáiban, 550 nm hullámhossznál kirajzolódó széles sávú kiemelkedés és az 590 nm hullámhossznál megfigyelhető vállcsúcsok a rácsszerkezetben megjelenő diszlokációkkal magyarázhatók [3].

Asztroásványtani szempontból a meteoritokból származó poranyagnak két lehetséges forrása lehet:

- A kőzetestek geológiai fejlődését a naprendszeri anyagból származtatják,
- A gravitációs összeomlás során a naprendszeri anyagba behatolt a csillagközi anyag.

Így a naprendszeri és a csillagközi nanogyémántok mind fizikai, mind pedig kémiai paramétereikben különböznek egymástól. A lehetséges különbségek a következők:

- izotópos összetétel,
- szennyezők előfordulása,
- kristályrács/szerkezet.

Duley 1988-ban írta le először a protoplanetáris környezetben lévő nanogyémántok jelenlétét [6]. Előszörban azt vette figyelembe, hogy a szilárd anyagok katód- és fotolumineszcenciája fizikailag nagyon hasonló jelenség. Laboratóriumi vizsgálataink eredményeit (1.a és 1.b ábrák) a kiterjedt vörös emisszió forrásaként értelmezhetjük, például az NGC 7023 nyílthalmaz és reflexiós köd esetében is (1.c és 1.d ábrák). Arra a következtetésre jutottunk, hogy a nanogyémántok katódlumineszcenciás spektruma és profilja igen erős korrelációt mutat a kiterjedt vörös emissziós (angol: Extended Red Emission) spektrum tulajdonságaival. Ez azt jelenti, hogy egy viszonylag alacsony hőmérsékletű nanogyémánt is lehet a kiterjedt vörös emisszió forrása.

A meteoritokból származó nanogyémántok keletkezési folyamatairól két forgatókönyv létezik, amelyek a következők:

- kémiaileg létrehozott pára lecsapódása,
- sokkhatás.

A transzmissziós elektronmikroszkópos vizsgálatok azt mutatják, hogy a kémiaileg létrehozott pára lecsapódása során sokkal gyakrabban keletkeznek gyémántok.

Következtetés

A szintetikus (kémiaileg létrehozott pára lecsapódása és robbanásos folyamat által, laboratóriumi körülmények között létrehozott) mikro- és nanogyémántok pásztázó elektronmikroszkópi, katódlumineszcenciás spektroszkópiai tulajdonságait szobahőmérsékleten (298 K) és folyékony nitrogén hőmérsékletén (77 K) is megvizsgáltuk. Ugyanezen paraméterek mellett a természetben előforduló gyémántok magas nyomáson és magas hőmérsékleten (HPHT) keletkezett, illetve meteoritokból származó mintáit is áttanulmányoztuk, különös hangsúlyt fektetve asztrofizikai alkalmazásukra. A tanulmány előzetes eredményei alapján elmondható, hogy ez az asztrofizika igen hasznos és hatékony eszköze, amit már más anyagokon (például forsterit) is sikerült igazolni. A kiválasztott mintákon további vizsgálatokra van szükségünk ahhoz, hogy pontosabban tudjuk azonosítani a diszlokációs központokat, felhasználva mindehhez az elektronspinrezonanciát, kombinálva az infravörös spektroszkópiával.

Irodalom

1. L. H. G. Tizei, M. Kociak: Spectrally and spatially resolved cathodoluminescence of nanodiamonds: Local variations of the NV0 emission properties. *Nanotechnology* 23 (2012) 175702.
2. J. Walker: Optical absorption and luminescence in diamond. *Rep. Prog. Phys.* 42 (1979) 1605–1659.
3. A. M. Zaitsev: *Optical Properties of Diamond*. p. 507. Springer, Berlin, 2001.
4. W. W. Duley: Evidence for hydrogenated amorphous carbon in the red rectangle. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 215 (1985) 259–263.
5. H. Kanda, X. Jia: Change of luminescence character of Ib diamonds with HPHT treatment. *Diamond Relat. Mater.* 10 (2001) 1665–1669.
6. W. W. Duley: Sharp emission lines from diamond dust in the red rectangle? *Astrophys. Space Sci.* 150 (1988) 387–390.
7. A. Gucsik, H. Nishido, K. Ninagawa, U. Ott, A. Tsuchiyama, M. Kayama, I. Simonia, J-P. Boudou: Cathodoluminescence Microscopy and Spectroscopy of Micro- and Nanodiamonds: An Implication for Laboratory Astrophysics. *Microsc. Microanal.* 18 (2012) 1285–1291.

Jobb egy mentőötlet mint öt mentő egylet

– írta Karinthy Frigyes az egyletistápolás margójára.

Most Társulatunk kér egyletmentő ötleteket!



Ezek az ötletek nem vesznek el,

ha a <http://forum.elft.hu>

linken, az ELFT stratégiai vitafórumán adjuk elő.



RÁTZ TANÁR ÚR ÉLETMŰDÍJ, 2014

Tóth Eszter tanárnővel Kármán Tamás beszélget

– *Rátz Tanár Úr Életműdíj. Biztosan elgondolkodott azon, mik voltak az életében, amelyek alapján Önnek ítelték 2014-ben a neves díj egyikét.*

– Nagyon örültem, hogy eszébe jutottam valakinek. Máig nem tudom, hogy kinek, de köszönöm neki! – Nem gondolkodtam el – egy darabig. Nem volt rá idő. Tanítványaim különböző versenyekre készülnek. Inkább azon gondolkodtam, hogy milyen feladatokat kapjanak, mit kell előkészítenem a laborban, honnan teremtsen azt elő. De később rákényszerítettek, hogy erre is gondoljak.

– *Rákényszerítették? Kik?*

– Jött hozzám egy stáb, hogy 2 percben összefoglalja az életművet. © Az lepett meg, hogy készültek belőlem. Olyanokra kérdeztek rá, amiket valóban csináltam. Meg újságírók is jöttek. Végül a váci tévé készített riportot. Az volt a legkellemesebb. Mert a szerkesztő-riportert nem csak az érdekelte, hogy én mit csináltam, hanem a témák, amelyekkel diákjaim foglalkoztak, sőt, foglalkoznak velem.

– *Gondolom, már a szép nyugdíjas éveit tölti. Mit csinál? Olvas? Kertészkedik? Mozi? Vagy valami bobbí?*

– El tudja képzelni, hogy aki igazi tanár, az képes nyugdíjba menni? Természetesen, elküldtek, mert túlkoros vagyok. Pedig írtam kérvényt még Orbán Viktor miniszterelnök úrnak is.

– *És mi volt a válaszban?*

– Nem volt válasz.

– *Térjünk vissza az eredeti kérdésre. Most mit csinál?*

– Tanítok. Hivatalosan elküldtek, én meg nem mentem el. Az idei tanévben a heti 26 órából már nyolcat fizetnek is.

Tehát van 8 órarendi óráim. Ezeken kívül vannak kis csoportokban diákjaim, akiket illegálisan (azaz fizetés nélkül) tanítok. Ezek is órarendi órák, mert az én iskolám ma a legjobb iskola az országban. Csak a laborjaim vannak délután, este.

A gyerekeim érdeklődése rendkívül szerteágazó. Vannak fizikából „nagyagyúim”, ők most mennek OKTV-re. Tavaly a Mikola-versenyen 1. és 2. helyezettek voltak a szakközepes kategóriában. Mert az iskolám a váci Boronkay György *Műszaki Szakközépiskola* és Gimnázium. Vannak mikrobiológia érdeklődésű kislányaim. Ők a TUDOK, majd a Hlavay-versenyre készülnek. Felfedezték például, hogy a nyers fokhagyma és a nyers gyömbér bacilusölő. De ha egy kicsit is melegítjük a fokhagymát, vagy szárított gyömbérport használnak, akkor a bacik vígan tenyésznek. Van egy kicsi csoportom, akikkel a 17. századi politika és csatározások egyszerű emberekre gyakorolt hatását vizsgáljuk. Persze, fizikus módon: tényekkel és számszerű érveléssel. És természetesen vannak rendes fizikaóráim is. Minden este végiggondolom, hogy adtam-e aznap valamit a gyerekeknek. Csillo-

gott-e a szemük a megértés örömétől. Ha nem, akkor gyöttrödöm, hogy mit szúrtam el. És próbálom másként szervezni a következő órát.

– *Azért szeretném, ha beszéljünk az életműről is. Mégiscsak írt tankönyveket, könyveket. Ezeket lefordították spanyolra, kínaira, japánra. Meg is jelentek. A kínai kiadásról tudom, hogy már a 10 millió példány felett jár. Azután ott volt az országos radonmérő hálózat, amit sok-sok általános iskolás tanár és diák bevonásával szervezett meg, és mérési eredményei a nemzetközi összehasonlító teszten Európa legjobb tíz laboratóriuma között mutatták kutatócsoportját. Amúgy ez a csoport főként a középiskolás tanítványaiból állt. Sőt, az Európai Unió radontérképén az Önök mérései alapján lebetett rajta Magyarország. Hogyan emlékezik ezekre?*

– Nagyon szép dolgok voltak. Sohasem unatkoztam, szép életem volt.

– *Ennyi?*

– De hát most jobban érdekel, hogy a bacik gyönyörűen tenyésznek az aszkorbinsavas tápon; hogy Balázs, Geri, Gergely, Ákos, Gyula és Csaba megélte azt az intellektuális örömet, hogy a Maxwell-egyenletekből érthetően levezethető, hogy az elektromágneses anyag (*Marx Györgytől* tanultam így!) legfeljebb fénysebességgel terjedhet; hogy a most kapott két osztályom egyikében már az osztály 80%-a élvezzi a fizikaórákat, de a másikban még nem tudtam őket úgy megfogni, ahogyan szeretném. Pedig ők is nagyon rendes gyerekek, de még nem törtem át. Ezek a dolgok most jobban izgatnak.

Ha azon merengenék, hogy milyen sok szép volt az életemben, abból a gyerekeknek semmi haszna nem volna. Azért igazságtalan vagyok. Vannak dolgok, amelyek eszembe jutnak, amelyeknek ma is hasznát láthatják a gyerekek.

Idézek néhány ilyen emléket: amikor a József Attila Gimnáziumban életem legelső élesbe menő órájára készültem, először egy tudásfelmérőt akartam íratni. Erre Marx György azt mondta: „Azt akarod nekik megmutatni, hogy mit nem tudnak??? Készülj fel valamivel, ami neked is érdekes!” És az első 45 percben elmondtam nekik a Világegyetem fejlődéstörténetét. Röviden. Meglepő fordulat: ezután a tenyeremből ettek. © (Beleértve a Fizikai Társulat jelenlegi főtitkárát is.)

Marx György idejében évente szerveztünk nemzetközi fizikatanár-találkozót valamelyik vidéki városban. Úgy emlékszem, Sárospatakon egy iskola tornatermében voltak az előadások. Ott *Eric Rogers* úgy kezdte az előadását, hogy felmászott a bordásfalra, és egy mászókötéltbe kapaszkodva ellökte magát a faltól: „Az ember az órát duplaszaltóval kezdje!” Ő akkor talán négy évvel volt idősebb, mint én most. Sajnos, a tornaterem mindig foglalt, pedig érdekes lenne egyszer ott tartani fizikaórát. ©



Fotó: Kármán Tamás

Gyakorlótanításomkor *Holics László* háromszor dobta vissza első órám vázlatát. Nagyon sokat tanultam tőle. Főleg azt, hogyan találjam ki előre, miként reagálnak a gyerekek egy kísérletre, egy kérdésre, egy mondatomra. Azt hiszem, ezt elegánsan úgy kell mondani, hogy empatikus készségfejlesztés. Tulajdonképpen akkor értettem vagy éreztem meg, milyen csoda van a gyerekek fejében. Ma is szinte minden nap kapok a gyerekektől érdekes gondolatot. Nagyon nagy örömet okoz, ha kitalálom, hogy egy gyerek mire gondol, és miért gondolja azt. Ez a legszebb a tanárságban.

– *Mi a véleménye a jelenlegi oktatásügyi fejlesztésekről?*

... (*Hosszú csend.*) Amikor nagyon fáradt vagyok, de még zakatol a fejem, elalvás előtt pihenésnek családfakutatást csinállok. Olyan, mint egy nyomozás. © Több ágon vissza tudtam menni az 1600-as évekig. Akkor nem volt demokrácia Közép-Európában. És túl sok volt a harcos öldöklés. De már akkor is voltak iskolák. Volt néhány nagyon jó iskola. Néhány ősem tanított is ezekben. Sőt, azt is tudom, hogy nem egészen a császári hatalom által parancsba adott tananyagot tanították. © Jó őseim voltak. Tudom, hogy természetudományosan nem igaz, de (*nevetve*) úgy érzem, volt mit örökölnöm.

– *Sikeres portfóliót készített?*

– Mi az a portfólió??? © Komolyan: nekem már csak a gyerekekkel kell foglalkoznom. Szerencsére. De ha mégis betévedne hozzám egy hirtelen kiképzett szakfelügyelő, szívesen elmesélném neki, amit *Pólya György* annak idején így fogalmazott meg: „Minden tanár a saját egyéniségét tanítja.” Valószínűleg a gyerekeit és a tantárgyát szerető, tiszta lelkű tanárookra gondolt. Azt is elmondanám neki, hogy a gyerekek felnevelésére, tanítására nagyon sok időre van szük-

sége a tanárnak. Mert a gyerek akkor is a lelkében él, amikor nincs vele éppen az órán, a gyerekek szeretete miatt van kedve, ereje, és találja élvezetesnek, amikor az órájára készül.

Ehelyett mindenféle pótcselekvésért, amelyek zöme adminisztráció, kaphat pontokat a tanár. És a kartoték összpontszáma alapján értékelik és díjazzák. Érdekes, de olyanért nem lehet pontot kapni, hogy „A tanítvány nem edény, hanem fáklya, amit nem megtölteni kell, hanem lángra lobbantani” (*Mibail Tamm*). Ehhez *Holics* tanár úr mindig hozzátette: „De ehhez a tanárnak rendelkeznie kell a gyújtási hőfokkal.”

Néha elképzelem, hogy mit szolt volna a ma kialakult helyzetről *Vermes Muki* bácsi, *Mikola Sándor* tanár úr vagy éppen *Rátz* tanár úr. Vajon leírná-e *Marx György* professzor úr: „Szédítően szép korunkban tanárok állnak a vártán...”? (*Gyorsuló idő*). Talán azt igen, hogy most is a tanárok állnak a vártán, és titokban is elvégzik, ami a dolguk.

– *Hosszú tanári pályafutása során sokat fejlődött a módszertan. Melyiket érezte, érzi sajátjának?*

– Mindig azt, amelyik hatásos. Amúgy ez a fejlődés gyakran a régi újrafelfedezése. Például a tanulás személyessé tételét már az ógörögök is igen hatékonyan alkalmazták. Szerintem ma is az egyik leghatékonyabb eljárás.

Van, aki a fizika tanításában a kísérletezés egyedüli hatékonyságára esküszik. Jó, nagyon jó kísérletezni a gyerekekkel! De legalább annyira jó olyan – néha paradoxnak tűnő – kérdést feltenni, amitől beindulnak a gyerekek agysejtjei. Van, amikor a terepen végzett mérések izgatják fel a diákokat. Ilyen volt a radonmérés, ilyen volt nemrégiben a vörösiszap radioaktivitásának mérése. De természetesen Csernobil és Fukushima után is mértük a diákjaimmal a kihullást. (Utóbbinál nem emelkedett meg a háttér.)

Ezer módszer van, amivel lázba hozhatjuk a gyerekeket, ősi és modern. A modernnek közül, természetesen, a számítógépes megoldások is nagyon jók. Modellek, animációk, grafikonok Excelben, filmek, képek, cikke a netről, rengeteg kísérleti lehetőség az okostelefonokkal. És a Facebook! Ez inkább esténként. Amikor a titkos és zárt csoportjainkban mindenféléről, de persze, főleg fizikáról lehet beszélgetni. Újabban csoportjaim zöme rászokott, hogy lefényképezik a táblát és/vagy a füzetüket, és felteszik a csoportba. Ezzel az óráról hiányzókat is segítik. (Ha személyes problémája van valakinek, akkor persze kimegyünk a chatre, „négy szemközt” beszéljük meg.)

Nagyon nem szeretem, ha egy módszertanász egyedüli jó megoldásról beszél. De én szerencsére nem pedagógus, hanem tanár voltam világeletemben. ©

– *Úgy éreztem, hogy a jelenlegi oktatáspolitikával mintha elégedetlen lenne. Mennyi idő alatt lehetne rendbe tenni?*

– Ezt a Facebookról loptam:

„Egyszer a tanítvány megkérdezte a Mestert: Sokat kell-e még várni arra, hogy a dolgok jobbra forduljanak?

Hát, ha várunk, akkor még sokat!”

ALKALMAZHATÓ-E A BIOT–SAVART-TÖRVÉNY NEM ZÁRÓDÓ »ÁRAMKÖRÖKRE« – I. RÉSZ

Gnädig Péter
ELTE Fizikai Intézet

Ha a címben feltett kérdésre az lenne a válasz, hogy *nem*, akkor ez az írás itt akár be is fejeződhetne. Ha a válasz egyszerűen *igen* volna, akkor se kellene folytatnunk a fejtegetéseinket. Az igazság – mint oly sok más esetben is – a két szélsőséges nézet között van! Az eredetileg egyenáramokra és zárt áramkörökre megfogalmazott híres törvény – mint az a továbbiakból kiderül – kiterjeszthető *nem záródó* áramokra is. Az áramok forrásmentességének feladása természetesen együtt jár azzal, hogy bizonyos helyeken a töltések felhalmozódnak (vagy megritkulnak), tehát sűrűségük időben változik. Emiatt a töltésekhez kötődő elektromos tér sem lehet sztatikus, és – mint azt Maxwell¹ vizsgálatai (1861) óta tudjuk – az időben változó elektromos terek speciális megfontolásokat igényelnek.

A cikk további részében erről az általánosításról lesz szó. A gondolatmenet lényege – a szerző reményei szerint – a felsőbb matematika (elsősorban a vektoranalízis formalizmusának) ismerete nélkül is elmagyarázható és megérthető. Mégis – azok kedvéért, akik jártasak az elméleti elektrodinamika ezen területének matematikai nyelvezetében – apró betűvel szedve bizonyos formális levezetések is megadunk, hogy képletekkel is alátámaszthassuk az esetleg heurisztikusnak tűnő érvelésünket. Ezeket a részeket első közelítésben akár át is ugorhatja az Olvasó.

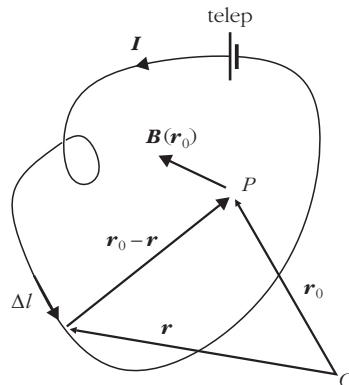
A Biot–Savart-törvény zárt áramkörökben folyó egyenáramokra

Tekintsünk egy I erősségű, időben állandó nagyságú árammal átjárt *zárt* vezetőt (1. ábra)! A görbét gondolatban feloszthatjuk sok kis darabkára, és az egyes darabokat (az áram irányába mutató) $\Delta \mathbf{l}$ vektorokkal jellemezhetjük. Az áramjárta vezető által egy tetszőleges P pontban létrehozott mágneses indukció vektorát a Biot–Savart-törvény² szerint jó közelítéssel a következő összeg adja meg:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_0) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{\text{a görbére}} \frac{\Delta \mathbf{l} \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3}, \quad (1)$$

¹ James Clerk Maxwell (1831–1879)

² Jean-Baptiste Biot (1774–1862) és Félix Savart (1791–1841) körülbelül 1820-ban fogalmazta meg az áramok és a mágneses tér kapcsolatát megadó, ma a nevüket viselő törvényt.



1. ábra

és a felosztás finomításával (integrálra való áttéréssel) az eredmény egyre pontosabbá válik.

Általános esetben, ha az áram nem egy vékony vezetékben, hanem „szétkenten”, valamilyen $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ áramsűrűség-vektorral megadott módon folyik, akkor a Biot–Savart-törvény így írható fel:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} dV. \quad (2)$$

A mágneses indukciómező ezen alakjáról bebizonyítható, hogy eleget tesz a

$$\text{rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r})$$

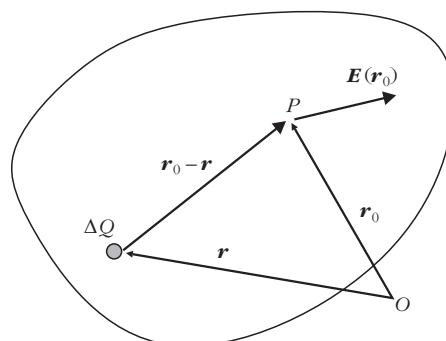
(magnetosztatikában érvényes) Maxwell-egyenletnek.

A Biot–Savart-törvény (1) alakja bizonyos hasonlóságot mutat a kiterjedt, térben elosztott töltésrendszer elektrosztatikus terét megadó

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_0) = \sum_{\mathbf{r}} \frac{\Delta Q(\mathbf{r})}{4\pi \epsilon_0} \frac{(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} \quad (3)$$

kifejezéssel (2. ábra).

2. ábra



Folytonos, $\rho(\mathbf{r})$ töltéssűrűséggel jellemzett töltéseloszlásra a (3) összeg az

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_0) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint \frac{\rho(\mathbf{r})(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} dV \quad (4)$$

térfogati integrálhoz tart. Az elektromos térerősség ezen alakjáról bebizonyítható, hogy elegendő tesz a

$$\operatorname{div} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r})$$

Maxwell-egyenletnek.

A (3) összeg azt fejezi ki, hogy az \mathbf{r} helyen lévő, ΔQ nagyságú „kicsiny töltés” az \mathbf{r}_0 helyen

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\Delta Q(\mathbf{r})(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3}$$

Coulomb-teret hoz létre, és ezeket az „elemi tereket” összegezve megkaphatjuk a teljes töltésrendszer által kialakított elektromos térerősséget az \mathbf{r}_0 vektorral jellemzett pontban.

Csábító gondolat, hogy az (1) összeget is így értelmezzük: az áramvezető minden egyes kicsiny (az \mathbf{r} helyen lévő) darabkája (úgynevezett *árameleme*) létrehozza az \mathbf{r}_0 vektorral jellemzett pontban a maga

$$\Delta \mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\Delta \mathbf{l} \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3}$$

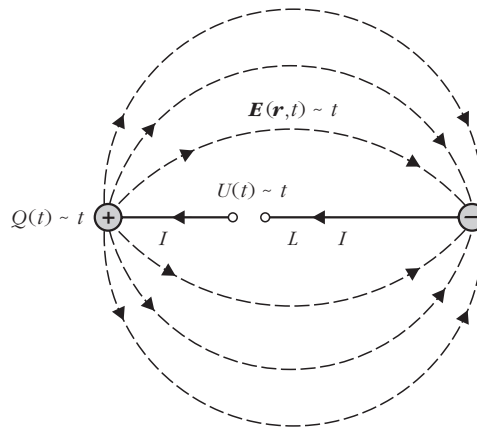
„elemi mágneses terét”, hiszen ezek összegéből áll elő a vizsgált pontban a teljes mágneses indukció vektora.

Ez az értelmezés azonban nem indokolt (legalábbis nem megalapozott), hiszen a töltésrendszertől eltérően az *egyenáram* nem darabolható fel kicsiny, nem záródó darabokra, ezek – a magnetosztatika keretei között – fizikailag megvalósíthatatlan, a *Természetben nem létező* állapotokat írnának le! (Hasonló helyzetbe kerülünk, amikor a magnetosztatikai erőhatásokat, például két mágneses dipól kölcsönhatását, hipotetikus mágneses töltések – monopólusok – erőhatásaira vezetjük vissza. Ez az eljárás számítástechnikailag néha hasznos lehet, de fogalmilag megalapozatlan és félrevezető, emiatt újabban a tankönyvek kerülnek is a „mágneses töltések” használatát.)

Időben állandó, de nem záródó áramok

Próbáljuk meg általánosítani a Biot–Savart-törvényt nem záródó áramokra! A magnetosztatikában megszokott helyzethez az áll a legközelebb, ha az áramok időben állandóak. (Ezt a feltételt később lazítjuk; megmutatjuk, hogy nem szükséges a szigorú időfüggetlenség, elegendő, ha az áramok „lassan” változnak.) Ilyen áramelrendeződés esetén a vezetékek végeinél – természetesen – a töltések mennyisége nem maradhat állandó, hanem időben változnia kell, méghozzá egyenletesen növekszik vagy csökken.

Vizsgáljunk meg egy konkrét példát! Kössünk össze két kicsiny, egymástól L távolságban lévő vezető



3. ábra

gömböt (a továbbiakban ezeket gömbkondenzátoroknak nevezzük) egy egyenes vezetővel, és a vezetékben hozzunk létre egyenáramot. (Az áram állandósága megfelelő szabályozással, a vezetékbe kapcsolt feszültségforrás feszültségének alkalmas változtatásával, vagyis áramgenerátorral egy bizonyos ideig ténylegesen megoldható.) A két kondenzátor időben egyenletesen töltődik, a közöttük kialakuló elektromos dipóltér erőssége is időben egyenletesen változik (3. ábra). (Természetesen a kicsiny gömbök kapacitása nagyon kicsi, tehát a rájuk áramló töltések hatására a feszültségük igen hamar nagyon nagygyá válhat. Ez azonban csak technikai nehézséget jelenthet, az elvi kérdéseket tisztázni kívánó gondolat kísérletet nem teszi ellentmondásossá.)

Vajon milyen mágneses tér alakul ki a véges szakaszon folyó áram hatására? A Biot–Savart-törvény (1) alakját használva (integrálásra áttérve) kiszámíthatjuk a mágneses indukció értékét, ami például az elrendezés felezősíkjában a vezetéktől r_0 távolságban az ábra síkjára merőleges irányú és

$$\begin{aligned} B(r_0) &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{r_0}{(x^2 + r_0^2)^{3/2}} dx = \\ &= \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \frac{1}{\sqrt{1 + 4r_0^2/L^2}} \end{aligned} \quad (5)$$

nagyságú lesz.

Helyes ez az eredmény, vagy valamit elrontottunk? J. C. Maxwell felismerése óta tudjuk, hogy az időben változó elektromos tér úgynevezett eltolási áramot képvisel, ami $\mathbf{j}_{\text{eltolási}} = \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}$ áramsűrűséggel egyenértékű (itt $\dot{\mathbf{E}}$ az elektromos térerősség változási sebességét jelöli). Ez az áram és a valódi (a töltések mozgásához köthető) áram együtt még akkor is forrásmentes (vagyis $\operatorname{div}(\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{eltolási}}) = 0$), ha az áramok és töltések időben változnak.

Levezethető, hogy a Biot–Savart-törvény ebben az esetben (állandó áramerősségeket feltételezve) éppen olyan alakú, mint a magnetosztatikában, de a valódi áramok mellett az eltolási áramokat is figyelembe kell venni:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} dV + \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\mathbf{j}_{\text{eltolási}}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} dV. \quad (6)$$

(Megjegyezzük, hogy az elektromos térerősségek időben egyenletes változása miatt az eltolási áram is időfüggetlen, tehát a kialakuló mágneses mező sem változik időben. Emiatt Faraday-féle indukciós jelenségekkel nem kell foglalkoznunk.)

Mennyivel módosítja az eltolási áram például az (5) képletben megadott eredményt, ami még csak a valódi áram járulékát tartalmazza? A válasz meglepő: *semmennyivel!* A két gömbkondenzátor ugyanis minden időpillanatban gömbszimmetrikus Coulomb-teret hoz létre, az eredő elektromos tér ezen két erőter szuperpozíciója. Ugyanilyen jellegű az eltolási áram is: két gömbszimmetrikus vektormező összege, amelynek forrása azonban nem a töltés, hanem a töltés *változási sebessége*. Másrészt viszont egy gömbszimmetrikus árameloszlás járuléka a Biot–Savart-törvényben biztosan nulla, hiszen az eredmény csak a gömb középpontjából a vizsgált pontba mutató vektortól függhet, és egyetlen vektorból nem hozható létre olyan vektor (úgynevezett *axiálvektor*), amelynek iránya függ a jobbkékszabály teljesen önkényes iránymegállapodásától. Márpedig a mágneses indukció is axiálvektor, amely vagy egy másik axiálvektorból (például egy anyagdarabka mágnesezettségéből), vagy két „valódi” vektor vektoriális szorzatából állítható elő. (Az utóbbira példa a Biot–Savart-formula.) Gömbszimmetrikus árameloszlás esetén viszont a vektoriális szorzás művelete nem szerepelhet a végképletben, ahhoz két különböző irányú vektorra lenne szükség.

1. Formálisan is beláthatjuk, hogy az eltolási áramok *tetszőleges töltéseloszlás* esetén is *nulla* járulékot adnak (6) jobb oldalának második tagjában, így az a tag elhagyható, és mindössze a valódi áramokat tartalmazó, az eltolási áramokról „megfelelkező” Biot–Savart-képlet is *belyesen* adja meg a mágneses indukciót. A kérdéses tag ugyanis (4) felhasználásával

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\mathbf{j}_{\text{eltolási}}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} dV = \\ & = \frac{\mu_0 \epsilon_0}{4\pi} \iiint \frac{\dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} dV = \\ & = \frac{\mu_0}{(4\pi)^2} \iiint dV' \hat{\mathbf{q}}(\mathbf{r}') \iiint dV \frac{(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^3 |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} \end{aligned}$$

alakra hozható, és ennek második integrálja (amely nem függ a töltések eloszlásától) szimmetriakokból mindig nulla.

2. Egy másik formális bizonyítást is adunk arra, hogy az eltolási áramokat nem kell figyelembe venni a Biot–Savart-integrálban. A Maxwell-egyenletek a skalár- és vektorpotenciálok alkalmazásával többféle módon is átfogalmazhatók. Ha a fizikailag mérhető elektromos és mágneses térerősségeket

$$\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}, \quad (7)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi - \dot{\mathbf{A}} \quad (8)$$

alakban keressük ($\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ -t vektorpotenciálnak, $\Phi(\mathbf{r}, t)$ -t pedig ska-

lárpotenciálnak nevezik), akkor a $\text{div} \mathbf{B} = 0$ és $\text{rot} \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}$ egyenletek automatikusan teljesülnek, a másik két Maxwell-egyenlet pedig

$$-\Delta \Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \rho + \text{div} \dot{\mathbf{A}}, \quad (9)$$

valamint

$$-\Delta \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 (-\text{grad} \dot{\Phi} - \dot{\mathbf{A}}) - \text{grad} \text{div} \mathbf{A} \quad (10)$$

alakba írható. (A fenti képletekben

$$\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

a Laplace-operátort, a betűk feletti „pont” pedig az idő szerinti deriválást jelöli.)

Az elektromos és mágneses térerősségek nem határozzák meg egyértelműen a potenciálokat, azok választásában nagyfokú szabadságunk van (ezt nevezik *mértékinvarianciának*). Kiköthetjük például, hogy a vektorpotenciál legyen forrásmentes (Coulomb-mérték), vagyis teljesüljön a $\text{div} \mathbf{A} = 0$ feltétel. A Coulomb-mérték különösen hasznos a sztatikus erőterek leírásánál, amikor az összes időderivált nulla, és így az egyenletek viszonylag egyszerűvé válnak:

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}),$$

$$\Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}) = -\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}).$$

A megoldásuk (a szuperponált Coulomb-potenciálok mintájára):

$$\Phi(\mathbf{r}_0) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \iiint \frac{\rho(\mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|} dV, \quad (11)$$

illetve

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r})}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|} dV, \quad (12)$$

ahonnan gradiens- és rotációképzéssel megkaphatjuk az ismert (4) és (2) képleteket.

Ha időben állandó, de nem forrásmentes árameloszlásokat vizsgálunk, akkor a töltéssűrűség, az elektromos térerősség és a skalárpotenciál az idővel arányosan változik, első időderiváltjuk tehát nem tűnik el. (A magasabb időderiváltak, valamint $\dot{\mathbf{A}}$ és $\dot{\mathbf{B}}$ továbbra is elhagyhatók.) Ilyenkor – még mindig Coulomb-mértéket használva – a (10) egyenlet helyett a következőt írhatjuk fel:

$$\Delta \mathbf{A} = -\mu_0 (\mathbf{j} - \epsilon_0 \text{grad} \dot{\Phi}) = -\mu_0 (\mathbf{j} + \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}) = -\mu_0 (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{eltolási}}).$$

Ha ebből a képletből számoljuk ki a mágneses indukciót, akkor éppen a (6) összefüggéshez jutunk, ami a valódi áramok mellett az eltolási áramok hatását is figyelembe veszi. Megmutatjuk azonban, hogy ez a képlet helyes ugyan, de az eltolási áramokat *feleslegesen* veszi számításba, azok járuléka a Biot–Savart-törvényben *mindig nulla*.

Válasszunk egy – a Coulomb-mértéktől eltérő – kikötést a potenciálokra; legyen

$$\text{div} \mathbf{A} + \epsilon_0 \mu_0 \dot{\Phi} = 0. \quad (13)$$

Ilyen mértékfeltétel (az úgynevezett *Lorentz-mérték*) teljesülése esetén (kihasználva, hogy $\dot{\Phi} = 0$ és $\dot{\mathbf{A}} = 0$) az egyenletek:

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}, t), \quad (14)$$

$$\Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}) = -\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}). \quad (15)$$

Az ezekből kiszámított \mathbf{E} és \mathbf{B} terek ugyanazok, mint a Coulomb-mérték alkalmazásával kapott terek, pedig *az eltolási áram nem szerepel bennük*. Ezek szerint az eltolási áram járuléka a Biot–Savart-törvényben (az adott feltételek teljesülése esetén) *tetszőleges árameloszlásra nulla*.

Vektormezők felbontása örvénymentes és forrásmentes összetevőkre

A vektoranalízis ismert állítása, hogy tetszőleges (kelően „sima”, tehát megfelelő differenciálhatósági tulajdonságokkal rendelkező) $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ vektormező felbontható egy *örvénymentes* és egy *forrásmentes* mező összegére:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \mathbf{v}^{(\text{long})}(\mathbf{r}) + \mathbf{v}^{(\text{transz})}(\mathbf{r}),$$

ahol az örvénymentes („longitudinális”) összetevőre

$$\text{rot } \mathbf{v}^{(\text{long})}(\mathbf{r}) = 0,$$

a forrásmentes („transzverzális”) összetevőre pedig

$$\text{div } \mathbf{v}^{(\text{transz})}(\mathbf{r}) = 0$$

teljesül. (Az elnevezéseket – fizikus szemmel nézve – az indokolja, hogy például egy rugalmas test deformációinál az elmozdulásmező örvénymentes része írja le a longitudinális hullámokat, a forrásmentes összetevő pedig a transzverzális hullámokat.) Az említett vektormezők a helyvektoron kívül az időtől is függhetnek, ezt a függést azonban a képletekben explicit módon nem jeleztük.

A vektormezőket (és azok felbontását) úgy tehetjük egyértelművé, ha (az esetleg kielégítendő határfeltételek mellett) megadjuk a mezők forrás- és örvényerőséget, vagyis a

$$\text{div } \mathbf{v}^{(\text{long})}(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}) \quad \text{és} \quad \text{rot } \mathbf{v}^{(\text{transz})}(\mathbf{r}) = \mathbf{a}(\mathbf{r})$$

egyenletekben szereplő $f(\mathbf{r})$ skálár- és $\mathbf{a}(\mathbf{r})$ vektormezőket, vagyis az összetevők forrás- és örvényerőséget. Ezek ismeretében a mezők így állíthatók elő:

$$\mathbf{v}^{(\text{long})}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{f(\mathbf{r}')(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV'$$

illetve

$$\mathbf{v}^{(\text{transz})}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{\mathbf{a}(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV'.$$

Az első integrál a Coulomb-törvényre, a második pedig a Biot–Savart-törvényre emlékezteti a fizikusokat, de a képletek a bennük szereplő mennyiségek fizikai jelentésétől függetlenül más esetekben is érvényesek.

Térjünk most rá egy fizikai alkalmazásra: bontsuk fel az $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ elektromos térerősséget longitudinális és transzverzális összetevőkre! A Maxwell-egyenletek miatt

$$\text{div } \mathbf{E}^{(\text{long})}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} \varrho(\mathbf{r}),$$

$$\text{rot } \mathbf{E}^{(\text{transz})}(\mathbf{r}) = -\dot{\mathbf{B}}(\mathbf{r}).$$

Látható, hogy az elektromos mező longitudinális összetevőjének forrása a töltéssűrűség, ezt az összetevő

vőt tehát a (4) egyenletnek megfelelő integrállal állíthatjuk elő és jogosan nevezhetjük Coulomb-résznek. A másik (transzverzális) rész, amelynek örvényerősége a mágneses indukcióvektor időderiváltjával arányos, hasonló megfontolásból Faraday-összetevőnek nevezhető:

$$\mathbf{E}^{(\text{long})}(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{E}^{(\text{Coulomb})}(\mathbf{r}),$$

$$\mathbf{E}^{(\text{transz})}(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{E}^{(\text{Faraday})}(\mathbf{r}).$$

Az elektromos térerősség mellett annak időderiváltja, tehát (egy arányossági tényezőt leszámítva) az eltolási áram is felbontható két összetevőre:

$$\mathbf{j}_{\text{eltolási}}^{(\text{long})}(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{j}_{\text{eltolási}}^{(\text{Coulomb})}(\mathbf{r}),$$

$$\mathbf{j}_{\text{eltolási}}^{(\text{transz})}(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{j}_{\text{eltolási}}^{(\text{Faraday})}(\mathbf{r}).$$

Mi az eltolási áram szerepe?

A fentiekben beláttuk, hogy időfüggetlen, de nem feltétlenül forrásmentes áramok ismeretében a Biot–Savart-törvény segítségével kiszámíthatjuk a mágneses indukciót a tér tetszőleges pontjában, és a számítás során csak a *ténylegesen folyó* áramokkal kell törődnünk, az úgynevezett *eltolási áramokat nem* kell figyelembe vennünk. Felmerül a kérdés, hogy akkor hol kapnak szerepet az eltolási áramok, milyen körülmények között kell számolnunk ezekkel is.

A mágneses mező nemcsak a Biot–Savart-törvény felhasználásával, hanem bizonyos – szerencsésen egyszerű, szimmetrikus – esetekben közvetlenül a Maxwell-egyenletekből, azok integrális alakjából is meghatározható. Gondoljunk csak a hosszú, egyenes vezetőre, vagy egy vékony toroid tekercsre. Ebben az eljárásban valamely zárt görbére képezett mágneses körfeszültséget hasonlítjuk össze a görbére illesztett felületen átfolyó áramok fluxusával:

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{r} = \mu_0 \iint (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{eltolási}}) d\mathbf{f}. \quad (16)$$

A fenti képlet jobb oldalán a valódi áramok mellett a $\mathbf{j}_{\text{eltolási}} = \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}$ eltolási áramsűrűség is megjelenik, annak figyelmen kívül hagyása általában *hibás* eredményre vezetne. A (16) összefüggés lokális alakja:

$$\text{rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}) + \mu_0 \mathbf{j}_{\text{eltolási}}(\mathbf{r}), \quad (17)$$

amint az a Stokes-féle integráltétel segítségével könnyen belátható.

Vajon ha *az eltolási áramok nélkül* felírt Biot–Savart-törvény alapján, vagyis a

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' \quad (18)$$

képlet felhasználásával számítjuk ki a mágneses indukciómezőt, összhangban lesz-e az az eltolási áramot is tartalmazó (17) Maxwell-egyenlettel? Érdekes

módon a válasz: *majdnem igen!* A (18) kifejezés örvényerőssége (rotációja) annak ellenére tartalmazza az eltolási áram egyik, lassú változások esetén a legjelentősebb részét, nevezetesen a Coulomb-összetevőt, hogy azt nem „raktuk bele” a $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ -et meghatározó képletbe.

Képezzük a (18) kifejezés rotációját! A vektoranalízis azonosságainak felhasználásával:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \mathbf{j}(\mathbf{r}') \cdot \operatorname{div} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \\ &- \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \operatorname{div}' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \cdot \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' + \\ &+ \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \operatorname{Div}' \left[\mathbf{j}(\mathbf{r}') \circ \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \right] dV'. \end{aligned} \quad (19)$$

Ebben a képletben div' és Div' az \mathbf{r}' változó szerinti deriválásokra utal, a vektorok közötti „kör” a vektorok diadikus szorzatát jelöli, Div pedig a tenzor-divergenciát jelenti. (19) jobb oldalának első tagja a

$$\operatorname{div} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = 4\pi \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

„Dirac-delta” azonosság miatt $\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r})$ -rel egyenlő. A második tag a

$$\operatorname{div}' \mathbf{j}(\mathbf{r}') = -\dot{\rho}(\mathbf{r}')$$

azonosság és a (4) összefüggés szerint $\mu_0 \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}^{(\text{Coulomb})}(\mathbf{r})$ -rel, vagyis $\mu_0 \mathbf{j}_{\text{eltolási}}^{(\text{Coulomb})}(\mathbf{r})$ -rel egyezik meg, a harmadik integrál pedig a Gauss–Osztrógradszkij-tétel értelmében nulla. (Feltesszük, hogy az áramok csak véges térrészben különböznek nullától, így egy elegendően nagy térrészre alkalmazva a tételt, a felületi integrál eltűnik.) Így tehát az eredményünk:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}) + \mu_0 \mathbf{j}_{\text{eltolási}}^{(\text{Coulomb})}(\mathbf{r}), \quad (20)$$

ami időben állandó mágneses terek, tehát Faraday-féle indukált feszültség hiányában a (17) egyenlettel egyenértékű.

Megállapíthatjuk tehát, hogy az eltolási áram csak a mágneses indukció örvényerősségében (és az erre alapozott integrális Maxwell-egyenletben) kap szerepet, de a mágneses mező Biot–Savart-törvény szerinti kiszámításánál *nem kell figyelembe vennünk*.

Időben lassan változó áramok és erőterek

Eddigi megfontolásainkban az áramerősségek és a mágneses indukció időben állandó, a töltések sűrűsége és az elektromos térerősség pedig az idővel arányosan változó mennyiségek voltak. Ez a helyzet – bár fizikailag elvben megvalósítható – elég mesterkélt. Gyakran találkozunk viszont olyan folyamatokkal (amilyen például egy kondenzátor kisülése, vagy egy váltóáramú áramkör viselkedése), amelyekben a fizikai mennyiségek időfüggése nem arányos t -vel, hanem annál általánosabb $f(t)$ függvényekkel írható le. Ezen folyamatok „szaporaságát” valamilyen karak-

terisztikus t_0 idővel jellemezhetjük. (A karakterisztikus idő periodikus időfüggés esetén lehet például a rezgésidő, exponenciális relaxációnál pedig a felezési idő.) Hasonló módon a térbeli változások „ütemét” egy l_0 karakterisztikus hosszmérettel jellemezhetjük. (Ez a méret, aminek csak a nagyságrendje lényeges, a 3. ábrán látható elrendezésben lehet például a gömbök L távolsága, az 1. ábrán látható zárt áramvezetőnél pedig a vezeték legnagyobb mérete.)

Megmutatjuk (vagy legalábbis érzékeltetjük), hogy az összes eddigi megfontolásunk (közelítőleg) érvényben marad akkor is, ha a térerősségek, áram- és töltéssűrűségek változnak ugyan időben, de a változás üteme „viszonylag lassú”, pontosabban: teljesül a $c t_0 \gg l_0$ feltétel. ($c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ a fénysebesség vákuumban.) Ezen feltétel szemléletes jelentése: a változás karakterisztikus ideje sokkal nagyobb, mint amennyi idő alatt a fény keresztülhalad a rendszer jellegzetes térbeli kiterjedésének megfelelő útszakaszon. Ha ez teljesül, akkor a fenti számolásokban elhanyagolt időderiváltak sokkal kisebbek a mellettük álló, a megfontolásokban megtartott tagok, tehát a „kvázistacionárius közelítés” jogosnak mondható.

Ha elhanyagolások nélkül írjuk fel a potenciálokkal kifejezett Maxwell-egyenleteket a (13)-nak megfelelő Lorentz-mérték választásával, akkor (14) és (15) helyett a következő hullámegyenleteket kapjuk:

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \ddot{\Phi}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}, t), \quad (21)$$

$$\Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \ddot{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}, t). \quad (22)$$

Mivel azonban az időderiválás nagyságrendileg t_0 -val való osztást, a térkoordináták szerinti deriválás pedig l_0 -val történő osztást jelent, a $c t_0 \gg l_0$ feltétel miatt a hullámegyenletek második időderivált tartalmú tagjai a térderiváltak mellett elhanyagolhatók, és így (21) és (22) helyettesíthető a (14) és (15) egyenletekkel. Ezek megoldása – mint láttuk – a (2)-ben megadott Biot–Savart-törvénynek, illetve a (4)-ben felírt Coulomb-törvénynek megfelelő mágneses- és elektromos térerősségek. Ezek a terek a pillanatnyi $\rho(\mathbf{r}, t)$ töltéssűrűségből és a pillanatnyi $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ áramsűrűségből számolandók, és a Biot–Savart-törvény ezen alakja sem tartalmazza az eltolási áramokat.

A valódi áramokkal számoló és retardálást nem tartalmazó Biot–Savart-törvény a (20) egyenletre vezetett, ami annyiban különbözik „csak” a pontos Maxwell-törvénytől, hogy a jobb oldalról hiányzik az eltolási áram Faraday-összetevője. Emiatt a kvázistacionárius megoldás – természetesen – nem írhatja le a hullámokat. Megpróbálkozhatnánk az egyenleteket olyan módon „javítani”, hogy a Biot–Savart-törvényben figyelembe vesszük az eltolási áram Faraday-összetevőjét is. Ez azonban – a Landau–Lifszic-könyvsorozat előkelő szóhasználatát idézve – „a pontosság megengedhetlen növelése” volna, hiszen az így számításba vett hatások az elhanyagolt retardálással azonos nagyságrendű korrekcióknak felelnének meg.

A cikk II. részében néhány egyszerű, konkrét példán keresztül mutatjuk be az eddig általánosságban megfogalmazott összefüggések alkalmazhatóságát.

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

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

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: 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.

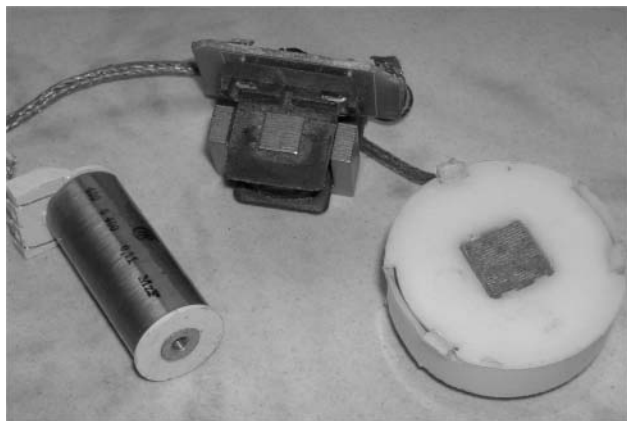
Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.

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

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

Az elektroakusztikai átalakítók két legfontosabb eleme egy vasmagos tekercs és egy aktív hangfal. Az eszköz alkalmas mobiltelefon kihangosítására, dinamikus mikrofon vagy hangszedő működésének bemutatására.

A kísérletek könnyen reprodukálhatók, nem igényelnek drága, nehezen beszerezhető alkatrészeket. A fizikatanítás során több témakörben is felhasználhatók. A kísérletek a jelenségek interaktív bemutatását teszik lehetővé bármely korosztály számára.



1. ábra. Vasmagos tekercsek.

A tekercs a változó mágneses mező érzékelésére és elektromos jelekké történő átalakítására szolgál. A „mágneses szenzor” szerepére bármilyen nagy menet-számú, lágyvasmaggal ellátott tekercs – villanymotor állórésze, fojtótekercs, elektromágneses relé – alkalmas (1. ábra). A különböző berendezésekből származó elektromágneses jeleket az erősítő felerősíti, a hallható tartományba eső rezgéseket a hangfal alakítja.

Pozitív visszacsatolás szemléltetése

A tekercset kapcsoljuk rá az erősítő bemenetére. Közelítsük az elektromágneses érzékelőket elektromos berendezésekhez. Kezdjük az aktív hangfállal. A mély, bűgő hang elárulja, hol található benne a tápegység transzformátora. Ha periodikusan közelítjük a tekercset a hangszóróhoz, ugatáshoz hasonló, közepesen magas hangot hallhatunk. A mikrofon gerjedésére emlékeztető pozitív visszacsatolást kapunk. A különbség az, hogy a jelenséget itt nem az akusztikus, hanem a hangszóróból származó elektromágneses jelek okozzák. (Meissner-féle visszacsatolás [1].)

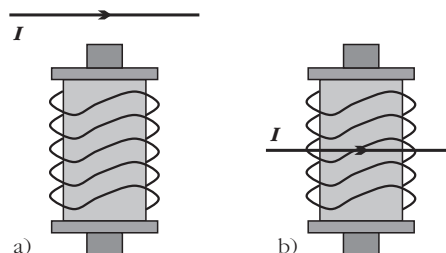
Mobil kihangosító

Mobil telefonkészülékből kiszűrődő mezők is detektálhatók az érzékelőnk segítségével. Jól „kitapintható” a CPU elhelyezkedése, amelyet jellegzetes hangja árul

el. Előerősítő közbeiktatásával szívdobogást imitáló telekommunikációs jelek is hallhatók. Hasonlóan izgalmas meghallgatni az elemmel működő analóg órákból kilépő mezők „hangját” is. Kitűnő minőségű kihangosítót kapunk, ha mágneses szenzorunkat a telefon hangszórója közelébe helyezzük.

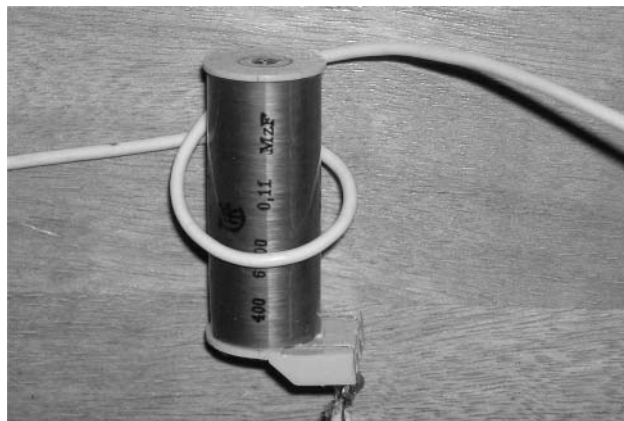
Az áram mágneses hatása, bifiláris tekercselés

Állítsunk össze egy tetszőleges, néhány amperes váltakozó áramot szállító áramkört! Az áram mágneses mezőt kelt, amit „műszerünkkel” ki tudunk mutatni. Ha a tekercs tengelyére merőlegesen T-alakban helyezkedik el a vezető, semmilyen hatást nem tapasztalunk.



2. ábra. A tekercs és a vezeték egymáshoz viszonyított helyzete.

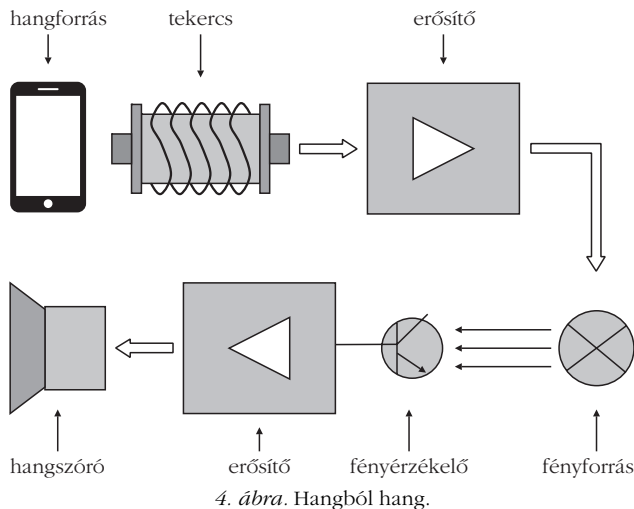
Viszont, ha szintén merőlegesen, de a tekercs mellett fut az áramjárta vezeték (2.b ábra), 50 Hz-es bűgő hangot hallhatunk. Ha az áramot szállító vezetőt felcsévéljük az érzékelőkre, minden egyes menet hozzáadásával a hang fokozatosan erősödik. Egy változtatható menetszámú transzformátort hoz-



3. ábra. Egymenetes szekunder tekercs.

tunk létre (3. ábra). Ilyen módon egyszerűen és látványosan szemléltethető a kölcsönös indukció jelensége, a transzformátor működési elve.

Ha a tekercseléshez a táphoz (fogyasztóhoz) kötött mindkét vezetékét egyszerre használjuk, a hatás elmarad: az ellentétes irányú áramok eredő mágneses indukciója nulla. A kísérlettel bemutatható a bifiláris tekercselés lényege.

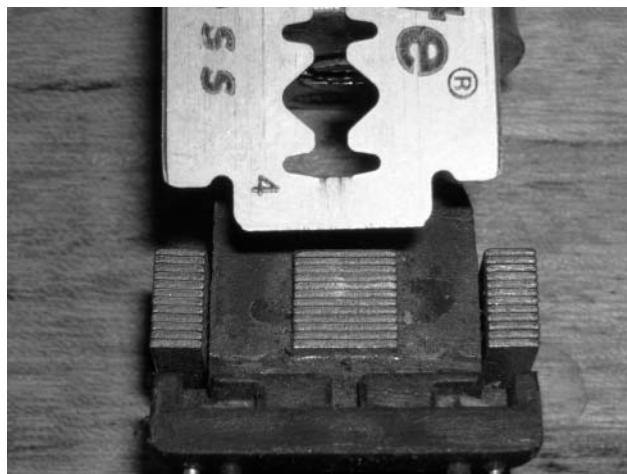


Elektro-opto-akusztikus átalakító

Amennyiben rendelkezésünkre áll valamilyen optoelektronikus átalakító [2] (napelem, fotodióda), egy egész jelátalakítási láncot hozhatunk létre. A mobil hangszórójából tekercsrel felfogott jelet felerősítjük és egy fényforrás segítségével (LED, infra-LED, lézermutató, zseblámpaizzó) továbbítjuk. A kilépő fényjel amplitúdómodulált lesz. Ha ráesik a fényérzékelőre, abban hangfrekvenciás áram jön létre. Aktív hangfalal az elektromos jel újra hanggá alakítható (4. ábra).

Borotvapenge rezgése

Az erősítő bemenetére csatlakoztatott tekercs vasmagjához szorítsunk hozzá egy borotvapenge-darabot (5. ábra)! A penge szabadon maradt szélét vagy végét pengessük meg. A keletkezett mechanikai álló-

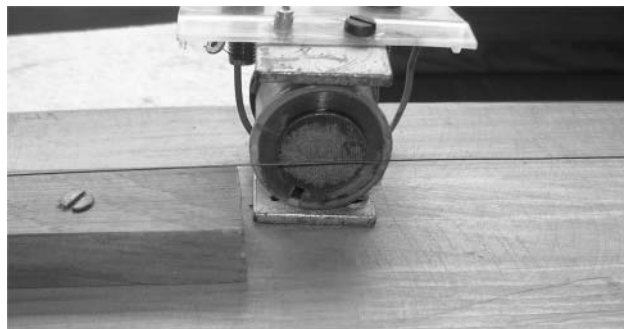


5. ábra. Hangszedő modellje.

hullám elektromos jelet indukál a tekercsben. Erősítést követően a befogott hossz és a lemez alakjától függően különböző magasságú hangokat állíthatunk elő. Mivel a penge acélból készült, tartósan megőrzi korábban szerzett mágneses állapotát. Az adott összeállítás lényegében nem más, mint egy hangszedő modellje [3].

Monokord

Készítsünk egy egyhúros hangszert! Ehhez egy deszkalapra és egy rugalmas, kifeszített húzra van szükség. Még jobb, ha valamilyen húros hangszer fölöslegessé vált (elszakadt) húrját használjuk fel erre a célra. Rögzítsünk a deszkára egy tekercset úgy, hogy

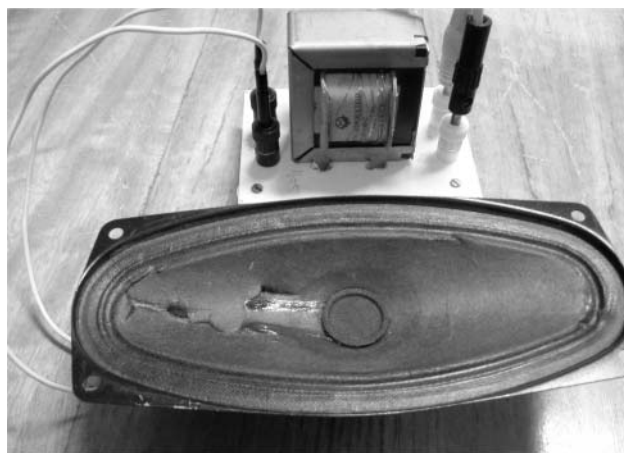


6. ábra. Monokord.

annak vasmagja közel kerüljön a kifeszített húrhoz (6. ábra). Az előző kísérlethez hasonlóan most is csak akkor működik a hangszedő, ha a húr kellőképpen mágnesezett. Állandó mágneset közelítve a húrhoz a hangerősség növekedését vagy gyengülését tapasztaljuk attól függően, hogy milyen irányból és melyik pólusával közelítjük a mágneset. A húr különböző pontjai nem egyformán kerülnek felmágnesezésre. Erről könnyen meggyőződhetünk, ha a rezgő húr mentén végighúzzunk egy (másik) vasmagos tekercset. A hangerősség hol erősödni, hol pedig gyengülni fog.

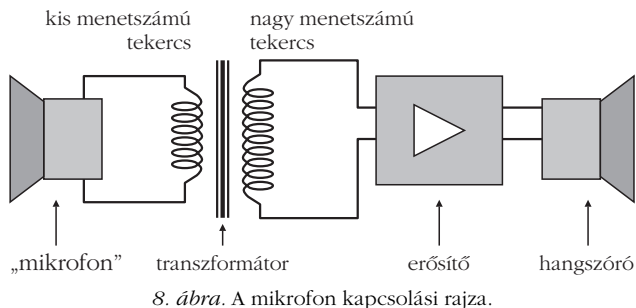
Mikrofon hangszóróból

Dinamikus hangszóróból könnyűszerrel készíthető mikrofon. A membránnal együtt mozgó tekercsben feszültség indukálódik. Az így kapott jelet felerősít-



7. ábra. Mikrofon hangszóróból.

jük, és hangszóróval hanggá alakítjuk. Mivel a „mikrofon” tekercsének kicsi az ellenállása, az erősítő bemeneti ellenállása pedig nagy, illesztés nélkül nem teljesülhet a maximális teljesítményátadás feltétele. Ezen könnyen segíthetünk egy transzformátor közbeiktatásával (7. ábra). A kis menetszámú tekercset

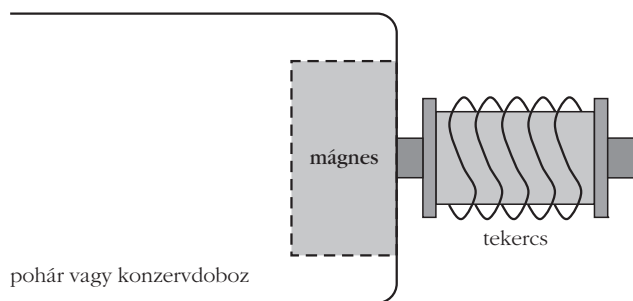


8. ábra. A mikrofon kapcsolási rajza.

a mikrofonként funkcionáló hangszóróhoz csatlakoztatjuk, míg a nagy menetszámút az erősítő bemenetére kötjük (8. ábra). Bármilyen 20-40 menetszámátétellel rendelkező transzformátort használhatunk erre a célra.

Mikrofon konzervdobozból

Az elektroakusztikus átalakító segítségével elvileg bármilyen – rezgésre alkalmas felületet tartalmazó – tárgyból készíthető mikrofon. Lehet az konzervdo-



9. ábra. A mikrofon vázolata.

boz, műanyagpohár, üveglap vagy teáskanna. A mikrofonmodell működéséhez szükség van még egy erős mágnesre, amit a hangfalra kötött vasmagos tekercsrel együtt az edény alján helyezünk el (9. és 10. ábra). A hanghullámok rezgésbe hozzák a felü-



10. ábra. A mikrofon konzervdobozból.

letet. A membránnal azonos ütemben mozgó mágnes változó fluxust kelt, ami feszültséget indukál a tekercsben. A felület és a mágnes tekercstől független,

szabad mozgásának biztosítására célszerű a tekercs és a membrán közé egy vékony filc- vagy szivacsdarabot helyezni.

Fűrészlap

Szereljük át a mágnest és a tekercset egy satuba befogott fűrészlapra (11. ábra)! A kapott eszköz nemcsak



11. ábra. Fűrészlap-mikrofon.

a megpengetett lap rezgéseinek vizsgálatára alkalmas. Ha közelebb visszük a hangszóróhoz, begerjed, azaz mikrofonként is üzemel.

Mérőszalag

Egy szabadesést eredményező hanyag mozdulat, és a szalag teljes hosszában szétterült a földön. Így vált elektroakusztikus eszközzé. A fűrészlaphoz hasonlóan felszereljük mágnessel és tekercsrel. Ha elejtjük a szalagot, mennydörgést idéző hangeffektusban lesz részünk.

Összegzés

Egyszerű, látványos, ugyanakkor komoly didaktikai értékkel bíró kísérletek mutathatók be egy házilag könnyen elkészíthető elektroakusztikus átalakítómodell segítségével. Aktív hangfalra kötött lágyvasmaggal ellátott tekercsrel változó mágneses mezők tanulmányozására alkalmas eszközökhöz juthatunk. A berendezés kiválóan alkalmas szabad- és kényszerrezgések vizsgálatára, mobil kihangosító, hangszedő vagy dinamikusmikrofon-modellek készítésére.

A kísérleteket bemutató videofelvételek letölthetők az internetről [4, 5].

Irodalom

1. <http://wiki.ham.hu/index.php/Meissner-oszcill%C3%A1tor>
2. Jendrék M.: Látható hangok, hallható fények. *Fizikai Szemle* 62/3 (2012) 96–100.
3. <http://hu.wikipedia.org/wiki/Hangszed%C5%91>
4. ESTV Online: Letöltések / Nagyító / Meggyőző kísérlet, váci fizikatanár a legjobbak között
5. <http://archive.galileowebcast.hu> (Kutatók Éjszakája az Ericssonban 2014. szeptember 26.)

Az alábbi kísérlet leírására a *Quantum* című folyóiratban [1] bukkantam, amikor egy diákcsoport számára projektfeladatot kerestem. A kísérlet roppant egyszerű, olcsó eszközökkel megvalósítható, és nagyon tanulságos. Kivitelezése nem igényel különösebb technikai jártasságot, a gyerekek maguk is elkészíthetik. Jó szívvel ajánlható érdeklődő gyerekek számára szakköri vagy projektfeladatnak. Módot ad már régóta ismert jelenségek újbóli átgondolására, de lehetőséget kínál a hidraulikus ugrás középiskolai megfigyelésére is. Ezzel a jelenséggel nap mint nap találkozunk, például a konyhai mosogatóban, ám nem szerepel sem a középiskolai, sem az egyetemi tanárképzés tananyagában.

Kísérleti eszközünk egy 0,2 mm vastagságú vörösréz lemezről kivágott 10 cm átmérőjű korong, amelynek közepébe egy 20 mm átmérőjű, 3 mm mély horpadást kalapáltunk. A lemez tömege 14 gramm. A kísérlet során a korongot különböző módokon lebegtettük a víz felszínén egy konyhai mosogató medencéjében.

Lebegés a nyugvó vízfelszínen

A rézlemezt óvatosan a víz felszínére fektettük, és amikor elengedtük, nem merült el (*1. ábra*).

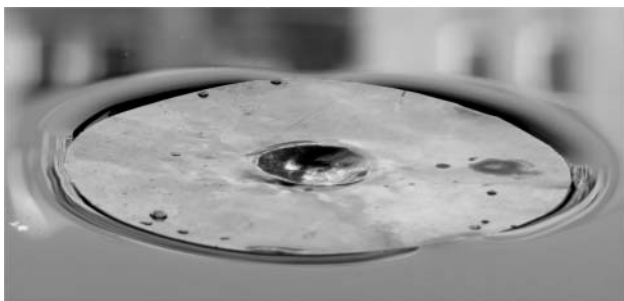
Ehhez hasonló jelenséget minden tanár bemutat a diákjainak, amikor a felületi feszültséget tanítja. Alapkísérlet a vízben úszó borotvapenge, régi alumínium tű-, húsz- vagy ötvenfilléres, iratkapocs bemutatása. A rézlemez lebegése mégis meglepetést okozott. A korong túl nehéz volt ahhoz, hogy a felületi feszültség megtartsa.

Amikor a jelenséget meg akarjuk magyarázni, általában a *2. ábrához* hasonló rajzot készítünk. A korongra a nehézségi erő és a felületi feszültségből származó erő hat. Eszerint a nehézségi erő ellensúlyozásához még $\vartheta = 0^\circ$ illeszkedési szöveget feltételezve is

$$\alpha = \frac{0,14 \text{ N}}{0,314 \text{ m}} = 0,45 \frac{\text{N}}{\text{m}}$$

nagyágú felületi feszültségre lenne szükség, ami a valódi értéknek több mint a hatszorosa.

1. ábra. A lemez a víz felszínén lebegve behorpasztja maga alatt a vizet.



Miután a gyerekekkel meggyőződünk arról, hogy nem szorultak légbuborékok a lemez alá, és a horpadás sem képez akkora üreget, hogy ez fenntartsa a lemezt, alaposabban megfigyeltük a jelenséget.

A lemez alatt a víz jelentősen behorpad, annyira, hogy a lemez felszíne a vízszint alá süllyed. Ez azt jelenti, hogy a lemez aljának magasságában már 1-1,5 víz-mm hidrosztatikai nyomás uralkodik. Az ebből fakadó nyomóerő segít megtartani a lemezt a víz felszínén (*3. ábra*). A szükséges h mélységet kiszámíthatjuk:

$$F_b = mg - \alpha_{\text{víz}} 2 r \pi = \rho g b r^2 \pi,$$

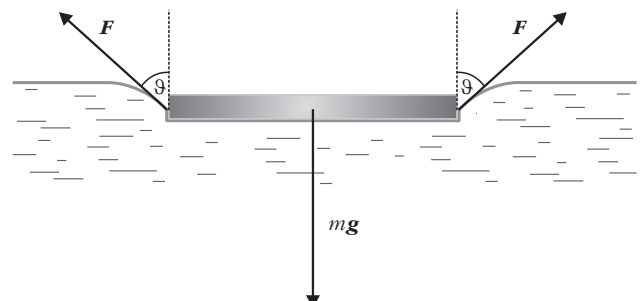
ahonnan $h = 1,49$ mm adódik. Ez reális mélység, a lemez teteje több mint 1 mm-rel a víz felszíne alá süllyed. Bár lényegében nem a felületi feszültség tartja fent a rézlemezt, a felületi feszültségnek a jelenség létrejöttében mégis fontos szerepe van, stabilizálja a behorpadt folyadékhártyát.

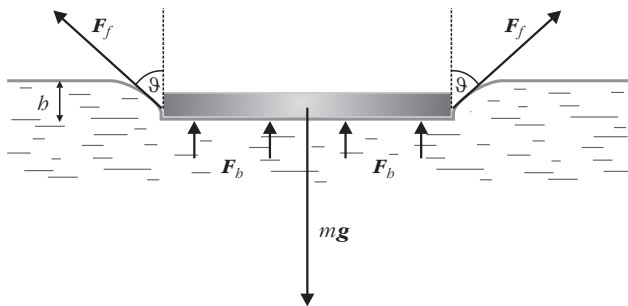
Több könyvben és feladatgyűjteményben [2–4], köztük a tanárképzésben használatos könyvekben is utánanézttem, és bár a témakört bevezető kísérletről van szó, nem találtam magyarázatot. Csak a „kockás” sorozatban megjelent, *Vermes Miklós* által írt *Mechanika példatárban* [5] találtam utalást arra, hogy a felületi feszültség önmagában nem elegendő a tárgyak lebegtetéséhez. Mérvadó internetes források [6–8] között is csak egyet találtam, amely rávilágít a jelenség hátterére.

Megkérdeztem sok, nagy tapasztalattal rendelkező kollégámat, hogy miként magyarázzák a jelenséget. Kérdésemre szinte mindenki a *2. ábra* által szemléltetett magyarázatot mondta el, vagyis egy általános, szájhagyomány útján terjedő tévedésről van szó.

Örvedetes, hogy a Typotex kiadónál nemrégiben megjelent *333 furfangos feladat fizikából* című könyv részletesen foglalkozik a problémával [9]. A következőkben az ott leírt gondolatmenetet ismertetem. Térjünk vissza a *3. ábrához*, amely a jelenség függőleges metszetét mutatja. Távolodjunk el a tárgytól annyira, hogy ott már a vízfelszín vízszintes legyen; a *4. ábrán* lévő metszeten az *A* és *B* pontig. Szemeljük ki az *ABCD* metszettel jelzett térfogatot, amelyet az ábrán

2. ábra. A jelenséget egyedül a felületi feszültségből származó erővel magyarázó szokásos (helytelen) ábra.





3. ábra. A b mélységbe süllyedt korongot nagyrészt a hidrosztatikai nyomásból eredő F_b felhajtóerő tartja fenn a vízben.

szaggatott vonal határol, és amit most tekintünk egy testnek. Láthatjuk, hogy ezt a testet a felületi erők csak vízszintesen húzzák, függőleges összetevőjük tehát nincs. A kiszemelt térfogatra az erőegyensúly úgy jön létre, hogy a nehézségi erőt (amely lényegében csak a pénzérmére hat, a levegő súlya elhanyagolható) kizárólag a hidrosztatikai nyomásból származó felhajtóerő ellensúlyozza. Ezen erő nagysága pedig a kiszorított folyadék súlyával egyezik meg, vagyis akkora, mint az $ABCD$ metszettel jellemzett térfogatot kitöltő folyadék súlya lenne.

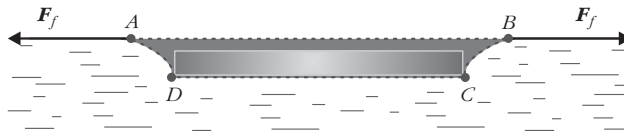
A pénzérmére ténylegesen ható hidrosztatikai nyomásból származó erő a pénzérme aljára hat, nagysága az 5. ábrán $CDEF$ metszettel jellemezhető térfogat súlya. A fennmaradó AED és CFB rész által kiszorított térfogat a felületi feszültség által kialakított folyadékfelszínnek köszönhető. Ezért gondolkozhatunk úgy, hogy a felületi feszültségből származó erő járuléka az ADE , CFB metszetekkel jellemzett térfogatok által kiszorított folyadék súlyával egyenlő. Látható, hogy a test súlyától, sűrűségétől, a vízzel érintkező felületének nagyságától függ, hogy a felhajtóerő és a felületi erők milyen arányban felelősek a test lebegtetéséért.

Lebegés vízszög alatt

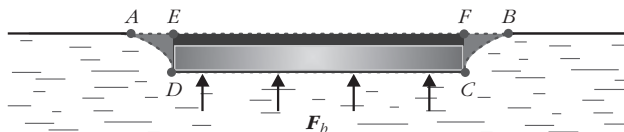
A kísérlet *Quantum*-beli leírása szerint a víz felszínére fektetett korong közepére, nagyjából a bemélyedést megcélözva, függőleges vízszögat bocsátunk, majd elengedjük a lemezt. Meglepve tapasztalhatjuk, hogy noha a korong most teljesen a víz alatt van, ráadásul a becsapódó erős vízszög is lefelé nyomja, mégis fent marad a víz tetején, a vízszög alatt lebeg (6. ábra).

Megfigyelhetjük, hogy a lemezre csapódó vízszög szétterül, és nagyon lapos, sugárirányú, viszonylag gyors lamináris áramlási réteget hoz létre a korong felszínén. A sekély réteg meglehetősen nagy területre terjed ki. A korong széléhez közel az áramlási réteg magassága hirtelen megnő, a lamináris áramlást turbulens zóna követi, úgynevezett hidraulikus ugrás következik be. Az ugrás után az áramlás lelassul.

Ha változtatjuk a lemezre csurgó vízszög vízhozamát, a hidraulikus ugrás helye is változik. Nagyobb vízhozam esetén kitolódik a korong pereme felé, ala-



4. ábra. Szemeljük ki az $ABCD$ metszettel jelzett térfogatot!



5. ábra. A hidrosztatikai felhajtóerő (F_b) és a felületi feszültségből származó erő arányát a $CDEF$ és az $ADE + BFC$ metszetekkel jellemzett térfogatok aránya adja.

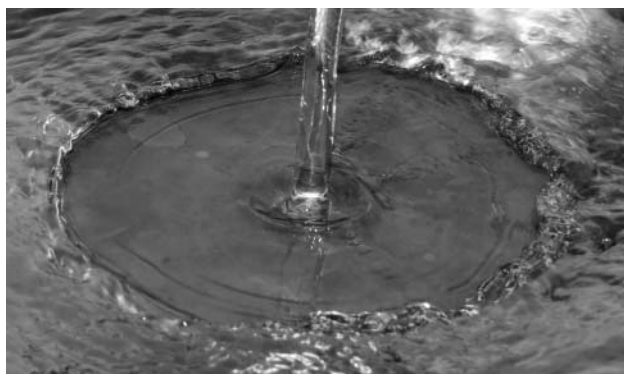
csnyabb vízhozam esetén összeszűkül. Ha egy kritikus érték alá csökkentjük a vízhozamot, a lemez már nem marad meg a víz felszínén, elsüllyed.

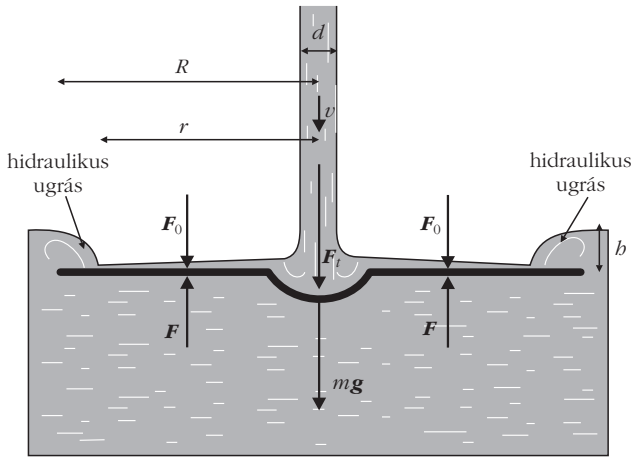
Fontos megemlítenünk, hogy a lemez közepén kialakított bemélyedés szerepe az, hogy stabilizálja a korong helyzetét a vízszög alatt.

Mi tartja a víz felszínén a lemezt? A lemez sűrűsége nagyobb a vízénél, ráadásul a vízszög is lefelé nyomja, így el kellene süllyednie. A *Quantumban* leírt cikk szerint a megoldást a Bernoulli-törvény szolgáltatja. A lemez felett gyorsan áramló vízben a nyomás csökken, míg a lemez alatt a víz nyugalomban van, tehát itt a mélységnek megfelelő hidrosztatikai nyomás uralkodik. A korong két oldalán a Bernoulli-törvénynek megfelelően fellépő nyomáskülönbségből származó erő emeli a lemezt.

A fenti magyarázat jól hangzik, rögtön elhiszi az ember, és örül, hogy íme, milyen szép újabb, szokatlan kísérlettel támaszthatjuk alá a Bernoulli-törvény igazságát. Ráadásul sok iskolában van olyan kísérleti eszköz, ami ehhez nagyon hasonló jelenséget mutat be áramló levegővel. Ennek leírása *Budó Ágoston Kísérleti fizika* I. kötetében is szerepel, a neve aerodinamikai paradoxon [3]. Itt egy vízszintesen tartott merev tányér közepén függőlegesen álló csövön keresztül levegőt fújhatunk a tányér és az alatta helyet foglaló papírkorong közé. A papírkorong ahelyett, hogy a beáramló levegő torlónyomása miatt eltávolodna a tányértől, hozzásimul ahhoz, felemelkedik a Bernoulli-törvénnyel összhangban.

6. ábra. A vízszög alatt lebegő rézlemez. A korong felszínén sekély, lamináris áramlási zóna után a korong pereméhez közel hidraulikus ugrás figyelhető meg.





7. ábra. A vízszögár alatt lebegő lemezre ható erők: mg a nehézségi erő, F_i a becsapódó vízszögár torlónyomásából származó erő, F_0 a külső légnyomásból származó erő, F a lemez alatti nyomásból származó erő; a becsapódó vízszögár v sebessége, a becsapódó vízszögár d átmérője, a hidraulikus ugrás r távolsága a középponttól, a korong R sugara, a lemez alja b mélységig süllyed a vízfelszín alá.

A két kísérlet közötti megnyugtató párhuzam azonban mégsem állja meg a helyét. A levegővel végzett kísérlet esetén az áramlás a tányér és a papírkorong közötti zárt térből lép ki a szabad levegőre, ahol normál légköri nyomás uralkodik, és az áramlás lelassul. Egy áramvonalat végigkövetve itt elmondhatjuk, hogy a lemezek közötti gyors áramlás (a lemez középpontja környékétől eltekintve) csökkenti a nyomást, ezért a papírlapot a külső légnyomás a tányér felé tolja.

A mi vízben lebegő korongunk esetében azonban a gyors áramlás nem zárt térben, hanem a szabad levegővel érintkezve zajlik. Minthogy nagyon sekély ez a réteg, jogos az a feltételezés, hogy esetünkben a folyadékban mindenütt a külső légnyomás uralkodik. Ha nem így lenne, hanem csökkenne a nyomás a folyadék belsejében, a víz felületét a nyomáskülönbség lefelé mozdítaná el, amit nem tapasztalunk, az áramlás stabil. Vagyis a lemez tetejét a nagyon sekély lamináris áramlási zónában mindenütt gyakorlatilag a külső nyomás terheli. Ez a Bernoulli-törvény érvényessége miatt azt is jelenti, hogy az áramlás sebessége ideális folyadék esetén mindenütt ugyanakkora lenne.

Mi tartja fenn a korongot a víz felszínén? Vizsgáljuk meg az erőket, amelyeket a 7. ábra is szemléltet! A lemezre lefelé hat az mg nehézségi erő, a becsapódó vízszögár torlónyomásából származó F_i erő, a lemez felett uralkodó p_0 nyomásból származó F_0 erő, felfelé pedig csak a lemez alatt uralkodó nyomásból fakadó F erő. Ennek alapján láthatjuk, hogy a lemezt a statikus esethez hasonlóan itt is az alatta uralkodó hidrosztatikai nyomásból származó erő tartja meg a víz felszínén. Ahhoz, hogy ez az erő kellően nagy lehessen, a korongnak a vízfelszín alá kell süllyednie. Eszerint a gyorsan áramló réteg szerepe a lemez lebegtetésében nem az, hogy a légnyomás alá csökkentse a korong feletti nyomást, hanem az, hogy a korong közepétől a hidraulikus ugrásig kiszorítsa a korong fölé beáramlani kész vizet.

Elméletünk igazolására becsljük meg az erők nagyságát, majd a besüllyedés mértékét.

A testre ható nehézségi erő mg . A becsapódó vízszögár által kifejtett F_i erőt a következők alapján becsülhetjük meg: a beérkező vízszögár elveszti függőleges irányú lendületét, szétterülve, minden irányban azonos sebességgel halad tovább. A teljes vízmennyiség összimpulzusa ekkor zérus. Az időegységre eső lendületváltozás adja a vízszögár tolóerejét:

$$F_i = \frac{\Delta mv}{\Delta t} = \frac{\rho \Delta V v}{\Delta t} = \rho q v,$$

ahol v a becsapódó vízszögár sebessége, ρ a víz sűrűsége, $q = \Delta v / \Delta t$ pedig a vízhozam.

A vízhozam meghatározásához egy ismert térfogatú edény megtöltésének idejét mérhetjük. A víz sebességét a vízhozam ismeretében úgy határozhatjuk meg, hogy a becsapódás helyén megmérjük a vízszögár d átmérőjét:

$$v = \frac{q}{\frac{d^2}{4} \pi} = \frac{4q}{d^2 \pi},$$

amiből

$$F_i = \frac{4\rho q^2}{d^2 \pi}.$$

Az F_0 erő becsüléséhez elhanyagoljuk a becsapódó vízszögár által elfoglalt d átmérőjű kör területét, valamint feltételezzük, hogy a vízhozam akkora, hogy az ugrás kitolódjon a korong pereméig ($r = R$).

Ha a külső légnyomás p_0 , akkor

$$F_0 = p_0 R^2 \pi.$$

A korongot alulról nyomó F erő:

$$F = p_b R^2 \pi = (p_0 + \rho g b) R^2 \pi,$$

ahol b a korong alsó felületének mélysége.

Írjuk fel az erők egyensúlyát kifejező egyenletet:

$$mg + F_0 + F_i = F,$$

vagyis

$$mg + p_0 R^2 \pi + \frac{4\rho q^2}{\pi d^2} = (p_0 + \rho g b) R^2 \pi.$$

Ebből

$$mg + \frac{4\rho q^2}{\pi d^2} = \rho g b R^2 \pi.$$

Méréseink szerint $mg = 0,137$ N, $q = 4,3 \cdot 10^{-5}$ m³/s, $d = 0,005$ m, $R = 0,05$ m, amiből

$$(0,137 + 0,094) \text{ N} = 7,85 \frac{\text{N}}{\text{m}} b,$$

amiből $b = 2,94 \cdot 10^{-3}$ m adódik, azaz a lemez körülbelül 3 milliméter mélyre süllyed. Ezt tapasztalataink is alátámasztják, a lemez besüllyedése a 6. ábrán is látható.

Érdekes, hogy esetünkben a torlónyomásból származó erő kisebb a lemez súlyánál.

Ha a vízhozamot csökkentjük, a lemezt a becsapódó víz kevésbé nyomja, ezzel a korongot fent tartó F erőnek is csökkennie kell. Ez úgy valósul meg, hogy miközben valószínűleg a h mélység is változik valamennyit, a hidraulikus ugrás a középpont felé húzódik vissza. Mélyebb elemzések szerint az ugrás középponttól mért r távolsága a vízhozam kétharmadik hatványával arányos: $r \sim q^{2/3}$ [10]. Így lecsökken az a terület, ahol a gyorsan áramló víz kiszorítja a lemez fölé beáramlani kész víztömeget. A lemez pereménél már a hidrosztatikai nyomás is növeli a lemezre lefelé ható erőt. Ez lecsökkenti az F és az F_0 erők különbségét. Ha a vízhozam egy kritikus érték alá esik, a lemez nem képes tovább a víz felszínén lebegni, elsüllyed.

Ha valaki kedvet kap a kísérlet elvégzésére és nincsen rézlemeze, a következő jól bevált kísérleti összeállítást javasoljuk. Egy CD-lemez közepén lévő lyukra alulról erősítsünk szigetelőszalaggal vagy celluluszal pénzérmét (a 20 Ft-os érme kitűnő). A lyuk pénzérmével átellenes oldalát is ragasszuk le ragasztószalaggal úgy, hogy a horpadás megmaradjon, de a lyuk éles pereme lankássá váljon. Különböző szétterülő vízszögű sugár a perembe ütközik és felfelé fröcsköl, a lemez pedig nem lebeg stabilan. Ügyeljünk az elrendezés szimmetriájára! Helyezzük a lemezt a pénzérmével lefelé fordítva a víz felszínére! Ha függőleges vízszögű sugárat bocsátunk a középre, úgy viselkedik, mint a rézlemezzel (8. ábra).

Ezzel a témával iskolánkban, a budapesti Berzsenyi Dániel Gimnáziumban egy régebben érettségizett diákcsoporttal foglalkoztunk tehetséggyógyító szakción. A diákok közül *Berkes Bence* és *Kocsis Mátyás* munkájukkal a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékének kísérleti diákpályázatán első helyezést értek el a 2011/2012-es tanévben.



8. ábra. A „preparált” CD-lemezzel elvégzett kísérlet.

Irodalom

1. Luzin: An unsinkable disk. *Quantum* (1999. Sept./Oct.) 42.
2. Tasnádi P., Skrapits L. Bérczes Gy.: *Mechanika I., II.* Dóm-Dialóg Campus, 2013.
3. Budó Á.: *Kísérleti fizika I.* Tankönyvkiadó, Budapest, 1975.
4. Kovács I., Párkányi L.: *Fizika példatár, Mechanika I.* Tankönyvkiadó, Budapest, 1980.
5. Vermes M.: *Mechanika példatár.* Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1972.
6. <http://kiserletek.versenyvizsga.hu/show/130/F-B-G>
7. <http://tudasbazis.sulinet.hu/hu/termeszettudomanyok/fizika/fizika-7-efolyam/kepgyujtemeny-folyadekok-es-gazok-tema-korhoz/feluleti-feszultseg>
8. http://titan.physx.u-szeged.hu/~julio/Dokumentum_MechHullOptKis.html#id313064
9. Gnädig P., Honyek Gy., Vigh M.: *333 furfangos feladat fizikából.* Typotex, Budapest, 2014.
10. Y. Brechet, Z. Neda: On the circular hydraulic jump. *American Journal of Physics* 67/8 August 1999.

25 ÉVES AZ ÖVEGES JÓZSEF FIZIKAVERSENY

Vida József – Eszterházy Károly Főiskola, Eger
Ősz György – Győr
Janóczki József – Debrecen

A verseny előzménye, létrejötte

A verseny kezdeti szálai az 1985-ben elhalt fizika tanulmányi versenyhez nyúlnak vissza, amelyet tartalmilag az Országos Pedagógiai Intézet, szervezetenként Magyar Úttörők Szövetsége irányított.

Újrarendezése a Komárom-Esztergom megyei lelkes fizika szaktanácsadók tevékenységéhez kapcsolódik. A tanulmányi verseny folytatása érdekében Ősz György az 1990-es évi fizikatanári ankéton Tatabányán összegyűjtötte a megjelent tanárok tehetséggyógyító kapcsolatos véleményét. A szakmai tanácskozás közel 300 résztvevője és *Marx György*, az ELFT

akkori elnöke az országos fizikaverseny 1991-es újraindítása mellett döntött, *Öveges József Országos Fizikaverseny* néven. A verseny elnevezéséhez adott volt *Öveges József* munkássága, aki két ízben is több tanévben keresztül tanított Tatán a Piarista, ma Eötvös József gimnáziumban. A feladat megoldására megbízást kapott Ősz György szaktanácsadó és a tanügyigazgatás berkeiben jártas, valamint az Általános Iskolai Szakcsoport elnöki tisztségét akkor betöltő *Rónaszéki László* Pest megyei vezető-szaktanácsadó, akik létrehozták az öttagú országos versenybizottságot. Az alapító tagok a feladatkitűzésen túl a következő területek gondozását vállalták:



Az 1991-ben megalakult versenybizottság, balról jobbra: Ösz György, Janóczki József, Vida József, Rónaszéki László, Tölgyesi József.

– *Janóczki József* debreceni tanár, szaktanácsadó a nyilvántartásokhoz szükséges számítógépes programok, listák és kísérleti eszközök elkészítését;

– Ösz György a verseny titkári teendőit, az országos döntővel kapcsolatos adminisztrációs munkákat, a lebonyolítás szervezési teendőit;

– Rónaszéki László a szponzorokkal, hivatalokkal való kapcsolatkeresést, kapcsolattartást, a versenybizottság munkájának összefogását, az évenkénti verseny bemutatását ismertető kiadvány szerkesztését;

– *Tölgyesi József*, a tatai Vaszary János Általános Iskola igazgatója a gazdasági és pénzügyi természetű feladatokat, az országos döntő helyszínének biztosítását, a tanulmányi kirándulások szervezését;

– *Vida József*, az egri Eszterházy Károly Főiskola tanára a feladatkitűzők tevékenységének összefogását, a feladatsorok és a javítókulcs összeállítását, a kiadványszerkesztést, a sajtófelelősi feladatokat;

– 1992-től a bizottság munkájába bekapcsolódott *Berkes József*, a pécsi Janus Pannonius Tudományegyetem adjunktusa.

Az országos döntő feladatsorának lektorálását, valamint a döntők zsűrielnöki teendőit az első két évben *Zátonyi Sándor* (Sopron), az ezt követő nyolc évben *Radnai Gyula* docens (Eötvös Loránd Tudományegyetem), ezután három évig *Molnár Miklós* docens (Szegedi Tudományegyetem), majd 2004-től napjainkig *Hadbázy Tibor*, a Nyíregyházi Főiskola tanszékvezető tanára látta el. A versenybizottság összefogásáról mindig az ELFT Általános Iskolai Oktatási Szakcsoport elnöke gondoskodott, így 1991-től Rónaszéki László, 2001–2004 között Berkes József, 2005–2008-ig *Csákány Antalné*, 2008–2011-ig *Kiss Gyula*, 2012-től *Lévainé Kovács Róza*.

A döntő előkészítését, lebonyolítását elkötelezett helyi fizikatanárok (alkalmanként több mint 20 fő) segítet-

ték, akiknek vezetői *Ádám Árpád* (az első 10 évben Tatán), *Varga Gáborné* (2 évig Csillebércen), *Fülöp Viktorné* (2003-tól Győrött) voltak. A versenyről szóló, minden évben megjelentetett kiadványt Rónaszéki László, Vida József, Berkes József és *Jubász Nándor* szerkesztette, a bennük szereplő fotókat *Pál Zoltán*, *Juhász Nándor*, *Janóczki József* és *Sebestyén Zoltán* készítette. A verseny fővédnöke 1991–2011 között *Göncz Árpádné* volt (akinek nagybátyja volt Öveges József), 2010-től a *Magyar Innovációs Szövetség* is, 2012-től *Fazekas Sándor* vidékfejlesztési miniszter.

Az Öveges Fizikaverseny a rendszerváltás óta az első lehetőség a fizika iránt érdeklődő, tehetséges általánosiskolás-

korú tanulók számára, amelyen összemérhetik fizikatudásukat. A verseny célja elsősorban a tehetségnevelés, tehetséggondozás. A felkészülési időszakban teret kap a problémamegoldó, megfigyelő, kísérletező, szövegértési és kommunikációs képességek fejlesztése.

Az első forduló tömegvetélkedőnek tekinthető, célja minél több diák mozgósítása a versenyben való részvételre. A második forduló már a célzott tehetséggondozásé, a verseny döntőjére történő felkészítés. A harmadik forduló az országos megmérettetésé, itt mutatkozik meg, ki mennyire felkészült, ki tud többet, ki a kreatívabb.

A három napos döntő során a tanulóknak lehetőségük van az ismerkedésre, kapcsolatok kialakítására. A közöttük végzett véleménykutatásból kiderült: a versenyben való részvétel, az ott szerzett élmények hatására többen indíttatást éreznek jövőbeli tantárgyi vetélkedőkön való részvételre, fokozódott a fizika iránti kíváncsiságuk, kellőképpen motiválódtak nemcsak a fizika, hanem más természettudományos tantárgyakban való elmélyülésre is.

Minden évben nagy élményt jelent a versenyre érkező tehetséges, jól felkészített 14 éves fiatalokkal való találkozás. Ők azok, akik reményt adnak a verseny szervezőinek és a felkészítő tanároknak – az egyre nehezedő körülmények között is –, hogy érdemes dolgozni. A díjazott versenyzők között több évben is voltak olyan a tanulók, akik a későbbi években a Fizikai Diákolimpia magyar csapatának tagjai lettek.

Az elmúlt évek számszerű eredményeit összehasonlítva fokozatos és általános visszaesés tapasztalható a tanulók teljesítményszintjében. Ennek mértéke nagyobb, mint amit az egymást követő évek követelményszintjének elkerülhetetlen ingadozása eredményezhet. Biztosan állítható, hogy nem a tanulók tehetősége, hanem a felkészítő tanárok munkája szín-

vonaltalanabb, hanem a feltételek (az óraszám, a kísérletezés és a szakkörindítás lehetőségének csökkenése stb.) évről-évre bekövetkező romlásának következményei jelentkeznek.

A versenyt egyik évben sem lehetett volna megszervezni az iskolákban lelkesen dolgozó, nagy hivatástudattal rendelkező fizikatanárok, az intézmények érdekeit jól képviselő és tehetséges tanulók fejlődését szem előtt tartó intézményvezetők, a még működő szaknásadók, illetve Pedagógiai Szolgáltató Központok és a megyei bázisiskolák hathatós közreműködése nélkül.

A verseny helyszínei, felépítése

Az országos döntő helyének megválasztásánál az első években *Tatán az Eötvös József Gimnázium* szorgalmazta a legjobb feltételeket. 2001–2002-ben *Budapestten Csillebérc*, 2003-ban *Győrben az Apor Vilmos Katolikus Iskolaközpont*, 2004-től a *győri Kazinczy Ferenc Gimnázium* ad otthont a döntőnek. Társrendezői 2004-től: Győr-Moson-Sopron Megyei Közgyűlés, Győr Megyei Jogú Város Polgármesteri Hivatala, Győr-Moson-Sopron Megyei Pedagógiai Intézet, győri Kazinczy Ferenc Gimnázium.

Részvevők: az adott tanév legfeljebb 8. osztályos tanulói, akik az aktuálisan meghatározott nevezési díjat befizetik, tanáraik benevezik őket. Évente ezernél több tanuló jelentkezik erre az erőpróbára.

A verseny felépítése 1991–2005 között

1. forduló (házi, kerületi): január vége, február eleje; a feladatokat helyben állította össze a fizikatanár.

2. forduló (megyei, fővárosi): április eleje; a feladatokat megyei team állította össze. A megyékből a megye lakosságának arányában kerültek a döntőbe a versenyzők, megyénként minimum 2 fő. E rendszer előnye volt, hogy a megyék aktív pedagógusai alkotó módon vehettek részt a verseny lebonyolításában, minden megyéből volt résztvevője a versenynek. Hátránya volt, hogy a döntőbe jutott tanulók tudásszintjében nagy különbségek mutatkoztak.

A verseny felépítése 2006-tól

1. forduló (házi): január vége, február eleje; a központilag összeállított feladatokat e-mailen és/vagy a honlapon a benevezett iskolák megkapják, helyben sokszorosítják és a küldött javítókulcs alapján

értékelik a versenyzők munkáit. Az 50% felett teljesítők névsorát, pontszámát beküldik, közülük választja ki a szervezőbizottság azokat, akik meghívást kapnak a megyei fordulóra.

2. forduló (megyei, fővárosi): április eleje; a feladatlapokat a rendező iskolák postán kapják meg és a dolgozatokat a megírást követően küldik a szervezőkhöz.

A feladatok javítását feladattípusonként 1-1 tanár végzi, és a javítás eredményeinek összegzése után a versenybizottság választja ki a döntőbe kerülő versenyzőket. Ebben a rendszerben lényegesen kiegyensúlyozottabb lett a döntő mezőnye, mint a korábbi években, és tudásuk alapján valóban a legfelkészültebb tanulók jutnak tovább. Hátránya: lehet olyan megye, ahonnan nem kerül a döntőbe senki.

A megmérettetés az első két fordulót követően az országos döntővel zárul, amelyen a legjobb eredményt elérő hazai versenyzők (70-75 fő), valamint a fizikát magyarul tanuló, határon túli diákok vesznek részt (8-12 fő: Csallóköz, Kárpátalja, Erdély, Vajdaság területéről). A határon túli résztvevőkre való tekintettel 2013-tól a verseny új néven működik: *Öveges József Kárpát-medencei Fizikaverseny*.

A 2012-es év a szervezés szempontjából hozott nagy változást. A papír alapú nevezésről, adatrögzítésről áttértünk az online rendszerre. A nevezés, az eredmények, a továbbjutók listája és egyéb információk közzétételének helye a <http://ovegesfizikaverseny.samfules.hu> honlap lett. A honlap működtetését *Reszegi Miklós* karcagi fizikatanár végzi.

A 2. forduló és a döntő feladatsorát 2005–2013 között Csákány Antalné és Vida József vezette team készítette.

A 2009. évi verseny kimagaslóan (eredménye 98%) legjobb versenyzője, Szabó Attila veszi át az Öveges József érmet Horváth Zalántól, az ELFT akkori elnökétől és Hadházy Tibor zsűrielnöktől. Szabó Attila később szinte minden fizikaversenyen az élen végzett, a Nemzetközi Fizikai Diák-olimpiák történetében Ő az első kétszeres abszolút győztes.



A kitűzött feladatok típusai, jellemzése, tanulságok

A feladatok lefedik az általános iskolai fizika tananyagot. Az első fordulóban tesztet töltenek ki és számolós feladatokat oldanak meg a versenyzők, a második fordulóban ez bővül fizikatörténeti feladattal. Az országos döntőn jelenségmagyarázat, mérőkísérlet és annak elemzése egészíti ki a korábbiakat.

Igyekezünk életközeli, a problémamegoldásra fókuszáló, a fizika iránt motivált tanulók számára sikerélményt nyújtó, több oldalról megközelíthető problémákat felvető, illetve többféleképpen megoldható feladatokat összeállítani és ehhez egzakt, egyértelmű megoldási és értékelési útmutatót készíteni.

Tesztek

A feladattípusok közül legtöbbször a legkönnyebbnek látszó tesztsorral indítottuk a versenyt, hogy a diákokban oldódjon a kezdetben még ott lapuló feszültség, és kedvvel folytassák a versenyt. Több éves tapasztalat alapján megállapítható, hogy a verseny során a tesztek megoldása nyújtja a legnagyobb sikerélményt.

A teszt sor összeállításánál a fizika témakörök mindegyikét reprezentálta legalább egy teszt. A felvetett kérdésre általában 4 vagy több választ fogalmaztunk meg. A tesztek két csoportba oszthatjuk. Az egyik csoportba tartoznak azok, amelyeknél csak az egyetlen jó választ kell megjelölni, ebben az esetben egy tesztkérdés egy pontot ér. A másik csoportba tartoznak azok, amelyeknél a jó válaszok megjelölése mellett a helytelenek ítéleteket is más szimbólummal jelezni kell. Minden megfelelő jelölés egy pontot ér.

Számolós feladatok

A versenyben két vagy három számolós feladatot állítottunk be. Ezek közül az egyiket komplexebbnek, nehezebbnek terveztük, amely nem csak egy témakör ismeretanyagára épül, és gyakorlati problémát tartalmaz. Nem szeretjük volna, hogy a versenyzők a könnyen megoldható teszten túljutva úgy érezzék, a mélyvízbe dobtuk őket. Ezért igyekezünk úgy összeállítani a feladatokat, hogy mindegyikben legyen könnyen megoldható feladatrész.

A versenyeken rendszeresen találkozunk olyan megoldásokkal, ami a zsűri által várttól gondolatmenetében eltér, vagy középiskolás ismereteket alkalmaz a tanuló. Ezeket természetesen teljes értékűnek ítéli a zsűri, de azokat is, amelyekben képletek alkalmazása nélkül, logikai következtetésekkel jutnak el a helyes végeredményhez.

Sok dolgozatban változatos, szellemes megoldásokkal örvendeztetnek meg bennünket a versenyzők. Emellett jellemző hiányosságok is előfordulnak, többek között az összefüggések, mértékegységek felírása nélküli munka, nem vagy nehezen olvasható írás, áttekinthetetlenül lejegyzett dolgozat, irreális ered-

mény elfogadása. Ezek ismétlődő jelenségek voltak minden versenyen, érdemes odafigyelni rájuk a jövőbeli felkészítés során.

Tapasztalatunk szerint a tanulók nagy százalékának problémát okoz grafikont készíteni, és többen nem képesek a grafikonból információkat kiolvasni.

Kísérleti feladat

A verseny egyik meghatározó feladattípusa a kísérleti feladat, amelyben mérést és annak kiértékelését kell elvégezni. A feladatok kiválasztása során előtérbe helyeztük azt, hogy a tanterv tartalma és követelményei alapján megoldható legyen a feladat, a versenyzőknek ismeretekről, kreatív, logikus gondolkodásról kelljen tanúbizonyságot tenni.

A tanulók többsége ismeri, tudja használni a mérőeszközöket, elemi kísérleteket viszonylag jó szinten képes elvégezni (térfogat-, súly-, tömeg-, hőmérséklet-, áramerősség-, feszültségmérés), így a feladat megoldásában bizonyos pontig eljut, de a kísérlet megtervezése legtöbbször hiányzik. A kapott eredmények rögzítése rendszertelen, kevesen használnak táblázatos kimutatót. Az eredmények értelmezéséig többen eljutnak, de csak néhányan fogalmazzák meg a következtetéseket. Mindez azt mutatja, hogy a versenyzők tudatos kísérletező képessége nem éri el a kívánt szintet.

Az okok ismertek: egyre kevesebb tanuló kísérletre van lehetőség a tanítási órákon; a kísérletek, mérési feladatok elvégzésére, részletes megbeszélésére nagyjából szakköri vagy tanórán kívüli foglalkozáson van csak lehetőség.

Kísérletelemző feladat

A bemutatás jellege az évek során változó volt. Legtöbbször egy élőben látott kísérletet elemezték a versenyzők, de volt, amikor videón bemutatott jelenséget, vagy szövegesen ismertetett kísérletet, problémát kellett értelmezni, magyarázni.

Ez az egyik legnehezebb feladat a tanulók zömének, mert itt szükség van az értelmezésen túl (ha a megfejtésig eljut a tanuló) a szabatos, érthető és a fizikai tartalmat szakszerűen leíró megfogalmazásra. A kidolgozás külalakja több tanulónál az évek múlásával egyre kifogásolhatóbb, a magasabb pontszámú dolgozatok között is akad, amelyik kívánni valót hagy maga után. Ennél a feladattípusnál, mivel itt szöveges magyarázatot kell adni, illetve rajzokat kell készíteni, különösen szembetűnő ez a jelenség.

Az utóbbi évek elemző feladatainak megoldását segítjük azzal, hogy a válaszadást megfelelő részekre tagoljuk.

Fizikatörténeti feladat

A fizikatörténeti feladatot az évek során különböző formákban készítettük el: volt TOTÓ jellegű, keresztretjéven kialakítású, táblázatos és teszt jellegű. Érdekesként érdemes megjegyezni, hogy ennél a feladattí-

pusnál a díjazott tanulók átlagpontoszáma ugyanakkora, mint a nem díjazottaké. Ebből láthatjuk, hogy fizikátörténeti feladat nemcsak a fizikai tudással van kapcsolatban, hanem az általános műveltséggel is.

Elmondhatjuk, hogy elmozdultunk arról a pontról, ahol még a számolós feladatok túlsúlya volt jellemző. A jövőben tovább kell mennünk ezen az úton, ami nem a számolós feladatok kizárását jelentené, csupán azt, hogy e feladattípus megoldásában is teret kell adni a jó értelemben vett okoskodásnak, a kreativitásnak, a szellemességnek. Tovább kell növelni a kísérletek, kísérlet-elemzések arányát.



A zsűritagok is kísérleteznek (2009. május 22.).

A döntő programja

A vetélkedő döntőjére rendszeresen májusban egy hosszú hétvégén kerül sor. A háromnapos döntő lebonyolítását egy jól összeszokott 35 fős fizikatanári csapat végzi.

Az első (pénteki) nap a regisztrációval, ünnepélyes megnyitóval indul. A megnyitónak az utóbbi években a győri városháza díszterme ad otthont. A díszelnökségbe minden alkalommal az ELFT főtítkára, a szakcsoport elnöke, a város és a megye magas rangú tisztségviselői, a rendező iskola igazgatója, valamint a verseny vezetői ülnek. Üdvözlő és köszöntő beszédek hangzanak el az elnökség tagjai részéről, majd hivatalosan is megnyitottá nyilvánítják a versenyt. Ezen a napon nincs verseny, hogy a távolról érkezőket ne hozza hátrányba az utazással járó fáradtság.

A délután során a versenyzők ízelítőt kapnak a város nevezetességeiből, szépségéből (Rába-parti séta, Káptalan domb, Széchenyi tér stb.), majd Jedlik Ányos munkásságával ismerkedhetnek meg a Czuczor Gergely (bencés) gimnázium kiállításán. A délutáni program része még az emlékkoszorúzás a Czuczor Gergely – Jedlik Ányos szoboregyüttesnél. Esti, záró programként koncert és tárlatlátogatás várja őket az egyetem hangversenytermében, a felújított Zsinagógában.

Másnap, szombat reggel kezdődik a verseny. A délelőtti folyamán gondolkodtató (teszt jellegű) feladatsor, majd két összetett, számítást igénylő feladat kerül sorra. Az ebédet követően az önállóan elvégzendő kísérlet, a fizikátörténeti feladat és a helyszínen bemutatott kísérlet elemzése vár a versenyzőkre. Este a napi feszültségek oldása kísérleti bemutatókkal, érdekes előadásokkal történik.

Amíg a versenyzők a kitűzött feladatok megoldásán dolgoznak, a verseny szervezői a felkészítő tanárokkal tanácskoznak a felkészítés tapasztalatairól, a verseny jövőjéről, a következő évek versenyeinek terveiről, lebonyolításáról. Esmecserét folytatnak a tehetségevelés módszereiről, kicserélik erre vonatkozó tapasztalataikat. Közös vélemény volt, hogy a verseny tehetségkutató jellege miatt az iskolai törzanyagnál mélyebb ismeretekre is szükségük van a döntőbe jutó tanulóknak. Ebben, illetve a tárgy iránti érdeklődésük felkeltésében nagy szerepe van felkészítő tanáraiknak.

A nap során a zsűri folyamatosan értékeli az elkészült feladatlapokat. Számítógépes adatrögzítéssel, feldolgozással készül az eredménylista, aminek titkosítását késő este oldják csak fel, majd a szerzett pontszámok alapján kialakítják a díjazottak listáját, elkészítik az okleveleket, elosztják a támogatók által felajánlott jutalmakat. A helyezetteket 2013 óta külön díjazzuk *általános iskolai* és *középiskolai* kategóriában.

Az utolsó nap délelőttjén történik az ünnepélyes eredményhirdetés és díjkiosztás. A díszelnökség – hasonlóan, mint a megnyitón – magas beosztású állami (sokszor az oktatási minisztérium államtitkára) és társadalmi vezetők közül áll. Eddig minden alkalommal az ELFT elnöke is ott volt. A versenyt a zsűri elnöke értékeli. Az abszolút első helyezett és felkészítő tanára 2001 óta az *Öveges érem* tulajdonosa lesz.

A kiosztott díjakon felül a versenybizottság és a szponzorok különdíjjal jutalmazzák a legötletesebb megoldások készítőit és felkészítő tanáraikat.

Az ELFT elnöksége 2014-ben, az Általános Iskolai Oktatási Szakcsoportja kezdeményezésére különdíjakat alapított a versenyre felkészítő tanárok számára. Ebben az évben a *Rónaszéki Lászlóról*, a ver-

seny egyik alapítójáról elnevezett díjat *Gärtner István*, a *Csákány Antalnéról* elnevezett díjat *Erdős Katalin* kapta.

Összességében a versenyzők közel fele részesül valamilyen elismerésben. A díjak átadása után záróbeszédekkel fejeződik be a verseny.

A verseny anyagi forrásai pályázatokból, nevezési díjakból, a Magyar Innovációs Szövetség tagjainak, az MVM Paksi Atomerőmű Zrt., a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, a győri Széchenyi István Egyetem és a helyi cégek támogatásaiból jönnek össze évről évre.

Irodalom

1. A 1991–2014 közötti versenyről készült kiadványok.
2. Berkes J., Janóczki J., Ósz Gy., Rónaszéki L., Vida J.: *Öveges József Országos Általános Iskolai Fizikaverseny 1991–1995*. Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, ISBN 963 18 6793 5
3. A *Fizikai Szemle* alábbi számaiban megjelent cikkek: 1993/1, 1994/1, 1994/11, 1997/4, 1998/3, 1998/12, 2000/1, 2000/7, 2001/10, 2002/9, 2003/10, 2004/7, 2005/8, 2006/8, 2008/10, 2009/10, 2010/9, 2011/10, 2014/4.
4. A *Fizika Tanítása Módszertani Folyóirat* MOZAIK Kiadó alábbi számaiban megjelent cikkek: 1991/9, 1994/1, 1994/2, 1995/1, 1997/3–4, 1998/3–4, 2000/2, 2000/3, 2000/5, 2002/2, 2003/2, 2003/3, 2003/5, 2004/5, 2006/1, 2006/2, 2006/8, 2007/5, 2008/8, 2009/1, 2009/5, 2009/10, 2010/5, 2010/9, 2011/4, 2012/4.

FOTOEFFEKTUS BEMUTATÁSA »HÁZILAG«

Härtlein Károly
BME Fizikai Intézet

Egy kis történelem

Heinrich Hertz megfigyelte, hogy ultraibolya fényrel megvilágított elektródok között könnyebben keletkezik szikra. Erről tanúskodik 1887-ben írt cikke [1]. A jelenség létezését megerősítette és azt részletesebben írta le egy évvel később [2, 3], 1888-ban *Wilhelm Hallwachs*. Kísérleteiben higanygőzlámpával alkáli fémeket világított meg, ennek hatására negatív töltésű részecskék kilépését tapasztalta. *Lénárd Fülöp* 1900-ban írt cikkéből [4] megtudhattuk, hogy ezek a részecskék elektronok. Szintén az *Annalen der Physik* folyóiratban látott napvilágot 1905. március 18-án egy cikk [5], szerzője *Albert Einstein* volt. Az írás a jelenség magyarázatát adta meg, amiért 1921-ben Nobel-díjat kapott.

Szükséges eszközök

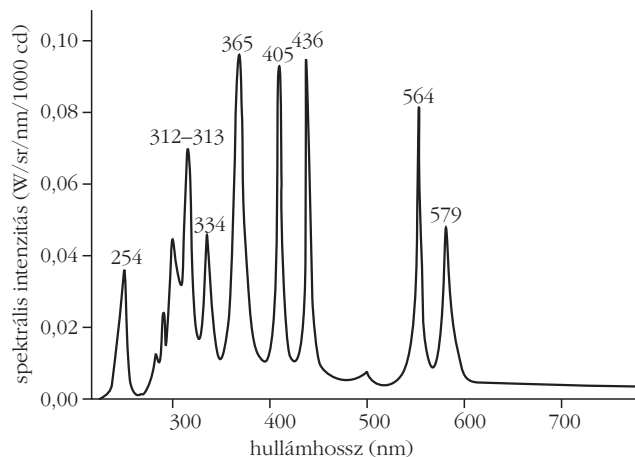
A jelenség bemutatásához elektrosztatikai eszközökre, elektrozkópra, ebonit rúdra, macskaprémre,¹ üvegrúdra és bőrre, valamint csiszoló papírra van szükségünk. Ezek szinte minden szertárban megtalálhatók. Amit általában nem találunk a szertárban, az a cinklemez és az UV-fény előállításához szükséges fényforrás. Cinklemezhez könnyen hozzájuthatunk, hiszen az utóbbi időben nem horganyzott, hanem horgany (cink) lemezekből készítik az ereszeket, az esővízlefolyó rendszereket. Egy ilyen szakipari cég oldalán olvastam: „Igaz, hogy nem tartozik az olcsó anyagok közé, de ha a horgany ereszcatornánál maradunk, egy igazán tartós, esztétikus anyagot fogunk választani. A horganyzott ereszcatorna jellemzői: A legnagyobb előnye, hogy nem rozsdásodik. Az élettartama 40 év.” Nekünk mindössze egy tenyérnyi da-

¹ Azért választok macskaprémet az ebonitrúdra, mert ezzel dörzsölve az ebonitot az negatívra töltődik. Nyúlprémmel dörzsölve az ebonitot pozitív lesz a töltése. Az elektrosztatikus sorban ugyanis a macskaprém és a nyúlprém között található az ebonit.

rabra lesz szükségünk, amely ára nem éri el a száz forintot sem, és megvásárolható egy bádogosnál, szerencsés esetben a hulladékként ingyen is megkaphatjuk. Ezt kell rögzíteni az elektrozkópba, és közvetlenül a kísérlet bemutatása előtt fémtisztára kell csiszolni az egyik oldalát. A fém cink kilépési munkája $4,3 \text{ eV} = 6,889 \cdot 10^{-18} \text{ J}$, határfrekvenciája $1,039 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$ (ami 288 nm hullámhossz).

Ennek megfelelő fényforrást kell választani, ami nem egyszerű feladat. Hagyományosan higanygőzlámpát szokás használni a kísérlethez, ami meglehetősen drága, ugyanis kis szériában készítik, mert különleges ablakot kell elhelyezni rajta kvarcüvegből, amely átengedi a számunkra szükséges UV-fényt. Az E27-es foglaltba illeszkedő lámpák teljesítménye 125 W -nál kezdődik, amely bemelegedés után hatalmas mennyiségű fényt és hőt ont magából. A higanygőzlámpa működtetéséhez szükséges egy fojtótekerics, ami tovább drágítja a megvalósítandó kísérletet. A higanygőzlámpa melegedése miatt csak kerámiafoglatat jöhet szóba, ami szintén nem olcsó. Nem engedhetjük meg, hogy az UV-fény diákjaink vagy a saját szemünkbe jusson, tehát árnyékolásra is szükség van, amelynek hőálló és fényelnyelő tulajdonságokkal kell rendelkeznie, stabilan kell állnia és körülvennie a higanygőzlámpát. Szerencsés, ha található rajta egy nyitható-csukható ablak (amely a kijutó UV-fényt szabályozza). Amelyik taneszköz megfelel a fenti kritériumoknak, azt borsos áron tudjuk megvásárolni, hiszen az elkészítési nehézségeken túl elektromos érintésvédelmi és az UV-fény miatt sugárvédelmi előírásoknak is meg kell felelnie. Ezek az engedélyek is az ár növekedését okozzák.

Ennek ellenére van megoldás. A kereskedelemben a kompakt fénycsövek megjelenését követően megjelentek az UV-fényt kibocsátó kompakt fénycsövek is. Az UVA fényt kibocsátókat rovarcsapdában, műkörmórlámpában és fotokémiai eszközökben, valamint pénzvizsgálókban használják, hullámhosszuk $350\text{--}365 \text{ nm}$. Az UVC (Germicid) fényt kibocsátó fénycsöveket akvárium, tó és víz fertőtlenítésre, csírátlantásra,



1. ábra. A higanygőz jellegzetes színkép vonalai, [6] alapján.

EPROM törlésre használhatjuk. Kísérletezésünk szempontjából szerencsés, hogy 11, 9, 7, sőt 5 Watt teljesítményűt is választhatunk. A higanygőz jellegzetes színkép vonalait az 1. ábrán tanulmányozhatjuk.

Céljainkra válasszuk az 5 W UVC Germicid G23 GE Biax GBX5/UVC típusú kompakt fénycsővet (2. ábra) [7]. A gyári adatokból ellenőrizhetjük, hogy a cinklemezhez megfelelő-e a választott fénycső. Az UV-fény kibocsátó germicidfénycső 254 nm hullámhosszúságú fotonjának energiája:

$$E_f = h \frac{c}{\lambda} = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{2,54 \cdot 10^{-7} \text{ m}} = 8,11 \cdot 10^{-19} \text{ J.}$$

Ezt a fénycsővet elhelyezhetjük egy könnyen beszerezhető, pár ezer forint árú asztali lámpában, amelyet körülvehetünk dekorációs boltokban vásárolható matt fekete alufóliával.

Így egy, a fizika számára alapvető kísérlet bemutatása válik lehetővé.

Én így mutatom be

1. Töltsük fel a frissen megcsiszolt cinklemez a macskaprémel megdörzsölt ebonitrúddal negatívra! Ha van, ívlámpával világítsuk meg a cinklemez, amely ekkor elveszti töltését.

2. Töltsük fel a frissen csiszolt cinklemez a macskaprémel megdörzsölt ebonitrúddal negatívra! A ger-



2. ábra. A kísérlethez ajánlott kompakt fénycső.

micidlámpával megvilágítva elveszti töltését. Ha az előzőekben bemutatuk az ívlámpával való kísérletet, hívjuk fel a figyelmet, hogy a kompakt fénycső fényintenzitása mennyivel kisebb és ez is elég a kísérlethez.

3. Töltsük fel a frissen megcsiszolt cinklemez a macskaprémel megdörzsölt ebonitrúddal negatívra! Világítsuk meg egy minél nagyobb teljesítményű halogén izzóval, ekkor – még ha nagy is a fényintenzitása – nem fog kisülni a cinklemez.

4. Töltsük fel a cinklemez bőrrel megdörzsölt üvegrúddal pozitívra! A germicidlámpával megvilágítva nem veszti el a töltését.

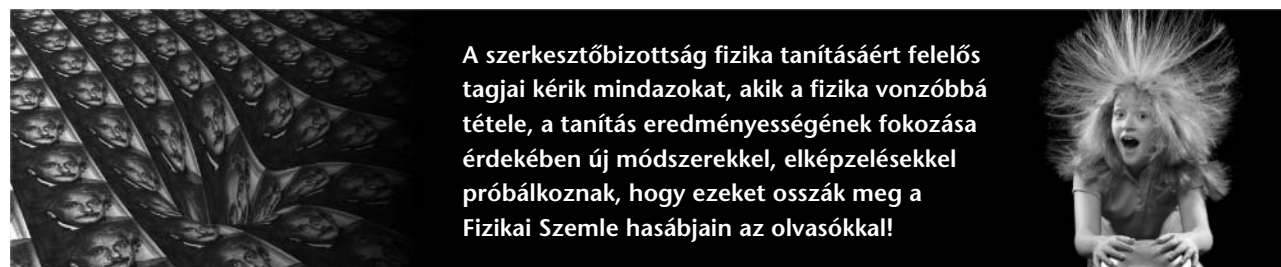
5. Töltsük fel a cinklemez a macskaprémel megdörzsölt ebonitrúddal negatívra! A germicidlámpa és a cinklemez közé tegyünk egy ablaküveget, ekkor nem fogja elveszíteni töltését. Vegyük ki az ablaküveget, ekkor kisül az elektroszkóp!

6. A cinklemez oxidos oldalán nem tudunk kísérletet előidézni, sem ívlámpával, sem germicidlámpával, függetlenül, hogy milyen előjelűre töltöttük azt fel.

A kísérlet bemutatása után ne felejtjük el a látottakat értelmezni, mutassuk meg, hogy miért nem lehet a klasszikus fizikával megmagyarázni a jelenséget!

Irodalom

- H. Hertz: Ueber den Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung. *Annalen der Physik* 267 (1887). 983–1000.
- W. Hallwachs: Ueber den Einfluss des Lichtes auf electrostatisch geladene Körper. *Annalen der Physik und Chemie* 269 (1888) 301–312.
- W. Hallwachs: Ueber die Electricirung von Metallplatten durch Bestrahlung mit electricischem Licht. *Annalen der Physik und Chemie* 270 (1888) 731–734.
- Ph. Lenard: Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht. *Annalen der Physik* 307 (1900) 359–375.
- A. Einstein: Ueber einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik* 322 (1905) 132–148.
- <http://zeiss-campus.magnet.fsu.edu/articles/lightsources/images/mercurylampsfigure1.jpg>
- http://bolthely.hu/tungsram/id/00699_Kompakt_fenycso_5W_UVC_Germicid_G23_GE_Biax_GBx5_UVC_



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

KITÜNTETÉSEK

Magyarország köztársasági elnöke – a kormány előterjesztésére – nemzeti ünnepünk, március 15. alkalmából

Széchenyi-díjat adományozott

Bársony István villamosmérnöknek, a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagjának, a Magyar Tudományos Akadémia Energiatudományi Kutatóközpontja Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézete igazgatójának, a hazai mikroelektronika, a szenzorika, illetve a mikro- és nanotechnológiai integrált rendszerek kutatásában és fejlesztésében elért kiemelkedő eredményei, valamint kimagasló intézetigazgatói munkája elismeréseként;

Hebling János fizikusnak, a Magyar Tudományos Akadémia doktorának, a Pécsi Tudományegyetem Természettudományi Kara Fizikai Intézete igazgatójának, egyetemi tanárnak az egyciklusú nagy intenzitású terahertzes impulzusok előállítására és alkalmazására terén elért kimagasló eredményei, valamint a nemlineáris optikában és lézerfizikában végzett több évtizedes iskola- és műhelyteremtő tevékenysége elismeréseként;

Rácz Zoltán Attila fizikusnak, a Magyar Tudományos Akadémia rendes tagjának, a Magyar Tudományos Akadémia Eötvös Loránd Tudományegyetem Elméleti és Fizikai Tanszéki Kutatócsoportja kutatóprofesszorának az egyensúlytól távoli jelenségek statisztikus leírásában elért, nemzetközileg is elismert kiemelkedő tudományos eredményei, valamint kimagasló oktatómunkája elismeréseként;

Szatmáry Zoltán állami díjas fizikusnak, a fizikai tudományok doktorának, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Természettudományi Kar Nukleáris Technikai Intézete Atomenergetika Tanszéke professor emeritusának kiváló, nemzetközi jelentőségű kísérleti és elméleti reaktorfizikai kutatási eredményei, valamint a magyar nukleáris szakemberképzés érdekében végzett iskolateremtő egyetemi munkája elismeréseként.

Széchenyi-díjat megosztva adományozott

Apáthy István állami díjas villamosmérnöknek, a Magyar Tudományos Akadémia Energiatudományi Kutatóközpontjának külső műszaki szakértőjének,

Balázs András villamosmérnöknek, a Magyar Tudományos Akadémia Wigner Fizikai Kutatóközpontjának tudományos munkatársának és

Bánfalvi Antal villamosmérnöknek, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszéke egyetemi doktorának az úrkutatás világtörténetében egyedülálló magyar mérnöki teljesítmény, az Európai Űrügynökség Rosetta űrszondája leszállóegységén megépült műszerek elkészítése során végzett kiemelkedő munkájuk elismeréseként.

A Magyar Érdemrend középkeresztje a csillaggal kitüntetésben részesült

Závodszy Péter Széchenyi-díjas biofizikus, az MTA rendes tagja, az MTA Természettudományi Kutatóközpont Enzimológiai Intézetének kutatóprofesszora, az Eötvös Loránd Tudományegyetem és a Pázmány Péter Katolikus Egyetem professor emeritusa az enzimműködés molekuláris szerkezeti alapon történő megértésének területén a fizika elveinek és módszereinek alkalmazásával új irányt mutató eredményei, valamint jelentős tudományos szervező tevékenysége elismeréseként.

A Magyar Érdemrend tisztikeresztje kitüntetésben részesült

Érdi Bálint csillagász, az MTA doktora, az Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Kar Földrajz- és Földtudományi Intézet Csillagászati Tanszéke egyetemi tanára az égi mechanika, első sorban a háromtest-probléma területén végzett úttörő jellegű kutatási eredményei, valamint több évtizedes oktatói és szakértői tevékenysége elismeréseként;

Gyulassy Miklós fizikus, az MTA külső tagja, a New York-i Columbia Egyetem egyetemi tanára, az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont kutatóprofesszora a nagyenergiás magfizikai kutatásokban elért világhírű eredményei, illetve a magyar–amerikai magfizikai együttműködés megerősítése, valamint a magyar kutatók nemzetközi elismerésének elősegítése érdekében végzett tevékenysége elismeréseként;

Szabó György fizikus, az MTA doktora, az MTA Energiatudományi Kutatóközpont Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézet Komplex Rendszerek Kutatócsoportjának tudományos tanácsadója, osztályvezetője a statisztikus fizikai módszereknek az evolúciós játékelméletben, a társadalmi-gazdasági mozgások és mikrobiológiai jelenségek leírásában történő alkalmazása terén elért, nemzetközileg is kiemelkedő tudományos eredményei, valamint jelentős oktatói és közéleti tevékenysége elismeréseként.

A Magyar Érdemrend lovagkeresztje
kitüntetésben részesült

Schiller Róbert, a kémiai tudományok doktora, az MTA Energiatudományi Kutatóközpont kutató professzor emeritusa, az Eötvös Loránd Tudományegyetem

címzetes egyetemi tanára, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem magántanára a tudomány és a művészetek közötti szakadék áthidalása érdekében végzett több évtizedes kiemelkedő szakmai tevékenysége elismeréseként.

Gratulálunk a kitüntetetteknek.

A TÁRSULATI ÉLET HÍREI

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2015. évi Küldöttközgyűlése

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2015. május 16-án, szombaton 10.00 órai kezdettel tartja Küldöttközgyűlését az Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai épületének (Budapest, XI. Pázmány Péter sétány 1/A) 083. előadótermében (Eötvös-terem).

A Küldöttközgyűlés nyilvános, azon bárki részt vehet. A Küldöttközgyűlésen a Társulat bármely tagja felszólalhat, de a szavazásban csak a területi és szakcsoportok által megválasztott és küldöttigazolvánnyal rendelkező küldöttek vehetnek részt.

Ha a Küldöttközgyűlés a meghirdetett időpontban nem lenne határozatképes, akkor 10:30-ra ismét összehívjuk, és a Küldöttközgyűlés a napirend előtti szakmai előadás után kezdi meg munkáját. Az ily módon ismételt összehívott Küldöttközgyűlés határozatképes, tekintet nélkül a megjelent küldöttek létszámára.

A Küldöttközgyűlés hagyományosan napirend előtti, szakmai előadással kezdődik 10:00 órakor. *Prof. Nicolaus Stolterfoht* (Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie) az ELFT tiszteletbeli tagja: *Interaction of highly charged ions with metal and*

insulator surfaces: the fascination of hollow atoms címmel tart ELFT székfoglaló előadást.

Az ELFT Elnöksége a következő napirendi pontokat javasolja a Küldöttközgyűlésnek:

1. a levezető elnök megnyitója; 2. a Szavazatszámoló Bizottság felkérése; 3. főtktári beszámoló; 3.1 a Társulat 2014. évi közhasznúsági jelentése; 3.2 a Társulat 2015. évi költségvetése; 4. a Felügyelő Bizottság jelentése; 5. az Elnökség javaslata az Alapszabály módosítására; 6. az Elnökség javaslata az ELFT-érem és a Prométheusz-érem odaítélésére, valamint a Társulat új tiszteletbeli tagjaira; 7. vita a 3–6. és pontonkénti nyílt szavazás a 3–5. napirendi pontokról; 8. az Elnökség visszaadja megbízatását a Küldöttközgyűlésnek; 9. a Jelölőbizottság előterjesztése új tisztségviselők megválasztására; 10. vita a jelölésekről, helyszíni jelölés, nyílt szavazás a szavazólapra kerülő jelöltekről; 11. szünet és titkos szavazás az új tisztségviselőkről, valamint az ELFT-éremre, Prométheusz-éremre és a tiszteletbeli tagságra jelöltekről; 12. a Társulat díjainak kiosztása; 13. a szavazás eredményének kihirdetése; 14. zárszó.

Meghívó EPS Fizikatörténeti Emlékhely avatási ünnepségére

2013-ban ünnepélyes keretek között az Európai Fizikai Társulat (EPS: European Physical Society) felvette az MTA ATOMKI kutatóintézetet az általa alapított „EPS Fizikatörténeti Emlékhely” listára¹ és egyúttal emléktáblát helyeztek el az EPS vezetői Debrecenben, az ATOMKI területén.

Örömmel tudósítunk arról, hogy 2015. április 23-án délután 2 órakor hasonló ünnepségre kerül sor Budapesten, amikor második magyarországi helyszínként a Fasori Evangélikus Gimnázium (1071 Budapest, Városligeti fasor 17–21.) nyeri el ezt a címet és kerül fel az EPS listájára.

A cím elnyerésében fontos szempont volt, hogy itt tanult *Wigner Jenő*, aki a szimmetriák területén elért eredményeiért 1963-ban Nobel-díjat kapott, valamint

Neumann János, akinek nevéhez kötődik az első modern számítógépek kifejlesztése. A táblaavatás a „2015 a fény nemzetközi éve” rendezvénysorozat eleme lesz.

A táblaavatás után a következő tudományos előadásokra kerül sor a gimnázium nagytermében:

Zombori Ottó: Csillagászati újdonságok

Szegő Károly: A Rosetta-misszió

Érfalvi Livia: A fény motívuma Kosztolányi Dezső *Hályogműtét* című novellájában

Horváth Zoltán György: Mitől lézer a lézer

Bíró Tamás: Szimmetriák a fizikában, bozonok és fermionok

Minden, tudományt szerető, a tudománytörténet eseményei után érdeklődő olvasót, kutatót, tanárt és diákot szívesen látunk a táblaavatáson és az utána következő tudományos ismeretterjesztő előadásokon.

Lévai Péter főigazgató,

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

¹ Az Emlékhelyek teljes listája megtalálható a http://www.eps.org/?page=distinction_sites oldalon.

AZ AKADÉMIAI ÉLET HÍREI

A kritikus pontot keresik a CERN-ben az MTA Wigner kutatói

Az erősen kölcsönható anyag összetett termodinamikai fázisdiagramjának két feltételezett állapotát egy fázishatár választja el. Ez egy olyan kritikus végpontban ér véget, amelynek környezetében számos megfigyelhető mennyiség hirtelen, ugrásszerű változásokat mutat. E feltételezett kritikus pont létezését akarják bebizonyítani vagy cáfolni a CERN-beli SPS gyorsító-nál üzemelő NA61 kísérlet résztvevői, akik között a Magyar Tudományos Akadémia Wigner Fizikai Kutatóközpont kutatói is megtalálhatók.

Az erősen kölcsönható anyag tulajdonságait leírni hivatott QCD-modell szerint a kvarkoknak nevezett elemi részecskék kölcsönhatását az úgynevezett gluonerek közvetítik. Normál anyagban azonban a kvarkok mindig kötött állapotban vannak, például protonok, neutronok, vagy általában szólva hadron-részecskék alkotórészeiként. Elméleti megfontolások, például rács-QCD számítások szerint az erősen kölcsönható anyagnak összetett termodinamikai fázisdiagramja van.

Az egyik legmarkánsabb elméleti jóslat, hogy ebben a fázisdiagramban (legalább) két fázis szerepel: a hadronikus fázis, amelyben a kvarkok és gluonok hadron-részecskékbe vannak zárva, valamint kellően magas hőmérsékleten a kvarkok és gluonok megmutatják belső szabadsági fokaikat: kvark-gluon plazmát alkotnak. A várakozás szerint ez a két állapot egy fázishatárral van elválasztva, amely egy kritikus végpontban ér véget. A végpont környezetében a különböző megfigyelhető mennyiségek – mint például a forrás mérete, a kisugárzott részecskék számának fluktuációja – hirtelen, ugrásszerű változásokat mutatnak.

Az NA61 kísérlet arra készült, hogy ezen kritikus pont létezését vagy hiányát kimutassa, ezáltal teszt elé állítva az erősen kölcsönható anyag QCD-modelljét. A kritikus pont keresése összetett adatgyűjtési program segítségével valósul meg, amelyhez ionnyalábok szükségesek, különböző tömegszámmal és különféle energiákkal.

http://mta.hu/mta_hirei

HÍREK ITTHONRÓL

Tudományos és módszertani konferencia fizikatanároknak

Az ELTE Fizika Doktori Iskola „Fizika tanítása” programja nemzetközi konferenciát szervez *2015. augusztus 17. és 19. között* az ELTE TTK látogatói Északi Tömbjében *TPI-15, Teaching Physics Innovatively New Learning Environments and Methods in Physics Education* címmel.

Célunk, hogy a magyarul tanító fizikatanárok találkozzanak egymással és külföldi kollégáikkal, kicseréljék oktatási tapasztalataikat, megismerjék a legújabb oktatási és szemléltetési módszereket, projekteket, sikeres kísérleteket. Emellett lehetőséget szeretnénk biztosítani, hogy a résztvevők betekintést nyerhessenek a modern fizika új eredményeibe, amelyek hamarosan akár az oktatásban is megjelenhetnek.

A konferencia angol nyelvű. Meghívott előadóink között szerepel a Nemzetközi Fizikatanítás-módszertani Kutatócsoport (GIREP) elnöke, a ljubljanoi tudományos játszóház alapítója, és a Paksi Atomerőmű bővítési kormánybiztos. Előadóink beszélnek arról, miként népszerűsíti Hollywood az űrkutatást, mit jelent a kételkedés tudománya, hogyan használható a *Színpadon a természettudomány* rendezvénysorozat a fizika népszerűsítésére, hogyan lehet tanítani a játékelméletet a középiskolában – és még számtalan érdekes témáról.

A rendezvény honlapja: <http://parrise.elte.hu>

A fizikát (Magyarország területén belül vagy határain túl) magyarul tanító kollégák számára a kedvezményes részvételi díj *2015. június 20.* előtti regisztráció és befizetés esetén ötezer forint, amely az előadás-kivonatok füzetét, a kávé és a szendvicsebédet is tartalmazza.

Határon túli jelentkezőknek – lehetőségeinkhez képest – amiben tudunk, segítünk. Elérhetőségünk: tpi-15@parrise.elte.hu

A részvételi díj nem tartalmazza a résztvevők szállását, amelyről kérjük, hogy mindenki maga gondoskodjon.

A konferenciára jelentkezni a honlapon található űrlap kitöltésével lehet, a magyar nyelvű kollégákat kérjük, a „Jelentkezési lap”-ot töltsék ki, és ne a „Regisztraton”-t!

Aki előadást szeretne tartani, kérjük a jelentkezési lapon adja meg a tervezett előadása címét és rövid összefoglalóját.

A jelentkezés és a kivonat beküldésének határideje: *2015. április 30.*

A részvételi díj (és az opcionális gálavacsora) befizetési határideje: *2015. június 20.*

A szervezők

HÍREK A NAGYVILÁGBÓL

A japán neutrínófizikusok gondoltak egy nagyot

Japán már letette névjegyét a neutrínókutatásban. Az 1980-as évek közepén a Kamiokande detektor üttörő megfigyeléseket végzett a Napból kiáramló neutrínók, az atmoszféra és a szupernóvák tulajdonságaival kapcsolatban. Ez a munka később Nobel-díjat kapott. A '90-es évek közepén a Szuper Kamiokande demonstrálta, hogy – a korábbi elméletekkel ellentétben – a neutrínóknak van tömegük. Most a japán fizikusok azzal az óriási tervvel álltak elő, hogy megépítik a Hyper Kamiokandét, ami az eddigi legnagyobb neutrínódetektor lesz. A kutatók azt remélik, hogy ez a behemót lehetővé teszi

a neutrínó eddig ismeretlen tulajdonságainak meghatározását, a korai Univerzum tanulmányozását, és segít meg tudni, miért gyakoribb az anyag, mint az antianyag. 13 ország tudósai az elmúlt héten formálisan beindítottak egy előzetes együttműködést, hogy kidolgozzanak egy részletes tervet, amelyet bemutatnak a finanszírozó ügynökségeknek abban a reményben, hogy megkapják a körülbelül 800 millió dollárt a detektor felépítéséhez. Azt remélik, hogy 2018-ban elkezdődik az építés és 2025-ben megindulhat az adatok gyűjtése.

<http://news.sciencemag.org>

A fizikusok régi vulkán által megégetett papirusztekercseket olvastak el

Nem Pompei volt az egyetlen római város, amely megsemmisült a Vezúv kitörésekor i.e. 79-ben. A forró levegő és a vulkanikus hamueső elérte a közeli Herculaneumot, ahol beborított egy papirusztekercseket tartalmazó könyvtárat. Sajnos, a hajlítható pergamenekből nem sokkal több maradt, mint elfeketedett, megszenesedett kötegek. A régészek különféle technikákkal próbálták a tekercseket felnyitni mióta az 1750-es években a könyvtárat felfedezték, de mindig megvolt annak a kockázata, hogy közben a tekercsek megsemmisülnek. Most egy új, nagy energiájú röntgensugarakat alkalmazó technika lehetőséget nyújt arra, hogy nem destruktív módon elolvassák ezeket a régi szövegeket. A feltekeredett írásokat egy részecskegyorsító által keltett, nagy energiájú röntgensugarakkal besugározva meg tudják határozni a különbséget a papirusz és a tinta jelenléte között annak

alapján, hogy milyen gyorsan haladnak át a sugarak az anyagon. Ily módon meg lehet különböztetni a papiruszt és a rajta levő írást, és lassan, de biztosan rekonstruálni lehet a szöveget is. Bár eddig csak néhány teljes szót sikerült elolvasni, a kutatók rekonstruálták majdnem a teljes görög abc-t a felgöngyölt tekercseken lévő szövegből. A szöveg kézírásának stílusa jellemző az i.e. első századra, valójában nagyon hasonlít a korábban már felnyitott tekercsen található, amelyet *Philodemus* filozófusnak tulajdonítanak. További vizsgálatok szükségesek még nagyobb energiájú röntgensugarakkal, hogy e tekercs teljes szövegét, valamint egyéb szövegeket rekonstruálni lehessen, de az új technika lehetőséget nyújt arra, hogy olyan munkákat is elolvassanak, amelyeket közel 2000 éve nem látott senki.

<http://news.sciencemag.org>

ÁPRILIS ELSŐ NAPJÁRA

Juhász András: Részecskefizika

Voltunk pár banketten
már egy párban, ketten.
Ha a mezon mezőn
rajthoz áll a mezőny,
a barion bárban
legyünk megint párban!

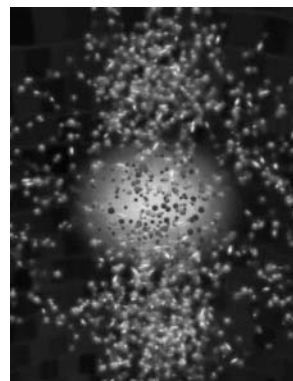
Pardon, ez egy hadron
– kifeküdt a padlón.
Összecsődül azon-
nyomban a sok bozon:
Bizony, ez a mezon,
nagyon gyenge fazon!

Erősen hat kölcsön,
csak sokat ne töltsön!
Látszik, hogy a pion
osztozott a pián,
amitől már ketten
dőlnek a parketten.

Sejti a fermion,
hogy ezután mi jön,
elég ennyi töltés,
jöhet a párkeltés!
Hogy is hívják, izé,
az az izospiné

nekem egyet önt és
máris zár a söntés.
Reklamál a kaon:
nem élek kakaón!
Gyorsító kell, de prompt!
Kérek egy ciklotront!

Ettől aztán, hijjnye!
beáll ám a spinje!
Nem lesz indifferens
harmadik komponens!
Jó hely az a CERN, na!
– ha szakad a cérna.



Gyere el a múzeumba!

A kiállítás
korhatár nélkül,
fényképes
igazolvánnyal
ingyenesen
látogatható.

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

Érdeklődni lehet: 75/50-74-32

www.atomeromu.hu

www.facebook.com/paksiatomeromu



Atomenergetikai Múzeum



paksi
atomerőmű



ISSN 0013325 7
9 770015 325039
15 00 4