

fizikai szemle

2022/10

32. ORSZÁGOS TUDOMÁNYOS ÉS INNOVÁCIÓS OLIMPIA

IFJÚ
FELTALÁLÓK ÉS
TUDÓSJELELTEK
FIGYELEM!

Mindig is Elon Musk vagy Mark Zuckerberg
nyomdokaiba szeretnél volna lépni?

Vagy esetleg Karikó Katalin munkája nyűgöz le?

Már az ötleted is megvan, hogy hogyan tehetnéd
jobbá Te is a világot?

Akkor itt a helyed a megújult Országos
Tudományos és Innovációs
Olimpián!

Beküldési
határidő:
2022.11.28.

RÉSZLETES INFORMÁCIÓ
diákoknak, tanároknak
és iskoláknak



http://www.innovacio.hu/3a_hu_32_felhivasOTIO.php



AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT ELNÖKSÉGÉNEK NYILATKOZATA A KÖZOKTATÁSRÓL

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat alapdokumentumokban meghatározott célja a fizikával kapcsolatos ismeretek szélesítése és a magyarországi fizika kutatása és oktatása színvonalának folyamatos emelése. Ezért az alapító *Eötvös Loránd* által megfogalmazott missziót folytatva kiemelt figyelmet fordít az utánpótlás-nevelésre és a tehetséggondozásra. A Társulat együttérzéssel követi a magyar közoktatás kulcsszereplőinek, a tanároknak jelenlegi intenzív közéleti aktivitását. A helyzet mozgatórugója a magyar közoktatás színvonalának folyamatos csökkenése, és ezen belül a tanárok munkakörülményeinek, erkölcsi és anyagi megbecsülésének romlása. A közoktatás döntő az ország jövője szempontjából. Különösen szembetűnőnek kell lennie e ténynek Magyarországon, ahol a huszadik század elején éppen a közoktatás színvonalának kiválósága eredményezte, hogy országunk sikerrel élte túl a trianoni válságot. A jelenlegi turbulens világhelyzetben ismét felértékelődik az oktatás szerepe.

Szervezetünk tudományos társulat, feladata a fizika tudomány, illetve művelői: a fizikus kutatók és fizikatanárok tudományos képvisellete, erkölcsi megbecsülésük elősegítése. A közoktatás – benne a természettudományok, a fizika oktatása – fontosságának tudatában kifejezzük meggyőződésünket, hogy az ország fejlesztésének egyik prioritása az oktatás jobbá tétele valamennyi területen. E feladat alapvető összetevője a tanárok helyzetének, megbecsülésének javítása, ezáltal a jelenleg erőn felül teljesítő tanári kar munkakörülményei javulnának, valamint a mára szintén kritikussá váló tanári utánpótlás is erősödne.

Magyarország valamennyi, az ügyben kompetens, ráhatással bíró szervezetének kötelessége általában a közoktatás színvonalának, benne ma kiemelten a tanárok helyzetének a javítása. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat az erkölcsi támogatáson túl felajánlja segítségét a fizika oktatásának fejlesztésében felmerülő szakmai feladatok megoldásában.

Budapest, 2022. október 25.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.

Támogatók: a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya, az Emberi Erőforrások Minisztériuma, Nemzeti Kulturális Alap

Főszerkesztő:
Lendvai János

Szerkesztőbizottság:

Bíró László Péter, Bokor Nándor, Czitrovsky Aladár, Füstöss László, Gyürky György, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Iglói Ferenc, Kiss Ádám, Ormos Pál, Pálfalvi László, Papp Katalin, Simon Ferenc, Simon Péter, Sükösd Csaba, Szabados László, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

Műszaki szerkesztő:
Kármán Tamás

A folyóirat e-mailcíme:
szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

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

A folyóirat honlapja:
<http://www.fizikaiszemle.hu>



A címlapon:

A Földről a déli égboltról megfigyelhető, mintegy 500 millió fényévre lévő Cartwheel (Kocsikerék-)galaxis a James Webb-űrtávcső NIRCам és MIRI detektorainak kombinált felvételén. A galaxisban egy tavaly feltűnt szupernóvát (SN 2021afdx) is sikerült azonosítani a Webb képein (forrás: NASA, ESA, CSA, STScI).

TARTALOM

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Elnökségének nyilatkozata a közoktatásról 305

Fejős Gergely: A kanonikus kommutációs relációk inekvivalens ábrázolásai a kvantummechanikában 307

A cikk az Aharonov-Bohm-efektus példáján keresztül mutat rá arra, hogy a Nelson-jelenség van a kanonikus kommutációs relációk inekvivalens ábrázolási lehetőségeinek hátterében.

Szalai Tamás: Űrtávcsövekkel a csillagrobbanások és a csillagközi porszemcsék nyomában 312

Az SZTE Asztrofizikai Kutatócsoport James Webb-űrtávcső első mérési ciklusára elnyert sikeres távcsődő-pályázatának hátterét és témáit mutatja be írásában a csoport vezetője.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Sükösd Csaba: XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny – 1. rész 317

Két COVID-os év után a jubileumi, XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny döntőjét és eredményhirdetését 2022-ben ismét személyes részvétellel lehetett Pakson megtartani.

Molnár András, Raffai Péter: A gravitációs hullámok bemutatása középiskolásoknak – 2. rész – A téma tanításának módszertani megfontolásai 324

A gravitációs hullámok kutatása ma a fizika egyik legújabb és legnagyobb jelentőségű területe, tanításával lehetőség nyílik a középiskolai fizika tananyag jelentős részéhez kapcsolódó folyamatok komplex bemutatására.

Zhang Yu Jie, Simon Ferenc: A folyamatok megfordíthatatlansága és a Loschmidt-paradoxon 331

A cikk a II. főtétel érvényességét demonstrálja egy, látszólag annak ellentmondó, egyszerű kísérlet elemzésével.

HÍREK – ESEMÉNYEK

Tóth Eszter, 1948–2022 (Ujvári Sándor, Cziegler István) 335

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2022. évi kitüntetései 338

A XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny meghirdetése 340

Statement of the Presidency of Roland Eötvös Physical Society on public education

G. Fejős: Inequivalent representations of canonical commutation relations in quantum mechanics

T. Szalai: Space telescopes in search of stellar explosions and interstellar dust particles

TEACHING PHYSICS

Cs. Sükösd: XXVth National Leo Szilárd Physics Competition – Part 1

A. Molnár, P. Raffai: Introduction of gravitational waves in secondary schools – Part 2 – Methodological considerations

Y. J. Zhang, F. Simon: The irreversibility of processes and the Loschmidt paradox

EVENTS

Eszter Tóth, 1948–2022 (S. Ujvári, I. Cziegler)

The 2022 awards of the Roland Eötvös Physical Society

Announcement of the XXVIth National Leo Szilárd Physics Competition

A KANONIKUS KOMMUTÁCIÓS RELÁCIÓK INEKVIVALENS ÁBRÁZOLÁSAI A KVANTUMMECHANIKÁBAN

Fejős Gergely

Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Fizikai Intézet, Atomfizikai Tanszék

Bevezetés

A kvantummechanika megszületése óta ismert, hogy a klasszikus fizikában megszokottaktól eltérően a mikrovilág fizikai mennyiségei nem valós értékű függvényekkel, hanem egy absztrakt \mathcal{H} lineáris (állapot)téren ható önadjungált operátorokkal azonosítandók. Egy adott fizikai mennyiségre vonatkozó mérési eljárás során minden mért érték a szóban forgó operátor spektrumából kerül ki. Azt, hogy utóbbi minden esetben a valós számoknak egy rész-halmaza, a szóban forgó operátor önadjungált jellege garantálja.

A fizikai mennyiségekhez tartozó önadjungált operátorok megtalálása az úgynevezett kanonikus kommutációs relációkon (CCR) nyugszik. Eszerint egy kvantumos pontrészcseke x_i helyéhez és p_i ($i = 1, 2, 3$) impulzusához tartozó \hat{x}_i és \hat{p}_i operátorokra fennállnak az alábbi felcserélési relációk:

$$\begin{aligned} [\hat{x}_i, \hat{p}_j] &= i \hbar \delta_{ij} \\ [\hat{x}_i, \hat{x}_j] &= 0, \\ [\hat{p}_i, \hat{p}_j] &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

ahol $\hbar = h/2\pi$ (h a Planck-állandó). A kvantumelmélet vonatkozásában *Neumann János* egyik legfontosabb felismerése az volt, hogy akármilyen \hat{x}_i és \hat{p}_i operátorokat is találunk a fenti cserelációs kielégítése végett, az biztosan (unitér) ekvivalens az úgynevezett schrödingeri ábrázolással [1]. Ebben a \mathcal{H} állapottér a négyzetesen integrálható függvények L_2 tere, \hat{x}_i a részecske helyével, mint valós számmal való szorzással ($\hat{x}_i = x_i \cdot$), \hat{p}_i pedig a helyváltozó szerinti gradiensképítés műveletével azonosítandó:

$$\hat{p}_i = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_i}. \quad (2)$$



Fejős Gergely (PhD 2011, ELTE részecskefizika) elméleti fizikus, az ELTE TTK Fizikai Intézetének egyetemi adjunktusa. Kutatásaiban erősen kölcsönható kvantummechanikai elméletekkel foglalkozik nemperturbatív funkcionális technikák alkalmazásával. Érdeklődési területei közé tartozik a kvark- és maganyag fáziszerkezete, szupravezetés, topológikus fázisátalakulások.

Az előbbi, az irodalomban Stone–von Neumann-tétel néven ismertté vált állítás tetszőlegesen sok, de véges szabadsági fokú rendszer esetén működik, azonban mezőelméletekben érvényét veszti. Példának okáért egy $\hat{\Phi}(x)$ valós skalármezővel dolgozva, a lagrange-i dinamika szerint a $\hat{\Phi}(x)$ -hez kanonikusan konjugált $\hat{\Pi}(x)$ impulzussal vett kommutátorra a fenti, (1) általánosításaként előálló

$$\begin{aligned} [\hat{\Phi}(x), \hat{\Pi}(y)] &= i \hbar \delta(x-y), \\ [\hat{\Phi}(x), \hat{\Phi}(y)] &= 0, \\ [\hat{\Pi}(x), \hat{\Pi}(y)] &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

felcserélési relációknak végtelen sok inekvivalens ábrázolása létezik. Végtelen sok szabadsági fokkal rendelkező fizikai rendszerek esetén ezen a felismerésen alapszik az úgynevezett szuperszelekciós szektorok megjelenésének lehetősége.

Szuperszelekció

A \mathcal{H} állapottér szuperszelekciós szektorai olyan $S_i \subset \mathcal{H}$ altereket jelentenek, amelyek között semmilyen, fizikai mennyiségnek megfelelő operátornak nincs nemeltűnő mátrixeleme. Matematikailag azt mondhatjuk, hogy S_1 és S_2 szuperszelekciós szektorok, ha tetszőleges $|\psi_1\rangle \in S_1$, $|\psi_2\rangle \in S_2$ állapotokra bármilyen megfigyelhető mennyiséghez tartozó \hat{O} operátor esetén $\langle \psi_1 | \hat{O} | \psi_2 \rangle = 0$. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy értelmetlen dolog két különböző szuperszelekciós szektorhoz tartozó állapot kvantumozszo-perpozíciójáról beszélni, hiszen akármilyen fizikai mennyiség „kvantumozszo” átlagértéke egy ilyen állapotban mindig a „klasszikus” átlaggal egyezik meg a kereszttagok eltűnése miatt.

Egy végtelen sok szabadsági fokot tartalmazó rendszer esetén szuperszelekciós szektorok létrejötte fizikailag nagyon is természetes. Gondoljunk például egy folytonos szimmetriát mutató (ferro)mágneses soktestrendszerre, amelyben spontán szimmetriasértés során a spinek mindegyike egy adott irányba áll be. Erre, mint vákuumállapotra gerjesztett (spin hullám) állapotok sokasága tud ráépülni, de a nettó mágneszettség mindegyikben azonos. A rendszernek természetesen nem az előbbi az egyetlen alapállapota, hiszen a mágneszettség iránya bármerre beállhat, így ezen esetek mindegyikéhez külön tartozik egy-egy vákuumállapot. Két kü-

lőnböző alapállapotra épülő gerjesztett állapotok között viszont akármilyen \hat{O} fizikai mennyiség mátrixeleme szükségszerűen el kell, hogy tűnjön, hiszen definíció szerint a mágnesezettség átlaga a két állapotban eltér, és egy végtelen nagy rendszerben a dinamika konkrét formájától függetlenül végtelenül kicsi kell legyen a valószínűsége annak, hogy kvantum vagy termális fluktuációk hatására az összes spin kollektíven úgy forogjon el, hogy a nettó mágnesezettség megváltozzék. A fentiek szerint ez pontosan azt jelenti, hogy szuperszelekciós osztályok alakulnak ki, és így az állapottér direkt összeg jellegű, $\mathcal{H} = \bigoplus_i \mathcal{H}_i$, ahol \mathcal{H}_i a nettó mágnesezettség lehetséges irányaihoz tartozó Hilbert-tereket jelenti. (Mivel a mágnesezettség iránya folytonos változó, \mathcal{H} valójában egy megfelelően definiált direkt integrál alakban áll elő,

$$\mathcal{H} = \int d\mu(\lambda) \mathcal{H}(\lambda), \quad (4)$$

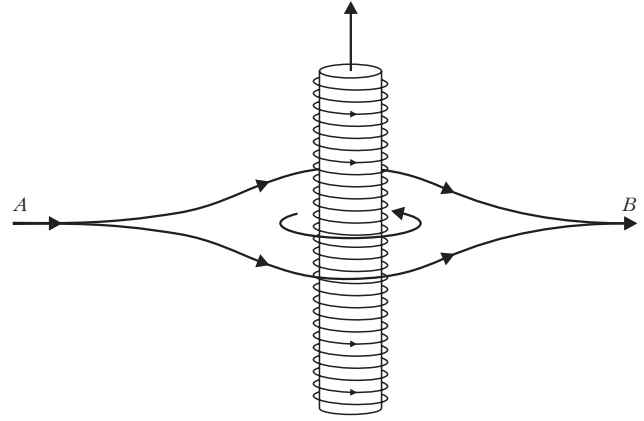
ahol λ a megengedett mágnesezettség irányaira utal.) A fentiekhez hasonlóan szuperszelekciós szektorok jöhetnek létre megmaradó mennyiségek vonatkozásában is, például nem feltétlenül van „átjárás” különböző elektromos (vagy bármely más megmaradó) töltésű állapotok között. *R. Haag* volt az, aki felismerte azt, hogy a fenti direkt összeg (integrál) jellegű állapottér létrejötte mögött az egyes szektorokban ábrázolódó kanonikus kommutációs relációk inekvivalenciája van [2].

Gyakran elhangzik, hogy a Stone–von Neumann-tétel miatt szuperszelekció a kvantummechanikában nem képzelhető el, mivel a CCR unitér ekvivalencia erejéig egyértelműen rögzíti a Hilbert-teret, és így direktösszeg-jellegű állapottér véges szabadsági fok esetén nem valósulhat meg. Jelen ismeretterjesztő írás célja az, hogy rámutasson a *H. Reeh* által 1988-ban kidolgozott [3, 4], a mai napig kevésbé ismert tényre, hogy az úgynevezett Aharonov–Bohm-effektus során a Stone–von Neumann-tétel sérülni tud, és a CCR két, egymással inekvivalens módon is ábrázolható.

Az Aharonov–Bohm-effektus

Az Aharonov–Bohm-effektus egy kvantummechanikai jelenség [5], amely azt demonstrálja, hogy töltött részecskék hullámfüggvénye az elektromágneses mezők helyett a potenciálokra érzékeny. Ez azért meglepő, mert a klasszikus elektrodinamikában az elektromágneses potenciálok nem fizikai objektumként kezelendők (a mértékszimmetria miatt nem is egyértelműek), és csak maguk az elektromos és mágneses mezők bírnak relevanciával. Az *Aharonov* és *Bohm* neve által viselt jelenség szerint azonban a kvantumelmélet vonatkozásában a potenciálok valnak alapvető mennyiséggé.

Ennek vázlatos magyarázata a következő. Ha az elektromágneses mezőt klasszikus objektumként kezeljük (vagyis a kvantum-elektrodinamika jelenségei-



1. ábra. Ha két azonos részecske különböző úton jut el az *A* pontból a *B* pontba, hullámfüggvényeik fáziskülönbsége a bezárt mágneses fluxussal lesz arányos. A fáziskülönbség interferenciakísérlettel kimutatható.

től eltekintünk), egy q töltésű részecske hullámfüggvényének fázisa eltűnő \vec{E} és \vec{B} mező, de nemnulla \vec{A} vektorpotenciál mellett (ekkor nyilván $\text{rot } \vec{A} = 0$)

$$\varphi = \frac{q}{\hbar} \int_{\Gamma} \vec{A} \cdot d\vec{x} \quad (5)$$

eltolódást szenved el, ahol Γ a részecske által bejárt út. Mivel egy zárt görbe által kijelölt felületre vonatkozó mágneses fluxus

$$\Phi_B = \oint \vec{A} \cdot d\vec{x}, \quad (6)$$

ezért ha egy-egy azonosan preparált identikus részecske két különböző úton jut el például az *A* pontból a *B* pontba (lásd az 1. ábrát), akkor az utak uniója, mint zárt görbe által kijelölt mágneses fluxussal arányos fáziskülönbség jelenik meg a hullámfüggvényeikben. Kísérleti úton az ezen fázistolásokhoz tartozó interferencia valóban kimutatható. Az elmélet szerint tehát a részecskék a potenciálokat „érik”, nem pedig közvetlenül az \vec{E} vagy \vec{B} mezőket, hiszen utóbbiak a részecskék által bejárt utak mentén végig nulla értékűek voltak. A fenti feltételek legegyszerűbb megvalósítása egy, a z tengely mentén futó végtelenül vékony szolenoid esete, amelynek belsejéből a mágneses mező nem szóródik ki, de maga körül nemeltűnő vektorpotenciált hoz létre. Az így létrejött, effektív kétdimenziós rendszerben előbbi az

$$A_x = -\frac{\Phi_B}{2\pi r^2} y, \quad A_y = \frac{\Phi_B}{2\pi r^2} x \quad (7)$$

vektormező írja le, ahol r a szolenoidtól mért távolság,

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (8)$$

Hogyan kapcsolódik a jelenséghez a kanonikus kommutációs relációk inekvivalens ábrázolása? Idézzük fel, hogy egy, az elektromágneses mezőben moz-

gó q töltésű részecske helyéhez a Lagrange-formalizmus szerint kanonikusan konjugált impulzus

$$\vec{P} = \vec{p} + q\vec{A}(\vec{x}), \quad (9)$$

ahol \vec{p} az elektromágneses mező nélkül használatos lendület. Ez azt jelenti, hogy (az elektromágneses mezőt továbbra is klasszikus objektumként kezelve) az impulzus kvantummechanikai operátorára heurisztikusan megpróbálhatjuk előírni, hogy

$$\hat{P}_i = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_i} + qA_i(\vec{x}), \quad (10)$$

miközben a helyoperátorra továbbra is fenntartjuk a

$$\hat{x}_i = x_i. \quad (11)$$

műveletet. Ezek az operátorok ugyanúgy kielégítik a kanonikus kommutációs relációkat, mintha $\vec{A} = 0$ lenne,

$$\begin{aligned} [\hat{x}_p, \hat{P}_j] &= i\hbar\delta_{ip} \\ [\hat{x}_p, \hat{x}_j] &= 0, \\ [\hat{P}_p, \hat{P}_j] &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

ahol az utolsó felcserélési törvénynél feltételeztük, hogy a mágneses mező nulla, rot $\vec{A} = 0$. Utóbbi természetesen a fenti példánkat tekintve minden pontban érvényes (az origót kivéve). A Stone–von Neumann-tétel szerint viszont ekkor a (10) választás unitér ekvivalens kellene, hogy legyen az eredeti,

$$\hat{p}_i = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (13)$$

előírással, vagyis léteznie kellene egy \hat{U} unitér operátornak úgy, hogy

$$\hat{U}^\dagger \hat{p}_i \hat{U} = \hat{P}_i \quad (14)$$

Az alábbiakban megmutatjuk, hogy ilyen \hat{U} unitér operátor nem létezik.

Az unitér ekvivalencia sérülése

Első, naiv benyomásunk az lehet, hogy a Stone–von Neumann-tétel egyáltalán nem sérül. Tekintsük először az x irányú impulzus esetét! Mivel

$$\partial_x \arctan(x/y) = \frac{y}{x^2 + y^2}, \quad (15)$$

ezért, ha

$$\hat{U} = \exp\left[-i q \Phi_B \frac{\arctan(x/y)}{2\pi\hbar}\right], \quad (16)$$

akkor rögtön az alábbi operátoregyenlőséghez jutunk:

$$\hat{U}^\dagger \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \hat{U} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{q\Phi_B}{2\pi r^2} y \equiv \hat{P}_x, \quad (17)$$

ami éppen (14) x komponensét adja. A probléma az, hogy viszont, ha ezek után az y irányú impulzust vizsgáljuk, akkor bár a fentiekhez hasonló,

$$\hat{U}^\dagger \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y} \hat{U} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{q\Phi_B}{2\pi r^2} x \equiv \hat{P}_y \quad (18)$$

összefüggés vezethető le, ez esetben az áttérést leíró operátor

$$\hat{U}' = \exp\left[i q \Phi_B \frac{\arctan(y/x)}{2\pi\hbar}\right] \neq \hat{U}. \quad (19)$$

Felhasználva az

$$\arctan(s) + \arctan(1/s) = \varepsilon(s)\pi/2 \quad (20)$$

azonosságot [itt $\varepsilon(s)$ az előjelfüggvény], azt kapjuk, hogy

$$\hat{U}' = \hat{U} \exp\left[i \varepsilon(x)\varepsilon(y) \frac{q\Phi_B}{4\hbar}\right], \quad (21)$$

ami azt jelenti, hogy bár az x és y irányokra \hat{P}_x és \hat{P}_y külön-külön ekvivalensek a(z egydimenziós) Schrödinger-ábrázolással, együtt viszont általában nem! A két irányra vonatkozó áttérő függvény között egy helytől függő(!) fázisfaktor-eltérés van, vagyis nincsen egy közös unitér operáció, ami átforgatná a (10) ábrázolást a hagyományos schrödingeri alakba. Paradox módon a Stone–von Neumann-tétel sérülni látszik.

A paradoxon feloldása

A paradoxon feloldásához tekintsük át a tételt és az ahhoz kapcsolódó legfontosabb állításokat. Az alábbiakban mindezt mindennemű matematikai precizitást nélkülözve tesszük meg, pusztán ismeretterjesztő szinten tárgyaljuk a releváns állításokat.

A legfontosabb tudnivaló, hogy Neumann János valójában nem a CCR algebra ábrázolására tett állításokat. Ennek oka az, hogy mivel egy részecske helye és impulzusa nem szorulhat véges értékek közé, azokat nemkorlátos operátorokkal kell leírni, amelyek számos matematikai nehézséget okoznak általános állítások bebizonyíthatóságát illetően. Neumann János ezeket elkerülvén az impulzus és a hely operátorai által generált Lie-csoport nyelvén felírható CCR-t ábrázolta. Amennyiben az impulzus és a hely is önadjungált operátorok, akkor Stone tétele miatt oda-vissza egyértelmű összefüggés áll fenn az operátorok, és az általuk generált egyparaméteres (unitér) Lie-csoportok között. Az egyszerűség kedvéért tekintsünk egy

egy szabadsági fokot tartalmazó rendszert, az impulzus és hely operátorait jelölje továbbra is rendre \hat{p} és \hat{x} , illetve legyenek a és b valós paraméterek. Ekkor az exponencializált operátorokra (a csoportelemekre) az exponenciális függvény definíciója szerint

$$\begin{aligned} \exp(i a \hat{x}) \exp(i a' \hat{x}) &= \exp(i (a + a') \hat{x}), \\ \exp\left(\frac{i}{\hbar} b \hat{p}\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar} b' \hat{p}\right) &= \exp\left(\frac{i}{\hbar} (b + b') \hat{p}\right), \end{aligned} \quad (22)$$

illetve a Baker–Campbell–Hausdorff-formula és a CCR felhasználásával formálisan levezethető, hogy

$$\begin{aligned} \exp(i a \hat{x}) \exp\left(\frac{i}{\hbar} b \hat{p}\right) &= \\ = \exp(-i a b) \exp\left(\frac{i}{\hbar} b \hat{p}\right) \exp(i a \hat{x}), \end{aligned} \quad (23)$$

amit a kanonikus kommutációs relációk Weyl-alakjának nevezünk. Bevezetve az

$$\hat{U}(a) = \exp(i a \hat{x}) \quad (24)$$

és a

$$\hat{V}(b) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} b \hat{p}\right) \quad (25)$$

jelöléseket, (22) és (23) az alábbiak szerint írható:

$$\begin{aligned} \hat{U}(a) \hat{U}(a') &= \hat{U}(a + a'), \\ \hat{V}(b) \hat{V}(b') &= \hat{V}(b + b'), \\ \hat{U}(a) \hat{V}(b) &= \exp(-i a b) \hat{V}(b) \hat{U}(a), \end{aligned} \quad (26)$$

és értelemszerűen

$$\begin{aligned} \hat{U}^{-1}(a) &= \hat{U}(-a), \\ \hat{V}^{-1}(b) &= \hat{V}(-b), \\ \hat{U}(0) &= \hat{V}(0) = 1. \end{aligned} \quad (27)$$

A (26) és (27) relációk által definiált kétparaméteres nemábeli, nemkompakt Lie-csoportot W_1 Weyl-csoportnak hívjuk. A fentiek általánosításaként előálló, $1 < N < \infty$ dinamikai változót tartalmazó rendszer esetén generálódó Lie-csoport jele W_N , és emlékezzünk rá, hogy ezen esetekhez tartozó Lie-algebráknak része a különböző hely- és a különböző impulzusoperátorok felcserélhetősége is, így ezek exponencializálás után is fenn kell álljanak. Ez azt jelenti, hogy $N > 1$ -re az utóbbi relációk szintén a csoportdefiníció részét képezik. Neumann János azt látta be, hogy unitér ekvivalencia erejéig bármelyik W_N csoportnak csak egyetlen ábrázolása létezik. A generátorokra vonatkozóan ez felel meg a szokásos schrödingeri reprezentációnak.

A kérdés az, hogy a fenti példánk esetén miért nem találjuk érvényesnek a tételt. A feloldás abban áll,

hogy rendszerünkben a hely- és impulzusoperátorok bár hermitikusak (azaz tudják a szimmetritási tulajdonságot), de egyik sem önadjungált! Önadjungáltak csak olyan hermitikus operátorokat nevezünk, amelyek esetén az adjungált operátor értelmezési tartománya megegyezik az eredetiével. A kettő azért nem triviálisan azonos, mert nemkorlátos operátorokat a zártgráf-tétel miatt nem lehet a teljes Hilbert-téren értelmezni, és így semmi sem garantálja azt, hogy az adjungált operátor értelmezési tartománya megegyezik az eredeti operátoréval. (Az olvasó ehhez kapcsolódó érdekes paradoxonokat találhat egy korábbi *Fizikai Szemle* cikkben [7].) Ahhoz viszont, hogy a Stone–von Neumann-tételt alkalmazni lehessen, szükséges feltétel a hely- és impulzusoperátorok önadjungált jellege azért, hogy őket exponencializálni lehessen tetszőleges (valós) transzformációs paraméterekre, és így a Weyl-csoport le tudjon belőlük generálódni. Esetünkben ehhez $\hat{\mathcal{P}}$ -nek és \hat{x} -nek is az önadjungált kiterjesztésével kell dolgozni, de ekkor az exponencializált impulzusoperátorok felcserélhetősége sérül (lásd lejjebb), a tétel pedig így nem alkalmazható. Vizsgáljuk meg kicsit részletesebben az e mögött rejlő matematikát!

A vektorpotenciál szingularitása miatt az Aharonov–Bohm-elrendezésben az állapotteret az origóban nem definiált négyzetesen integrálható függvények adják, $L_2(\mathbb{R}^2 \setminus 0) \equiv L_2(\mathbb{R}^2)$, amelynek (a fentiek szerint) legjobb esetben is csak egy mindenütt sűrű részhalmozán lehet mind $\hat{\mathcal{P}}$ -t, mind \hat{x} -et definiálni. Ha nem lenne az origóban futó szolenoid, akkor ez a halmaz szokásosan a tetszőlegesen sokszor differenciálható függvények $\mathcal{D}(\mathbb{R}^2)$ tere lehetne. Figyelembe kell vennünk azonban a vektorpotenciál szingularitását, de így, ha a tetszőlegesen sokszor differenciálható, viszont az $\{\mathbb{R}^2 \setminus 0\}$ -n kompakt tartójú függvények $\mathcal{D}(\mathbb{R}^2 \setminus 0)$ terét tekintjük, akkor továbbra is az állapotteret egy mindenütt sűrű halmazát kapjuk. Így a $\hat{\mathcal{P}}$ és \hat{x} operátorok értelmezési tartományaira a

$$D(\hat{\mathcal{P}}) \equiv D(\hat{x}) = \mathcal{D}(\mathbb{R}^2 \setminus 0) \quad (28)$$

választással élhetünk. Ebből rögtön következik, hogy az impulzus $\hat{\mathcal{P}}^i$ adjungált operátorának értelmezési tartománya bővebb $\mathcal{D}(\mathbb{R}^2 \setminus 0)$ -nél, hiszen előbbiben az origóban nemeltűnő függvények is benne lehetnek. Eszerint viszont $\hat{\mathcal{P}}$ csupán hermitikus, de valóban nem önadjungált. A $\mathcal{D}(\mathbb{R}^2 \setminus 0)$ halmazon értelmezett $\hat{\mathcal{P}}$ és \hat{x} operátorok továbbra is teljesítik a CCR-t, illetve az is belátható, hogy a $\hat{\mathcal{P}}_x \pm i$ és $\hat{\mathcal{P}}_y \pm i$ operátorok értékkészlete sűrű halmaz $L(\mathbb{R}^2)$ -ben, amelyből szintén Neumann János defektindexekről szóló tétele értelmében mind $\hat{\mathcal{P}}_x$, mind $\hat{\mathcal{P}}_y$ *alapvetően* önadjungált, vagyis az operátorok lezárása önadjungált és egyértelmű. (Ezen a ponton megjegyezzük, hogy egy \hat{A} lineáris operátort lezárhatónak nevezünk, ha létezik olyan \hat{A} operátor, amelynek grafikonja az \hat{A} operátor grafikonjának, mint halmaznak a lezárása. Ekkor az \hat{A} operátor \hat{A} lezárása. Belátható, hogy minden hermitikus operátor lezárható.)

A lezárt impulzusoperátorok, $(\tilde{\mathcal{P}}_x, \tilde{\mathcal{P}}_y)$, mivel önadjungáltak, már exponencializálhatók. Ekkor (17) és (18) a következőképpen írható át:

$$\begin{aligned} \exp\left(i \frac{b}{\hbar} \tilde{\mathcal{P}}_x\right) &= \exp\left[i q \Phi_B \frac{\arctan(x/y)}{2 \pi \hbar}\right] \cdot \\ &\cdot \exp\left[-i q \Phi_B \frac{\arctan((x+b)/y)}{2 \pi \hbar}\right] \cdot \\ &\cdot \exp\left(i \frac{b}{\hbar} \hat{p}_x\right), \end{aligned} \quad (29)$$

illetve

$$\begin{aligned} \exp\left(i \frac{b'}{\hbar} \tilde{\mathcal{P}}_y\right) &= \exp\left[i q \Phi_B \frac{\arctan(y/x)}{2 \pi \hbar}\right] \cdot \\ &\cdot \exp\left[-i q \Phi_B \frac{\arctan((y+b')/x)}{2 \pi \hbar}\right] \cdot \\ &\cdot \exp\left(i \frac{b'}{\hbar} \hat{p}_y\right). \end{aligned} \quad (30)$$

A korábbiakhoz hasonlóan bevezetve a

$$\begin{aligned} \hat{V}_x(b) &= \exp\left(i \frac{b}{\hbar} \tilde{\mathcal{P}}_x\right), \\ \hat{V}_y(b) &= \exp\left(i \frac{b}{\hbar} \tilde{\mathcal{P}}_y\right) \end{aligned} \quad (31)$$

jelöléseket, (29) és (30) felhasználásával, rövid számolás után arra a meglehetősen érdekes eredményre jutunk, hogy

$$\begin{aligned} \hat{V}_x(b) \hat{V}_y(b') \hat{V}_x^{-1}(b) \hat{V}_y^{-1}(b') &= \\ = \exp\left\{i \frac{q \Phi_B}{4 \hbar} [\varepsilon(x) - \varepsilon(x+b)] [\varepsilon(y) - \varepsilon(y+b')]\right\}, \end{aligned} \quad (32)$$

amiből az következik, hogy a lezárt, és így már valóban önadjungált impulzusoperátorok exponencializálás után általában nem cserélnek fel! Mivel a szögletes zárójelek szorzatának lehetséges értékei a hely függvényében $\{0, \pm 4\}$, ezért azt kapjuk, hogy a két szabadsági fokhoz tartozó W_2 Weyl-algebra teljes egészében csak akkor generálódik le, ha

$$\frac{q \Phi_B}{2 \pi \hbar} = \text{egész szám}. \quad (33)$$

Ebben az esetben a Stone–von Neumann-tétel alkalmazható, és az unitér ekvivalencia helyreáll. Ha azonban a szolenoidban futó fluxus olyan, amelyre (33) nem teljesül, akkor a $\tilde{\mathcal{P}}$ operátorok együttesen nem forgathatók át a Schrödinger-ábrázolásba, ilyen esetekben a tétel érvényét veszti. Ekkor már semmi sem

tiltja azt, hogy a CCR-nek több inekvivalens ábrázolása is létezzen, ahogy azt feljebb expliciten is láttuk.

Záró megjegyzések

A Stone–von Neumann-tétel szerint véges szabadsági fokú kvantumoz rendszerekben a kanonikus kommutációs relációk ábrázolása egyértelmű abban az értelemben, hogy minden reprezentáció unitér ekvivalencia erejéig megegyezik a Schrödinger-ábrázolással. Utóbbiban a hely operátora a hullámfüggvény megfelelő argumentumával való szorzás műveletével, az impulzus komponensei pedig (a konstansoktól eltekintve) az előbbiek szerinti parciális differenciálásokkal azonosítandók. A tétel alkalmazhatóságának egy feltétele, hogy a rendszer összes impulzus- és helyoperátora legenerálja a Weyl-csoportot. Ehhez elegendő az előbbi operátorok önadjungált jellegének feltételezése, ami a legtöbb fizikai rendszerben valóban plauzibilis, ám a H. Reeh által kidolgozott példán keresztül rámutattunk arra, hogy az értelmezési tartományokhoz kapcsolódó problémák miatt létezhet olyan fizikai rendszer, amelyben az impulzus- és helyoperátorok az állapottér egy részalmazán, mint megfelelő értelmezési tartományon bár kielégítik a kanonikus kommutációs relációkat, de nem önadjungáltak. Így bár létezhet (unikális) önadjungált kiterjesztésük, azokat felexponencializálva már nem adják vissza a teljes CCR algebrát, ami pedig alkalmazhatatlanná teszi a Stone–von Neumann-tételt. Azt a meglehetősen érdekes, egyáltalán nem intuitív megfigyelést, hogy létezhetnek olyan *alapvetően* önadjungált operátorok, amelyek az értelmezési tartományukon felcserélnek, de unikális önadjungált kiterjesztésük formájában felexponencializálva már nem, a funkcionálanalízisben *E. Nelson* már az 1950-es években jelezte, és a matematikai szakirodalom Nelson-jelenségként hivatkozza. A jelen cikkben tárgyalt példa azért nagyon imponáló, mert egy jól ismert fizikai rendszeren keresztül mutat rá nagyon természetes módon arra, hogy a Nelson-jelenség van a kanonikus kommutációs relációk inekvivalens ábrázolásainak lehetősége háttérben. H. Reeh munkája valószínűsítően azért lett kevésbé ismert, mert már jóval előtte napvilágot látott az, hogy végtelen szabadsági fokot tartalmazó rendszerekben a CCR-nek végtelen sok inekvivalens ábrázolása létezik, így az egyszerűbb, véges szabadsági fokú rendszerek esete kevésbé tudott az érdeklődés középpontjába kerülni. Ez azonban nem csorbítja a kvantumoz rendszerek fizikája mögött megbúvó funkcionálanalízis egy újabb trükkös megnyilvánulásának szépségét.

Irodalom

1. J. von Neumann, *Math. Ann.* 104 (1931) 570.
2. R. Haag, *Danske Mat.-Fys. Medd.* 29 (1955) 12.
3. H. Reeh, *J. of Math. Phys.* 29 (1988) 1535.
4. R. N. Sen, arXiv:1002.0547.
5. Y. Aharonov, D. Bohm, *Phys. Rev.* 115/3 (1959) 485.
6. E. Nelson, *Ann. Math.* 70 (1959) 572.
7. Fejős G.: Absztrakt vektorfogalom és kvantummechanika. *Fizikai Szemle* 71/3 (2021) 10.

ÚRTÁVCSÖVEKKEL A CSILLAGROBBANÁSOK ÉS A CSILLAGKÖZI PORSZEMCSÉK NYOMÁBAN

Szalai Tamás

SZTE TTIK Fizikai Intézet, Kísérleti Fizikai Tanszék
ELKH–SZTE Sztelláris Asztrofizikai Kutatócsoport

Az SZTE Asztrofizikai Kutatócsoportban – részben saját adatgyűjtésre és modellezési eljárásokra, részben kiterjedt nemzetközi együttműködésben zajló, földfelszíni nagytávcsöves és úrtávcsöves mérésekre épülő projektek keretében – tanulmányozzuk a szupernóva-robbanások, valamint az ezeket megelőző csillagfejlődési folyamatok fizikai hátterét. Az elmúlt néhány évben a szegedi szupernóva kutatások egyik vezető irányzata a csillagrobbanásokat megelőző folyamatokban ledobódó anyag és a robbanási lökéshullámok kölcsönhatásának vizsgálata lett. Ezen jelenségek és következményei különböző hullámhossz-tartományokban, így például infravörösben is jellegzetes nyomokat hagynak – kiváló célpontokat szolgáltatva a nemrég elindult James Webb-úrtávcsőnek, amelynek első mérési ciklusában ennek köszönhetően szegedi kutatók is aktív szerepet játszhatnak.

Bevezetés

A Napunknál jóval nagyobb tömegű, vagy akár Napunkhoz hasonló, de kettős rendszerekben lévő csillagok életét lezáró szupernóva-robbanások, a kataklizmus végkifejletet megelőző csillagfejlődési szakaszok, valamint ezen extrém energiájú robbanások hatásainak tanulmányozása napjaink asztrofizikai kutatásainak kiemelt fontosságú területei. A szupernóva kutatásának talán legközismertebb vonatkozása a kozmikus távolságmérésben betöltött szerepük, valamint az ezzel kapcsolatos, 2011-es fizikai Nobel-díj [1]. Emellett az utóbbi években egyre nagyobb hangsúlyt kapnak a szupernóva kémiai elemek keletkezésében betöltött szerepét, amely többek között saját Naprendszerünk kialakulása és fejlődése szemszögéből is fontos tényező lehet [2]. Részben ehhez kapcsolódóan pedig a csillagrobbanások szűkebb és tágabb környe-

A cikk megírását az NKFIH FK 134432 jelű pályázata, az MTA Bolyai Kutatói Ösztöndíjprogramja és az Új Nemzeti Kiválósági Program ÚNKP-21-5 jelű pályázata támogatta.



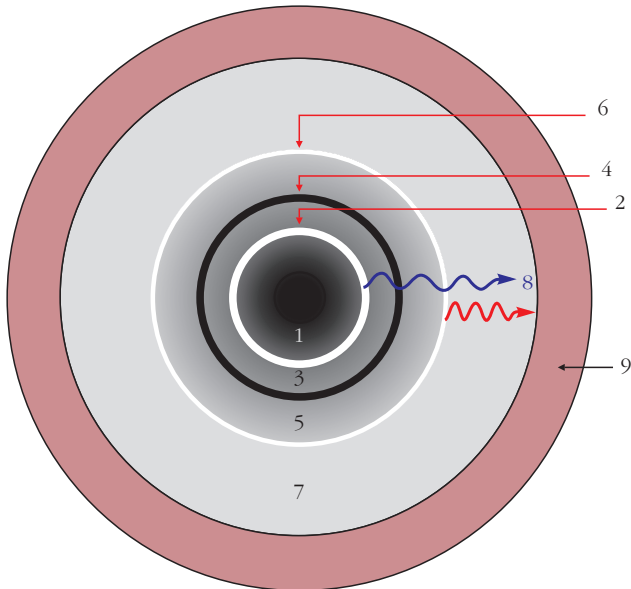
Szalai Tamás, PhD csillagász, az SZTE TTIK Fizikai Intézet, Kísérleti Fizikai Tanszék adjunktusa és az ELKH–SZTE Sztelláris Asztrofizikai Kutatócsoport munkatársa. Fő kutatási témája a szupernóva-robbanások és azok környezetében zajló kölcsönhatási és porképződési folyamatok vizsgálata. Kutatómunkáját jelenleg az MTA Bolyai-ösztöndíjasaként, illetve az NKFIH FK 134432 program vezetőjeként végzi.

zetükkel való kölcsönhatására, valamint ennek járulékos hatásaira (így például porszemcsék képződésére) is egyre nagyobb figyelem fordítódik.

Hazai szemüvegen át nézve tovább növeli a kozmikus csillagrobbanások vizsgálatának értékét, hogy a csillagászati és űrfizikai kutatási területek azon, egyre bővülő listájához tartozik, amelyeken belül a magyar, illetve Magyarországon dolgozó csillagászok folyamatosan figyelemre méltó eredményeket érnek el. A témával kapcsolatos vizsgálatok magyarországi központja a Szegedi Tudományegyetem, ahol a két évtizede *Vinkó József* által alapított, szegedi, bajai és budapesti kutatókból álló SZTE Asztrofizikai Kutatócsoportban – részben saját adatgyűjtésre és modellezési eljárásokra, részben kiterjedt nemzetközi együttműködésben zajló, földfelszíni nagytávcsöves és úrtávcsöves mérésekre épülő projektek keretében – tanulmányozzuk a szupernóva-robbanások, valamint az ezeket megelőző csillagfejlődési folyamatok fizikai hátterét. Az elmúlt években a szerző vezetésével a csoport egyik fő kutatási irányává a csillagrobbanások környezetében zajló kölcsönhatási és porképződési folyamatok infravörös hullámhossztartományban való vizsgálata vált, amelynek legkomolyabb folyamánai közé tartoznak a James Webb-úrtávcső első mérési ciklusára magyar kutatók által elnyert távcsőidő-pályázatok. Jelen írásban az ezen pályázatokhoz kapcsolódó témák hátterét és a pályázati folyamat néhány érdekességét mutatjuk be röviden.

Szupernóvák és kölcsönhatásuk környezetükkel

Jelenlegi tudásunk szerint a szupernóva-robbanások két fő csoportba oszthatók. A *termonukleáris (Ia típusú) szupernóvák* – a leginkább elfogadott nézet szerint – kettős rendszerben lévő fősorozati, esetleg óriás társcsillagtól egy akkréciós korongon keresztül folyamatosan anyagot nyerő fehér törpecsillagok végső robbanásai. Mivel a fehér törpe nagyon nagy sűrűségű (nagyságrendileg 10^6 g/cm³), plazmaanyaga elfajult (degenerált) állapotban van, az egy fehér törpét és egy közönséges csillagot tartalmazó szülőrendszer „single degenerate” modellt néven található meg a szakirodalomban. Az alapvető elgondolás szerint a társcsillaguk anyagából táplálkozó fehér törpecsillagok mindig egy adott tömeg (a Chandrasekhar-féle határtömeg, körülbelül 1,4 naptömeg) közelében válnak instabillá, tehát az Ia típusú szupernóva-robbanásoknak jó közelítéssel azonos energiakibocsátást kell(ene) produkálniuk. A valóságban azonban



1. ábra. Egy nagy tömegű csillag végállapotként bekövetkező, úgynevezett kollapszár szupernóva-robbanás táguló gázburkának és környezetének sematikus (nem méretarányos) ábrája. 1) táguló burok, 2) visszavert lökéshullám, 3) a lökéshullám által „összesöpört” burokanyag, 4) kontakt diszkontinuitás (vagy „hideg, sűrű héj”), 5) a lökéshullám által „összesöpört” csillagkörüli anyag, 6) robbanási lökéshullám, 7) robbanás előtti anyagvesztésből származó gáz, 8) a lökéshullámok által keltett rádió-, látható UV és röntgensugárzás, 9) robbanás előtti anyagvesztésből származó por.

ezen szupernóvák csúcstényessége robbanásról robbanásra akár $\pm 50\%$ -ot is változhat. Ugyanakkor kiderült, hogy a csúcstényesség arányos a fényesség csökkenésének ütemével: a fényesebb (legnagyobb luminozitású) Ia típusú szupernóvák lassabban halványodnak, és ennek az összefüggésnek a kozmikus távolságmérésben, egyúttal a Világegyetem gyorsuló tágulásának kimutatásában az utóbbi két-három évtizedben meghatározó szerep jutott [1, 3, 4]. Egy alternatív elmélet szerint ugyanakkor a két fehér törpét tartalmazó rendszerekben is létrejöhetnek ilyen események, méghozzá a komponensek lassú egymásba spirálózása révén („double degenerate” modell). Fontos kérdés, hogy az elméletek közül melyik szolgál valódi magyarázatként az Ia típusú szupernóvák eredetére, vagy esetleg mindkettő az – a válasz megtalálása nem csak a robbanásokkal kapcsolatos asztrofizikai problémák, hanem a Világegyetem tágulásának pontosabb megismerése szempontjából is kulcsfontosságú lehet.

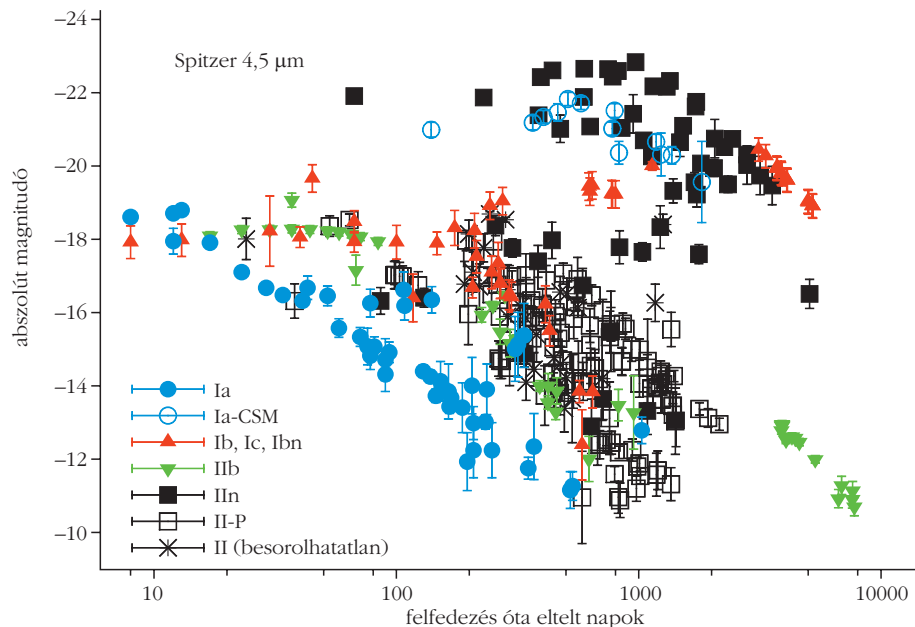
A másik nagy kategóriát a *kollapszár* (vagy magösszeomlásos) *szupernóva-robbanások* képezik, amelyek körülbelül 8 naptömegnél több anyagot tartalmazó csillagok vasmagjának gravitációs összeomlása során mennek végbe, és amelyek fénygörbéi és színképei nagyfokú változatosságot mutatnak. Tudjuk, hogy az egyes típusok és a robbanások tulajdonságai összefüggnek a szülőcsillag korábbi anyagvesztési folyamataival; kérdés ugyanakkor, hogyan befolyásolják ezeket a csillagok fizikai paraméterei (például tömeg, fémtartalom, forgás), illetve egy esetleges társkomponens jelenléte.

Az elmúlt évek egyik fontos, elsősorban a nagy égtérületet lefedő égboltfelmérő programoknak köszönhető fejleménye, hogy a szupernóvák és egyéb tranziens (azaz átmeneti fényességváltozást produkáló) objektumok és események folyamatosan növekvő számával egyelőre ezek diverzitása is egyre növekedni látszik. Manapság ismerünk már a „közönséges” szupernóvaktól jelentősen eltérő eseményeket (például szuperfényes szupernóvák, szupernóva-imposztorok), néhány klasszikusabb típusba sorolt szupernóva pedig éveken keresztül követően kezd nem várt kölcsönhatások jeleit mutatni.

Szupernóva-robbanások esetében kölcsönhatásokról többféle értelemben is lehet szó. A robbanás során felszabaduló hatalmas energia által keltett perturbációk gyorsabban terjednek a környező gázban, mint a lokális hangsebesség – lökéshullám jön létre, amelynek haladása során a termodinamikai paraméterek (nyomás, hőmérséklet, sűrűség) ugrásszerűen megváltoznak. A rendkívül nagy sebességgel (kezdetben akár több tízezer km/s!) terjedő lökéshullámfront a közvetlen közelben lévő anyagba ütközhet, másrészt ezen úgynevezett csillagkörüli (*cirkumstelláris*) anyag részecskéit a robbanásból származó, nagy energiájú fotonok is képesek gerjeszteni (vagy akár ionizálni). Asztrofizikai szempontból különösen izgalmas, hogy a csillagkörüli anyag a felrobbant égitestről vagy az esetleges társkomponensről fújódott-e le a korábbi fejlődési szakaszok során, mivel emiatt a robbanást követő kölcsönhatási folyamatok észlelése és vizsgálata a csillag(ok) robbanás előtti fejlődési állapotairól is sok részletet elárulhatnak.¹

A kölcsönhatások következtében a szupernóva-robbanás táguló maradványa meglehetősen komplex szerkezetűvé válik, ami különböző jellegű sugárzási folyamatok létrejöttét eredményezi a rádiótól a röntgentartományig bezárólag (1. ábra). A táguló burok és a csillagkörüli anyagban – kísérőjelenségeként – *porszemcse-kondenzáció*, illetve korábban keletkezett porszemcsék felfűtődése is lejátszódhat, ami pedig jellemzően az infravörös tartományban eredményez további energiakibocsátást. A porképződés különösen fontos aspektus, hiszen a kozmikus porszemcséknek számos asztrofizikai folyamatban – a csillagközi molekulaképződéstől kezdve egészen a bolygószerű testek kialakulásáig – kulcsszerepük van, ám a szemcsék eredete és a csillagközi anyagba történő beépülésük részletei egyelőre nem tisztázottak [5]. Az említett kölcsönhatási jelenségek időskálája igen változatos: míg bizonyos események már órákkal/napokkal a robbanást követően lejátszódnak, addig például a

¹Ezeket a csillagokat a robbanást megelőzően a szülőgalaxisok roppant nagy távolsága miatt általában esélyünk sincsen közvetlen módon vizsgálni. Ugyanakkor, mivel saját Galaxisunkban évszázadok óta nem láttunk szupernóva-robbanást, illetve a milliö-milliárd éves csillagfejlődési időskálák okán közvetlenül a robbanás előtt álló csillagot is nehéz találni, egyelőre maguk a távoli szupernóva-robbanások a legfontosabb megfigyelési „eszközünk” a késői csillagfejlődés megértése terén.



2. ábra. Mintegy 120 szupernóva középinfravörös fejlődését bemutató, összefoglaló ábra. A különböző színek és szimbólumok a szupernóva-robbanások különböző típusait jelzik. Egyes szupernóvák akár a robbanás után 15-20(!) évvel is detektálhatók voltak a Spitzer-űrtávcsővel. Néhány erősen kölcsönható szupernóva évekkel a robbanást követően (a kép jobb felső részén lévő pontok) akár több ezerszer intenzívebben sugározhat infravörösben, mint hasonló korú társaik [7].

lökéshullámfront nagyobb távolságban lévő anyaggal való ütközése, vagy a szupernóva-maradvány lehűlését igénylő porkeletkezési folyamatok csak évekkel vagy akár évtizedekkel/évszázadokkal később következnek be.

Csillagrobbanások infravörösben

A szupernóvák késői fejlődésének nyomon követésére alapvetően a középinfravörös (azaz körülbelül 3 és 30 mikrométer hullámhossz közötti) tartomány számít ideálisnak. Egyrészt gyakorlatilag mentes a látható tartományban végzett megfigyeléseket komolyan korlátozó, a látóirányba eső gáz- és porfelhők által okozott csillagközi fényelnyelés és fényszóródás (összefoglaló néven fénygyengülés vagy *extinkció*) hatásától. Másrészt egy idő után a folyamatosan hűlő, ledobott csillaglégtör-burok spektrális energiaeloszlásának maximuma a látható tartományból az infravörösbe tolódik át (így, míg a szupernóvák ultraibolya vagy látható fényben általában néhány hónap alatt elhalványulnak, többségük infravörös tartományban még évekig követhető).

Az utóbbi másfél évtizedben a NASA *Spitzer-űrtávcsőve* számított az Univerzum középinfravörös feltérképezése első számú eszközének (az űrobszervatórium 2003–2009 között működött teljes kapacitással; ezután a hűtőfolyadék elfogyása miatt csak a két leg rövidebb hullámhosszon tudott méréseket végezni, küldetése pedig 2020 januárjában ért véget [6]). A *Spitzer* detektorainak érzékenysége és látómezeje lehetővé tette, hogy segítségével a kutatók a Naprendszer égitestjei és a Tejútrendszer egyéb objektu-

mai mellett távoli galaxisokat is vizsgáljanak, a bennük zajló csillagkeletkezési folyamatoktól kezdve egészen a csillagok pusztulásának nyomon követéséig.

Néhány évvel ezelőtt a szerző vezetésével létrejött kis csoport (amelyben *Zsíros Szanna*, a Szegedi Tudományegyetem hallgatója mellett egy amerikai, egy cseh és egy chilei kutató működött közre) publikálta az eddigi legátfogóbb elemzést a Spitzer-űrtávcsővel valaha észlelt szupernóváról [7].² Fő motívációnk az volt, hogy a célzott szupernóva-megfigyelések mellett a Spitzer-űrtávcső IRAC (Infrared Array Camera) nevű detektorának archív galaxisfelvételei között számos olyan kép szerepel(het), amelyeken az eredeti célpontok mellett „véletlenül”

rajta lehet egy-egy szupernóva is. Várakozásaink pedig beigazolódtak, hiszen a – mintegy három évig tartó kutatómunka eredményeképp született – tanulmányban végül több mint 1100 szupernóva Spitzer-képeire tudunk alapozni, ami körülbelül ötször akkora minta, mint ahány szupernóváról addig összesen(!) (pozitív vagy negatív) infravörös észlelést közöltek a szakirodalomban. A ténylegesen a szupernóva-robbanáshoz köthető, pozitív detektálások számát is sikerült jelentősen megnövelni (az addigi, körülbelül 70 objektumról mintegy 120-ra), ami jelentősen hozzájárult a statisztikai jellegű vizsgálatok pontosabb tételéhez (2. ábra).

A tanulmány egyik legfontosabb konklúziója, hogy gyakorlatilag minden kölcsönható szupernóva mutat detektálható mértékű középinfravörös többletsugárzást is, így a kölcsönhatások nyomon követése érdekében ténylegesen érdemes ezeken a hullámhosszakon is megfigyeléseket folytatni. A projekt folytatásaként – ezúttal egy nagyobb, élvonalbeli amerikai és európai intézetek kutatóit tömörítő, de továbbra is részben szegedi vezetésű kutatógárdával – sikerült közvetlenül távcsőidőt nyerni a Spitzer-űrtávcső utolsó mérési ciklusára, s eredményképp mintegy 30, különösen érdekesnek tűnő kölcsönható szupernóva késői infravörös fejlődését követni [8]. Ezek az eredmények pedig, mint később kiderült, közvetlen belépőt jelentettek szegedi asztrofizikus közösségünknek és együttműködő kollégáinknak a *James Webb-űrtávcsővön* megfigyelési programot nyerő csillagászok szűk, elit klubjába.

²A szakcikk az asztrofizika szakterület egyik D1-es folyóiratában, az *Astrophysical Journal Supplement Series*-ben jelent meg.

Webbre fel!

2021. december 25-én – közép-európai idő szerint éppen a karácsonyi ünnepi ebédeket lezáró desszertezés alatt – a programban dolgozó több ezer szakember és az emberiség sok millió más képviselőjének izgatott figyelme által kísérvé elindult az utóbbi évtizedek egyik legnagyobb szabású tudományos küldetése, a James Webb-űrteleszkóp (JWST). A hosszas előkészületek és a már-már kezelhetetlen módon elszabaduló költségvetés okán az indulás előtti utolsó években többször már inkább negatív felhangokkal híradásokba került űreszköz szerencsére egyelőre beváltani (sőt túlszárnyalni) látszik az elvárásokat, és az üzembeállítás hat hónapos fázisának lezárulta óta folyamatosan közli a szenzációsabbnál szenzációsabb felvételeket. A küldetés valódi értékét persze az évek során összeálló, mélyre ható tudományos elemzések adják majd meg; ezek megtervezése pedig már jóval a tavaly karácsonyi események előtt elkezdődött.

2017 végén a Webb-űrteleszkóp tudományos programját koordináló baltimore-i Space Telescope Science Institute (STScI) – akkor még a távcső 2018-as indulásában bízva – meghirdette az első általános tudományos mérési ciklus (General Observer (GO) Programs, Cycle-1) nyilvános pályázati időszakát. A program halasztása miatt a pályázást 2018 márciusában felfüggesztették, és a procedúra végül csak 2020 őszén indult újra. Ekkoriban már javában tombolt a pandémia második-harmadik hulláma; s ha valakit maga a koronavírus nem is érintett közvetlenül, a bezártság és a „monitor-fásultság” tünetei még az online kapcsolattartás terén gyakorlott kutatók többségét is megviselték. A szakma lelkesedése ugyanakkor nem csökkent, amit jól jelez a november végi határidőig beküldött a végül több mint 1170 távcsőidő-pályázat.

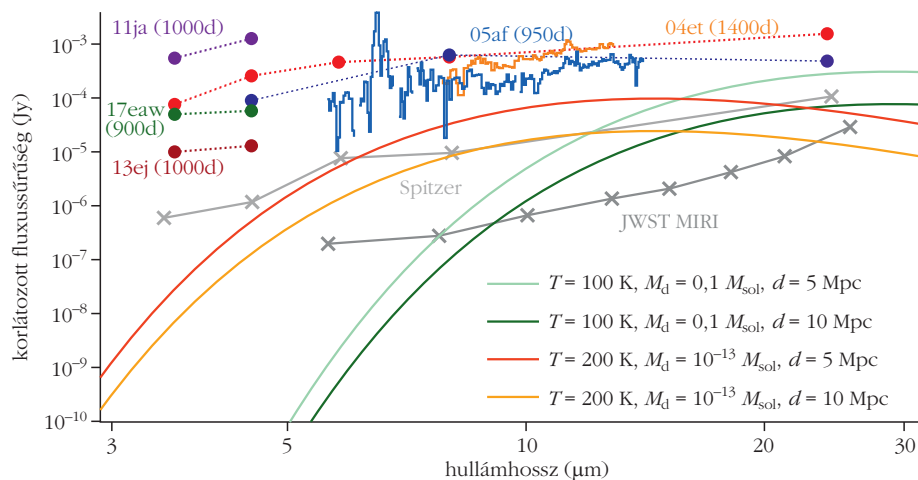
S hogy miként is szokás űrtávcső-pályázatot írni? Az egyik legfontosabb dolog, hogy minden mérési körülményt – objektumok kiválasztása, használandó műszer (képkalkotás esetén a kért fotometriai szűrők), expozíciós és kalibrációs idők, mérési sorozatok száma stb. – nagyon alaposan meg kell tervezni, és bár a sikeres pályázóknak egy második körben általában kisebb módosításokra van lehetőségük, az eredetileg megpályázott és elnyert teljes időtartamot nem lehet túllépni. Egy űrtávcsővel (vagy akár földi nagytávcsővel) való mérés során nincs lehetőség újrapróbálkozásra, mindennek elsőre stimmelnie kell. Ez különösen nagy kihívás egy újonnan működésbe álló eszköz kapcsán, mint amilyen jelen esetben a JWST; ugyanakkor a távcső működtetéséért felelős intézmények és csoportok fejlett szimulációs észleléstervező szoftverekkel, részletes útmutatókkal és előzetes szakmai fórumokkal igyekeznek segíteni a kutatók munkáját. Az STScI már a pályázat meghirdetésekor érezte a minden korábbinál nagyobb fokú átláthatóságra és a tisztán szakmai értékek érvényesítését szem előtt tartó döntéshozatalra irányuló szándékát. A pályázatok értékelése az úgynevezett „kettős vak” módszer szerint zajlott, azaz a pályázók és a bírálók nem tudhattak egymás kilétéről; a pályázóknak külön

figyelniük kellett arra, hogy a kutatási tervben semmilyen, az adott programot benyújtó kutatók kilitére történő utalás ne szerepeljen (ezt a beadást követően egy munkacsoport külön ellenőrizte is; a személyes adatok külön, a bírálók számára nem elérhető fájlokban lettek feltöltve). Már nem sokkal a beadási határidőt követően részletes elemzések és statisztikák jelentek meg mind a pályázókat (földrajzi, illetve nem és életkor szerinti eloszlás), mind a pályázati anyagokat (téma, igényelt távcsőidő, program jellege stb.) illetően.

A 2021. március 30-i eredményhirdetést követően kiderült, hogy a magyar csillagászok Webb-fronton (is) nagyon kitétek magukért; honfitársaink a pályázatvezetői (PI) és társ-témavezetői (co-PI) vonalon is 100%-os határfokkal dolgoztak (1/1, illetve 2/2 beadott/nyertes pályázat). A magyar kutatók sikerei azért is megdöbbentőek, mert egyrészt a beadott pályázatoknak csak körülbelül egynegyede nyert – s bár ez az arány nem annyira kicsi (például a *Hubble-űrtávcső* esetén a nyeresi arány jellemzően 20% alatt van), érdemes figyelembe venni, hogy a pályázatok zöme nagy amerikai intézetekből érkezett. Szintén beszédes adat, hogy a környező országokból szinte alig találni beadott (pláne nem nyertes) pályázatot; tágabb régiókból a nyertes témavezetett pályázatokból egyedül Ausztria mellett találunk strigulát (ott is csak egyet), és az összes közreműködő számában is a régiós élmezőnyben vagyunk. Az egyetlen nyertes, tisztán hazai vezetésű pályázatot *Ábrahám Péter*, az ELKH CSFK Csillagászati Intézetének tudományos tanácsadója és csapata (benne *Köspál Ágnessel* és a szintén az ő helyi kutatócsoportjukban dolgozó *Lei Chennel*) adta be; ők a csoport által már hosszú évek óta sikerrel tanulmányozott fiatal, eruptív (azaz anyagkidobódással járó, időszakos felfényesedéseket produkáló) csillag, az EX Lupi közepinfravörös spektroszkópiájára kaptak távcsőidőt, amelytől a csillagkörüli korongban és a kifújódó anyagban lévő kristályos szemcsék és gáz halmazállapotú molekulák eloszlásának és paramétereinek még alaposabb megismerését remélik. Ezen a helyen mindenképp meg kell említeni további két honfitársunk, *Detre Örs* (aki Budapestről került a németországi Max Planck Intézetbe) és *Gáspár András* (aki pedig Szegeden szerzett csillagász diplomát, s másfél évtizede az Arizonai Egyetemen dolgozik) nevét, akik mindketten fontos szerepet töltek be a Webb-űrtávcső MIRI detektorának fejlesztésében, s egyúttal a teszt célú és tudományos programok kivitelezésében is aktívan közreműködnek.

Visszakanyarodva cikkünk fő témájához, szintén a nyertes programok listáján találunk egy, szegedi társvezetésű projektet,³ amely arra a kérdésre keresi a választ, vajon kozmikus „porgyarak”-e a nagy tömegű csillagok életét lezáró, gigantikus energiakibocsátással járó szupernóva-robbanások, vagy sem. Ahogy koráb-

³Az említett, JWST Cycle-1 GO 2666-os számú pályázatot a szerző mellett *Ori D. Fox*, az STScI kutatója vezeti, a 8 fős csapatot pedig rajtuk kívül a Berkeley, a CalTech, a Louisianai Egyetem, az Arizonai Egyetem, az UC Santa Cruz és a Ghenti Egyetem egy-egy vezető szupernóva-szakértője alkotja.



3. ábra. Egyszerű analitikus grafitpor-modellgörbék (0,1 mikrométer sugarú szemcséket feltételezve), $T = 100$ és 200 kelvin hőmérsékleteken, 5 és 10 millió parszek (Mpc) távolságból észlelve (színes görbék), összehasonlítva a *Spitzer* és a *JWST* érzékenységi görbéivel (szürke). A szegedi társvezetésű, 2666-os számú *JWST*-program során észlelendő szupernóvák korábbi, a *Spitzer*-űrtávcsővel felvett adatokból készített spektrálisenergia-eloszlásai is szerepelnek az ábrán. A *JWST* segítségével extragalaktikus szupernóvákat vizsgálhatunk 10-15 évvel a robbanást követően (az eddigi eszközeinkkel ennyi idő alatt elérhetetlenül halványra váltak), s bennük a várakozások szerint az eddigieknél jóval alacsonyabb hőmérsékletű por is kimutathatóvá válik.

ban említettük, a csillagközi térben lévő porszemcsék (amelyek mennyisége Galaxisunkban a teljes csillagközi anyag körülbelül 1%-át teszi ki) számos asztrofizikai folyamatban, többek között a molekulaképződésben és a bolygókeletkezésben is nagyon fontos tényezőnek számítanak, eredetük azonban nem teljesen tisztázott. A Tejútrendszerben a csillagközi por elsődleges forrásai a Napunkhoz hasonló csillagok késői fejlődési állapotában lévő, úgynevezett aszimptotikus óriási (AGB) csillagok. Ezekben a korábbi állapotukhoz képest több százszorosukra felfűvödött, 2000–3000 K felszíni hőmérsékletűre hűlt csillagokban az intenzív anyagkeveredés révén a fúziós folyamatok során kialakult szén- és oxigénatomok egy része a csillag külső tartományai-ba, onnan pedig a csillag körüli térbe kerül, ahol megindulhat a szemcsékondenzáció. Ugyanakkor távoli infravörös és szubmilliméteres mérések alapján számos fiatal, néhány százmillió éves galaxis portartalma is jelentős; ezekben az AGB-csillagok (mivel kialakulásukhoz jelenlegi tudásunk szerint legalább egymilliárd év kell) nem lehetnek domináns porforrások – így kerültek képbe a Napunknál legalább 8-10-szer nagyobb tömegű csillagok szupernóva-robbanásai, amelyek szülőobjektumai kellően rövid életűek.

Fontos lenne azonban tisztázni, hogy míg a néhány ismert, idősebb (évtized-évszázad korú), lokális szupernóva-maradványban mintha tényleg az elméleti jóslatokkal egyező mennyiségű (néhány tized naptömegnyi) por lenne jelen, a mindössze néhány éves robbanási környezetekben miért adódnak a vártnál nagyságrendekkel kisebb portömegértékek. Az egyik lehetséges opció, hogy a porszemcsék egy idő után szétaprózódnak az intenzív sugárzási térben, és később (talán más-hol) újrafomálódnak; a másik, hogy az eredetileg keletkezett por rövid idő alatt a *Spitzer*-rel érzékelhető hőmérsékletlimit ($\sim 100/200$ kelvin) alá csökken. Ezt a hőmérsékleti sugárzást a *Webb*-űrtávcsővel már kellő érzé-

kenység mellett lehet detektálni még a millió fényévre lévő galaxisokban is (3. ábra).

A szerző és rajta keresztül az SZTE-s csillagász kollektíva emellett további három sikeres pályázatban is közreműködőként szerepel; két pályázat (Cycle-1 GO 1860 és 2348) fő célja különböző szupernóva-robbanások környezetében zajló porképződési és lökeshullám-anyag kölcsönhatási folyamatok monitorozása, míg a negyedik projekt (Cycle-1 GO 2072) a néhány hónapnál idősebb termonukleáris szupernóvák kémiai elemgyakorisági eloszlásának vizsgálatáról szól. Jelen sorok írásakor utóbbi program kapcsán már meg is születtek az első spektroszkópiai mérések, amelyek – földi

óriástávcsövek párhuzamosan készített/készítendő színképeivel kombinálva – az eddigi legteljesebb betekintést adják majd egy felrobbanó fehér törpecsillag anyagfelhőjének szerkezeti, kémiai és dinamikai viszonyaiba.

Bár a *JWST* első ciklusára elnyert méréseink nagy részének kivitelezésére csak 2023 első felében kerül majd sor, 2022 őszén (sok más kutatócsoporthoz hasonlóan) már az űrtávcső második évi mérési ciklusára kezdjük el írogatni pályázatainkat. Ezzel egyidejűleg számos egyéb kutatási témán is dolgozunk, részben az SZTE Bajai Observatóriumába, illetve a Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Piskés-tetői Observatóriumába nemrég telepített 80 cm-es robottávcsövek, részben pedig 8-10 m-es földfelszíni óriásteleszkópok (Gemini, SALT, VLT, HET, Keck) és további űrtávcsövek (Hubble, Chandra, Swift, NEOWISE) méréseit használva. Ezen egyedi adatokat magas szintű csillagfejlődési, sugárzásterjedési és hidrodinamikai modellezési háttérrel kombinálva a következő években is élvonalbeli asztrofizikai kutatások végzésére van kilátásunk az SZTE Asztrofizikai Kutatócsoportban, ahol örömmel fogadjuk az – akár épp ezeket a sorokat olvasó – középiskolások, hallgatók, kollégák érdeklődését is.

Irodalom

1. Szalai T.: Fizikai Nobel-díj 2011: szupernóvák és a gyorsulva tárguló Univerzum. *Fizikai Szemle* 61 (2011) 377.
2. Lugaro M. és mtsai: Stellar origin of the ^{182}Hf cosmochronometer and the presolar history of solar system matter. *Science* 345 (2014) 650.
3. Frei Zs., Patkós A.: *Inflációs kozmológia*. Typotex, Budapest, 2005.
4. Vinkó J.: Távolságmérés szupernóvákkal: tények és talányok. *Fizikai Szemle* 56 (2006) 221.
5. Szalai T.: Porgyártó(?) szupernóvák. *Fizikai Szemle* 60 (2010) 399.
6. Szalai T.: *Spitzer* – (bő) másfél évtizednyi infravörös „űrszolgálat”. *Magyar Tudomány* 181 (2020) 876.
7. Szalai T. és mtsai: A Comprehensive Analysis of *Spitzer* Supernovae. *The Astrophysical Journal Supplement Series* 241 (2019) 38.
8. Szalai T. és mtsai: *Spitzer*'s Last Look at Extragalactic Explosions: Long-term Evolution of Interacting Supernovae. *The Astrophysical Journal* 919 (2021) 17.

XXV. ORSZÁGOS SZILÁRD LEÓ FIZIKAVERSENY – 1. rész

Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technika Tanszék

A COVID pandémia miatt két alkalommal, 2020-ban és 2021-ben, csak „szűkítetten” tudtuk megrendezni az Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt. Ezért volt különösen nagy élmény, hogy a jubileumi, XXV. Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt 2022-ben ismét a régi hagyományoknak megfelelően, Pakson megtartott jelenléti döntővel és személyes részvétellel történt ünnepélyes Eredményhirdetéssel tudtuk befejezni.

A Verseny megrendezésében a Magyar Nukleáris Társaság, a Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, valamint a döntő helyi szervezője, az Energetikai Technikum és Kollégium vállaltak nagy szerepet. A verseny anyagi feltételeit a fenti szervezőkön túl a Nemzeti Tehetségprogram, valamint az EMMI és a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Nukleáris Technikai Intézetének támogatása biztosította.

Az elődöntő 2022. február 21-én délután zajlott, amikor a regisztrált tanulóknak a saját iskolájukban 3 óra alatt 10 elméleti/számításos versenyfeladatot kellett megoldaniuk.

Sajnos a regisztrált diákok száma az idén negatív rekordot döntött: 35 iskolából mindössze 180 tanuló neveztek. (Összehasonlításképpen 2019-ben – a pandémia előtti utolsó évben – 29 iskolából regisztráltak 207 diákot, de a felvételi rendszer átalakítása – az egyetemi felvételi vizsgák eltörlése – előtt átlagosan 300-350 diák regisztrált, hiszen a verseny első 5 helyezettje felvételi vizsga nélkül is bejuthatott több egyetemre.) Az idén annak ellenére jelentkezett kevesebb tanuló, hogy több iskola vett részt a versenyben, mint tavaly. A regisztráltak között többségben voltak a vidékiek, Budapestről 10 iskola nevezett be 78 tanulót. Bár a verseny nyitott a határon túli diákok és iskolák részére is, az idén senki nem jelentkezett határon túlról.

A versenyre – a hagyományoknak megfelelően – két kategóriában jelentkezettek a középfokú oktatásban tanulók:

Senior (I.) kategória: azok a tanulók, akik a verseny évében, vagy az azt követő évben érettségiznek (tipikusan 11–12. osztályos tanulók). Megoszlásuk: 106 fiú és 9 lány.

Junior (II.) kategória: a fiatalabbak (tipikusan 9–10. osztályos tanulók). Megoszlásuk: 57 fiú és 8 lány.

A lányok erősen alulreprezentáltak mindkét kategóriában.

Annak, hogy a jelentkezett iskolák száma növekedett, valószínű oka lehet, hogy ősszel, a versenyre jelentkezés előtt több, mint 400 iskolának külön küldtük el a versenyfelhívást. Ugyanakkor az „új” iskolák – úgy tűnik –, hogy először csak „tesztelték” a versenyt: csupán egy-két tanulót neveztek be. Valószínűleg a fizikatanár kollégák sem tudták a diákokat úgy motiválni, mint a pandémia előtt, hiszen a téli jelentkezéskor még egyáltalán nem volt biztos, hogy az idén ismét egy „teljes” versenyt rendezhetünk. A korábbi években lezajlott „szűkített” versenyek hangulata viszont össze sem hasonlítható a jelenléti formában megrendezett versenyekével.

Reméljük, hogy a 2023-ban megrendezésre kerülő megmérettetésre több jelentkező lesz. Annál is inkább, mert ez a verseny is bekerült azok közé, amelyen elért helyezésekért egyes egyetemek *felvételi többletpontokat* adnak majd.

Példaként hadd említsük meg a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetemet, ahol a verseny Senior kategóriája első 5 helyezettjének 80, a 6–10. helyezetteknek pedig 40 felvételi többletpontot fogynak adni 2024-től, az új felvételi rendszer bevezetésétől kezdve. Lásd: https://www.bme.hu/sites/default/files/csatorlmanyok/Felvetelizz_a_BME-re__2024-ben%21.pdf (a Szilárd-versenyre vonatkozó többletpontok a dokumentum 24. oldalán található).

Az alábbiakban ismertetjük az I. fordulót (elődöntő) feladatait és a megoldásokat.

1. feladat

kitűzte: *Tarján Péter*

Mely híres XX. századi fizikusoktól származhatnak az alábbi idézetek?

a) „Ez volt a leghihetlenebb dolog, ami valaha történt velem. Majdnem olyan, mintha az ember egy tizenöt hüvelykes ágyúval selyempapírra löne, és a golyó visszapattanna.”

b) „Jöjjön Koppenhágába, dolgozzon velünk. Kedveljük azokat, akik gondolat kísérleteket tudnak végezni!”

c) „Felkapcsoltuk a kapcsolót, és láttuk a villanásokat. Néztük tíz percig, aztán mindent kikapcsoltunk



Sükösd Csaba (1947) a BME címzetes egyetemi tanára, az ELFT elnökségi tagja. Kísérleti magfizikus, aki kísérleti munkáját nagyrészt külföldi kutatóintézetekben végezte. Kutatási területe a magreakciók, óriásrezonanciák és némely asztrofizikailag releváns magreakció vizsgálata radioaktív ionnyalábokkal. Marx György tanítványaként részt vett a 70-es évek MTA oktatási kísérletében. Azóta is szoros kapcsolata van a fizikatanárok közösségével, több tanár- és oktatóval kapcsolatos program vezetője.

és hazamentünk. Azonnal tudtam, hogy nagy bánat vár a világra.”

d) „Nem a gravitáció tehet róla, hogy az emberek szerelembe esnek.”

e) „Nem szabad elfelejtenünk, hogy a rádiumról felfedezésekor senki sem tudta, hogy hasznos lesz a gyógyításban. Az tisztán alapkutatás volt. Ez is bizonyítja, hogy a tudományos munkát nem szabad pusztán a közvetlen haszna alapján megítélni. Végezni kell önmagáért, a tudomány szépségéért; és persze mindig fennáll az esélye, hogy egy tudományos felfedezés – mint a rádium – majd az emberiség hasznára válik.”

Megoldás

a) *Ernest Rutherford* https://hu.wikipedia.org/wiki/Ernest_Rutherford

b) *Niels Bohr* <https://tinyurl.com/mrvee3x8>

c) *Szilárd Leó* <https://quotepark.com/hu/szerzok/szilard-leo>

d) *Albert Einstein* https://www.citatum.hu/szerzo/Albert_Einstein/3?r=4

e) *Marie Curie* <https://hu.eferrit.com/marie-curie-idezetek>

2. feladat kitűzte: *Halász Máté* és *Sükösd Csaba*

Egy átlagos magyar család éves villamosenergia-fogyasztása 2275 kWh (2020-as adat). Becsüljük meg, hogy hány gramm ^{235}U elhasítása lenne szükséges, ha ennek a villamos energiának a teljes egészét a Paksi Atomerőműben termelnénk meg?

Adatok: a Paksi Atomerőmű egy blokkjának névleges elektromos teljesítménye $P_e = 500$ MW, termikus teljesítménye $P_t = 1485$ MW. Az egy hasadásban felszabaduló energiát vegyük $E_h = 200$ MeV-nek!

Megoldás

Az éves villamosenergia-fogyasztásnak megfelelő hőmennyiség:

$$Q = \frac{P_t}{P_e} E_c = \frac{1485 \text{ (MW)}}{500 \text{ (MW)}} \cdot 2275 \text{ (kWh)} \cdot \frac{1000 \text{ (W)}}{\text{(kW)}} \cdot \frac{3600 \text{ (s)}}{\text{(h)}} \approx 2,43 \cdot 10^{10} \text{ J.}$$

$E_h = 200$ MeV hasadásonként felszabaduló energiával számolva ez összesen

$$N = \frac{Q}{E_h} = \frac{2,43 \cdot 10^{10} \text{ (J)}}{200 \cdot 10^6 \text{ (eV)} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ (J/eV)}} \approx 7,6 \cdot 10^{20} \text{ hasadás.}$$

Az éves villamosenergia-fogyasztás megtermeléséhez szükséges elhasadt ^{235}U magok össztömege tehát

$$m = \frac{N}{N_A} M_{^{235}\text{U}} = \frac{7,6 \cdot 10^{20}}{6,022 \cdot 10^{23} \text{ (1/mol)}} \cdot 235,0439 \left(\frac{\text{g}}{\text{mol}} \right) = 0,2967 \text{ g} \approx 0,3 \text{ g.}$$

4,7%-os friss üzemanyag-dúsítással számolva az egy családra jutó üzemanyag teljes tömege körülbelül 6,4 g.

3. feladat

kitűzte: *Ujvári Sándor*

A ^{239}Pu α -bomló, és az α -részecskéket 5,1567 MeV kinetikus energiával bocsátja ki. Hőmérsékleti egyensúlyban az 1 mol mennyiségű ^{239}Pu izotóp 0,461 W hőteljesítménnyel fűti a környezetét.

a) Mennyi az α -bomlásban felszabaduló teljes energia?

b) Számítsuk ki ezekből az adatokból a ^{239}Pu felezési idejét!

Megoldás

a) Vegyük észre, hogy nem a bomlási energia, hanem az α -részecske kinetikus energiája van megadva! A leadott energia a leánymag (^{235}U) és az α -részecske kibocsátás utáni mozgási energiájának összege. Az energiamegmaradás és a lendületmegmaradás tételét felírva:

$$Q = \frac{m_U v_U^2}{2} + \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2},$$

$$m_U v_U = m_\alpha v_\alpha.$$

Ebből

$$Q = \frac{m_\alpha^2 v_\alpha^2}{2 m_U} + \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} = \frac{m_\alpha}{m_U} E_\alpha + E_\alpha = \left(\frac{m_\alpha}{m_U} + 1 \right) E_\alpha = \left(\frac{4}{235} + 1 \right) \cdot 5,1567 \text{ MeV} \approx 5,2445 \cdot 10^6 \text{ eV} \approx 8,4026 \cdot 10^{-13} \text{ J.}$$

b) A leadott teljesítmény az időegység alatt elbomlott magok száma szorozva a bomlásonként felszabaduló energiával, innen számíthatjuk a felezési időt:

$$P = \lambda N Q = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N Q \Rightarrow T_{1/2} = \frac{n N_A Q \ln 2}{P}.$$

Számadatokkal:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2 \cdot 1 \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \cdot 8,4026 \cdot 10^{-13} \text{ (J)}}{0,461 \text{ (W)}} = 7,6083 \cdot 10^{11} \text{ s.}$$

Az 1 évet 365,24 nappal számítva kapjuk, hogy $7,6083 \cdot 10^{11} \text{ s} \approx 24110$ év.

4. feladat

kitűzte: Ujvári Sándor

Egy $8 \cdot 10^{-16}$ J energiájú foton ütközik egy hozzá képest nyugvónak és szabadnak tekinthető elektronnal. A visszaverődő foton a beesővel ellentétes irányba halad.

- Mekkora a beeső foton hullámhossza?
- A visszaverődő foton hullámhossza hány százalékkal nagyobb a beeső foton hullámhosszánál?
- Mekkora az ütközés után az elektron sebessége?

Megoldás

Jelöljük a foton és az elektron ütközés előtti frekvenciáját, hullámhosszát és sebességét f , λ és v -vel, míg ütközés után f' , λ' és v' , az elektron nyugalmi tömege m_0 , a foton ütközés előtti energiája E_p a feladat szövegének értelmében $v = 0$.

- A foton hullámhossza:

$$\lambda = h \frac{c}{E_\gamma} = 6,262 \cdot 10^{-34} \text{ (Js)} \cdot \frac{3 \cdot 10^8 \text{ (m/s)}}{8 \cdot 10^{-16} \text{ (J)}} \approx 2,485 \cdot 10^{-10} \text{ m.}$$

- A hullámhossz megváltozása a Compton-egyenletből kiszámítható:

$$\begin{aligned} \Delta \lambda &= \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \vartheta) = \\ &= \frac{6,262 \cdot 10^{-34} \text{ (Js)}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ (kg)} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ (m/s)}} \cdot [1 - (-1)] \approx \\ &\approx 4,85 \cdot 10^{-12} \text{ m.} \end{aligned}$$

A növekedés százalékos értéke

$$100 \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 100 \cdot \frac{4,85 \cdot 10^{-12} \text{ (m)}}{2,48 \cdot 10^{-10} \text{ (m)}} \approx 1,95\%.$$

(A 180° visszaverődés miatt a hullámhossz megváltozása éppen a

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} \approx 2,4263 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

Compton-hullámhossz kétszerese.)

- Az elektron sebessége kiszámítható az átadott energiából. Első közelítésként feltesszük, hogy nem lesz relativisztikus.

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_\gamma - hf' = E_\gamma - \frac{hc}{\lambda + \Delta \lambda} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{\lambda + \Delta \lambda} = \\ &= 8 \cdot 10^{-16} \text{ (J)} \cdot \left(1 - \frac{1}{1,0195}\right) \approx 1,53 \cdot 10^{-17} \text{ J.} \end{aligned}$$

Innen az elektron sebessége

$$\Delta E = \frac{m_0 v^2}{2} \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2 \Delta E}{m_0}} \approx 5,8 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

A sebesség valóban nem relativisztikus.

Alternatív megoldás

A 180° -os visszaverődés miatt számíthatunk energia- és lendület-megmaradásból is:

$$\frac{E_\gamma}{c} = -\frac{h}{\lambda'} + p_e,$$

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda'} + \frac{p_e^2}{2 m_0}.$$

Az első egyenletet c -vel szorozva és a másodikkal összeadva az ismeretlen λ' kiejthető, és p_e -re egy másodfokú egyenletet kapunk:

$$2 E_\gamma = p_e c + \frac{p_e^2}{2 m_0} \Rightarrow p_e^2 + 2 m_0 c \cdot p_e - 4 m_0 E_\gamma = 0.$$

A másodfokú egyenletet megoldva és a pozitív gyököt megtartva kapjuk:

$$\begin{aligned} v' &= \frac{p_{e,1}}{m_0} = c \left(\sqrt{1 + \frac{4 E_\gamma}{m_0 c^2}} - 1 \right) = \dots \\ &\approx 5,8 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \end{aligned}$$

Mivel $v' \ll c$, ezért jogos volt klasszikusan számítani. A visszaverődő foton energiája:

$$E'_\gamma = E_\gamma - \frac{1}{2} m_0 v'^2 = \dots = 7,847 \cdot 10^{-16} \text{ J,}$$

innen a hullámhosszak arányára kapjuk, hogy

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} = \frac{8}{7,847} = 1,0195,$$

azaz a növekedés 1,95 százalékos.

5. feladat

kitűzte: Szűcs József

Egy, a Naptól állandó távolságban, folyamatos napsütésben keringő űrhajóból a helyi napállandó meghatározása céljából az űrhajósok egy jó hővezető kockát helyeznek ki az űrbe úgy, hogy egyik (abszolút fekete) lapja merőleges a napsugárzásra. A többi öt lap tükröző fóliával van borítva, amelynek fényvisszaverő képessége $r_f = 0,8$.

(A fényelnyelő és fényvisszaverő képességeket vegyük hullámhossztól és hőmérséklettől függetlenül állandónak!)

- Mekkora a mért S_0 napállandó, ha a kocka állandósult hőmérséklete 57°C ?

b) Mennyivel és hogyan változik meg a kocka állandósult hőmérséklete, ha az egyik oldaláról eltávolítják a borító fóliát (a fólia nélküli lap feketének vehető)?

- Legfeljebb hány borítófóliát távolíthatnak el a kísérlet során anélkül, hogy a kocka hőmérséklete 0°C alá esne?

Megoldás

Bár a fényes oldalakat nem éri napsugárzás, a probléma megoldásához szükségünk van Kirchhoff sugárzási törvényére, miszerint (adott hullámhosszon és hőmérsékleten) az emisszióképesesség és abszorpcióképesesség hányadosa állandó. A feladat felteszi, hogy ez most minden hullámhosszra és minden hőmérsékletre igaz. Az abszolút fekete oldal esetén definíció szerint $a_f = \varepsilon_f = 1$, míg a tükröző oldalakra $a_t = \varepsilon_t = 1 - r_t = 0,2$. Jelöljük a kocka oldalhosszúságát l -lel, a Stefan–Boltzmann-állandó $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ (W/m²K⁴), az egyszerűség kedvéért legyen $T(\text{K}) = 273 + T(^{\circ}\text{C})$.

a) Egyensúly esetén az elnyelt és kibocsátott hőmérsékleti sugárzás megegyezik:

$$S_0 l^2 = \sigma T_0^4 (l^2 + 5 \cdot 0,2 l^2),$$

amiből

$$\begin{aligned} S_0 &= 2 \sigma T_0^4 = 2 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \right) \cdot (330)^4 (\text{K}^4) = \\ &= 1344,83 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}. \end{aligned}$$

b) 1 fólia eltávolítása utáni egyensúlyi állapot:

$$S_0 l^2 = \sigma T_1^4 (2 l^2 + 4 \cdot 0,2 l^2),$$

tehát

$$\begin{aligned} T_1 &= \sqrt[4]{\frac{S_0}{2,8 \sigma}} = \sqrt[4]{\frac{2 \sigma T_0^4}{2,8 \sigma}} = T_0 \sqrt[4]{\frac{2}{2,8}} = \\ &= 303,37 \text{ K} = 30,38 \text{ } ^{\circ}\text{C}. \end{aligned}$$

Tehát a kocka hőmérséklete 26,62 °C-szal csökken.

c) Újabb fóliák eltávolítása után a kocka hőmérséklete

$$\begin{aligned} T_2 &= T_0 \sqrt[4]{\frac{2}{3 \cdot 0,2 + 3}} = 0,8633 \cdot 330 \text{ K} = 284,9 \text{ K} = \\ &= 11,9 \text{ } ^{\circ}\text{C}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_3 &= T_0 \sqrt[4]{\frac{2}{2 \cdot 0,2 + 4}} = 0,8210 \cdot 330 \text{ K} = 270,96 \text{ K} = \\ &= -2,03 \text{ } ^{\circ}\text{C}. \end{aligned}$$

Tehát összesen 2 darab védőfóliát távolíthatunk el a kísérleti kockáról.

6. feladat

kitűzte: Ujvári Sándor

A galaxisok színeképe felvilágosítást ad arról, hogy milyen anyagokból állnak. A galaxisok színeképvonalainak hullámhossza viszont a földi elemek színeképehez képest eltolódik. Ez a galaxisok hozzánk képest végzett mozgásáról hordoz információt. Az Androméda-galaxis színeképét vizsgálva a mérések szerint a

hidrogén 656,281 nm-es színeképvonala eltolódott 655,624 nm-re. Milyen irányba és milyen sebességgel mozog hozzánk képest ez a galaxis?

Megoldás

A Doppler-összefüggés értelmében a megfigyelt hullámhossz (λ_m) és a forrás hullámhossz (λ_f) között a következő összefüggést írhatjuk fel:

$$\frac{f_f}{f_m} = \frac{\lambda_m}{\lambda_f} = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}},$$

ahol $\beta = v/c$ és v a forrás és a megfigyelő egymáshoz viszonyított sebessége. Ebből

$$\beta = \frac{\lambda_m^2 - \lambda_f^2}{\lambda_m^2 + \lambda_f^2} = \frac{655,624^2 - 656,281^2}{655,624^2 + 656,281^2} \approx -0,001,$$

azaz a galaxis

$$\frac{c}{1000} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

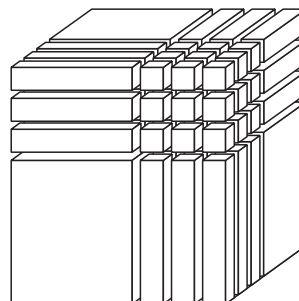
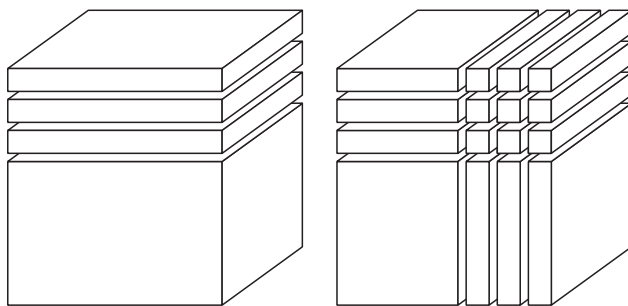
sebességgel *közelít* a megfigyelő felé.

Megjegyzés: bár az Univerzum tágulásával a legtöbb galaxis fényét vöröseltolódással látjuk, a galaxisok egymáshoz képest is mozognak, így előfordulhat, hogy két galaxis éppen közelít egymáshoz.

7. feladat

kitűzte: Radnóti Katalin

Becsüljük meg a megadott adatok segítségével, hogy mekkora lehet egy szén-tetraklorid molekula mérete (a szomszédos molekulák távolsága)! A megoldáshoz használjuk fel a következőket: a forrás során teljesen eltávolodnak egymástól a molekulák, a molekulák eltávolítása elérhető a felület növelésével is. Gondolatban egy V térfogatú kockát lehet sok kis, egy molekulát tartalmazó kockára felbontani az ábrán látható módon.



Adatok: a szobahőmérséklet $T_{sz} = 22 \text{ }^\circ\text{C}$, a széntetraklorid forráspontja $T_f = 76 \text{ }^\circ\text{C}$, fajhője $c = 0,84 \text{ kJ}/(\text{kg }^\circ\text{C})$, forráshője $L_f = 195 \text{ kJ}/\text{kg}$, felületi feszültsége $\sigma = 2,64 \cdot 10^{-2} \text{ J}/\text{m}^2$, sűrűsége $\rho = 1590 \text{ kg}/\text{m}^3$ (tekintsük állandónak).

Megoldás

A megoldáshoz tekintsük egy l oldalú kocka felbontását d oldalú kockákra, ahol d a molekula mérete. A vágások teljes száma

$$3 \left(\frac{l}{d} - 1 \right).$$

Minden vágásnál $2l^2$ új felület keletkezik. Ha makroszkopikus kockát tekintünk, úgy feltehetjük, hogy $l/d \gg 1$, és így a vágások száma $\approx 3l/d$. Ha a felületi feszültség σ , akkor ennyi új felület létrehozásához szükséges energia

$$E_v = 3 \frac{l}{d} 2l^2 \sigma.$$

A kocka felmelegítéséhez ($\Delta T = T_f - T_{sz}$) és elforralásához szükséges energia:

$$E_f = l^3 \rho (c \Delta T + L_f).$$

Mind a „feldaraboláshoz”, mind az elforraláshoz ugyanannyi energiát kell felhasználni, tehát:

$$E_v = E_f \Rightarrow 3 \frac{l}{d} 2l^2 \sigma = l^3 \rho (c \Delta T + L_f).$$

Ebből d értéke kiszámítható:

$$d = \frac{6 \sigma}{(c \Delta T + L_f) \rho} = \frac{6 \cdot 2,64 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\text{J}}{\text{m}^2} \right)}{\left[840 \left(\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \right) \cdot 54 \text{ (}^\circ\text{C)} + 195 \cdot 10^3 \left(\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right) \right] \cdot 1590 \left(\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right)} \approx 4,14 \cdot 10^{-10} \text{ m}.$$

Megjegyzés: Ehhez a becsléshez csak makroszkopikusan mérhető mennyiségeket (sűrűség, fajhő, forráshő, felületi feszültség) használtunk fel, nincs szükség az Avogadro-számra vagy moláris tömegre.

8. feladat kitűzte: *Mester András* és *Tarján Péter*

A szén radioaktív ^{14}C izotópja ($T_{1/2} = 5700 \text{ év}$) a Föld légkörében folyamatosan keletkezik és hozzájárul a légkör sugárzásához. A légköri radiokarbon aktivitásának legmagasabb értékét 1963-ban mérték, ekkor a légkör molekuláinak 0,032%-a volt CO_2 , és a szénatomok $2,33 \cdot 10^{-12}$ -ed része volt ^{14}C .

Adatok: $p = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $g = 9,81 \text{ m}/\text{s}^2$, $R_{\text{Föld}} = 6370 \text{ km}$, $M_{\text{levegő}} = 29 \text{ g}/\text{mol}$.

a) Mekkora volt 1963-ban a ^{14}C aktivitása a légkörben?

b) Hány százalékos az aktivitás változása a földi légkör sugárzásának a múlt század első felében állandósult $1,57 \cdot 10^8 \text{ GBq}$ értékéhez képest?

c) Mi lehet a növekedés és a későbbi csökkenés oka?

Megoldás

a) A légnyomás a teljes légkör súlyából származó nyomás, így $pA = mg$, ahol m a teljes légkör tömege, $A = 4\pi R_{\text{Föld}}^2$ pedig a Föld felszíne. Így a légkör tömege

$$m = \frac{p 4\pi R_{\text{Föld}}^2}{g} = 5,267 \cdot 10^{18} \text{ kg}$$

és anyagmennyisége

$$n = \frac{m}{M_{\text{levegő}}} = 1,816 \cdot 10^{20} \text{ mol}.$$

Ebből a CO_2 molekulák száma:

$$\begin{aligned} N_{\text{CO}_2} &= f_{\text{C}_{14}} n N_A = \\ &= 3,2 \cdot 10^{-4} \cdot 1,816 \cdot 10^{20} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \approx \\ &\approx 3,5 \cdot 10^{40}. \end{aligned}$$

Legyen $N_{\text{C}_{12}}$, illetve $N_{\text{C}_{14}}$ a szén 12-es, illetve 14-es izotópjainak darabszáma, $N_C = N_{\text{C}_{12}} + N_{\text{C}_{14}}$ az összes szénatom darabszáma. Mivel a 14-es izotóp mennyisége nagyon kicsi, ezért közelíthetünk úgy, hogy $N_C \approx N_{\text{C}_{12}}$. A radioaktív ^{14}C -et tartalmazó CO_2 molekulák száma így:

$$\begin{aligned} N_{\text{C}_{14}} &= 2,33 \cdot 10^{-12} \cdot N_C \approx 2,33 \cdot 10^{-12} \cdot N_{\text{C}_{12}} \approx \\ &\approx 8,15 \cdot 10^{28}. \end{aligned}$$

A radiokarbon aktivitása:

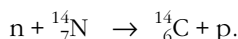
$$\begin{aligned} A &= \lambda N_{\text{C}_{14}} = \frac{\ln 2}{T} N_{\text{C}_{14}} = \\ &= \frac{0,693}{5700 \text{ (év)} \cdot 365,24 \left(\frac{\text{nap}}{\text{év}} \right) \cdot 86400 \left(\frac{\text{s}}{\text{nap}} \right)} \cdot 8,15 \cdot 10^{28} \approx \\ &\approx 3,14 \cdot 10^{17} \text{ Bq} = 3,14 \cdot 10^8 \text{ GBq}. \end{aligned}$$

Tehát 1963-ban a légkörben másodpercenként körülbelül $3,14 \cdot 10^{17}$ ^{14}C atommag bomlott el.

b) A növekedés a múlt század első feléhez képest:

$$\begin{aligned} \Delta A &= \frac{A - A_0}{A_0} = \\ &= \frac{3,14 \cdot 10^8 \text{ (GBq)} - 1,57 \cdot 10^8 \text{ (GBq)}}{1,57 \cdot 10^8 \text{ (GBq)}} = \\ &= 1 = 100\%. \end{aligned}$$

c) A Földön a kozmikus sugárzás hatására keletkező neutronok hatnak kölcsön a légköri nitrogénnel:



A bomlás és keletkezés között beáll egy egyensúly, ezért a légköri ${}^{14}\text{C}$ koncentráció természetes körülmények között állandósul.

A fosszilis tüzelőanyagokban az évmilliók során már lebomlott a bennük lévő ${}^{14}\text{C}$, így elégetésük *bígtítja* a légkör ${}^{14}\text{C}$ tartalmát. A megfigyelt növekedés oka, hogy emberi tevékenységek, főleg légköri atom-bomba-kísérletek hatására szabad neutronok kerültek a légkörbe, így a ${}^{14}\text{C}$ izotóp mesterséges előállítása is megvalósult.

1963-tól az atomhatalmak nagy része nemzetközi egyezményekben vállalta a légköri atombomba-robbantások beszüntetését (Partial Test Ban Treaty, 1963. október). A megnövekedett ${}^{14}\text{C}$ tartalom folyamatosan csökken a szén körforgása (illetve a ${}^{14}\text{C}$ hígulása) miatt, és kellő idő eltelte múlva visszaáll a korábbi egyensúly értékére.

9. feladat kitűzte: Tarján Péter

Rutherford-féle szórás kísérletet végzünk ${}^{27}_{13}\text{Al}$ atomokon: vékony alumíniumfóliát bombázunk 5,49 MeV energiájú α -részecskékkal. Tegyük fel, hogy az Al atommag szabadon el tud mozdulni.

a) Milyen közel juthat az α -részecske az atommaghoz?

b) Előfordulhat-e, hogy az α -részecske valamilyen magreakciót hoz létre, és nem csak Rutherford-szórás történik?

Az atommag sugarát közelítsük az

$$R \approx 1,25 \cdot 10^{-15} \text{ (m)} \cdot \sqrt[3]{A}$$

formulával. Az α -részecske és az Al atommag tömegarányát egyenlőnek vehetjük a tömegszámok arányával.

Megoldás

Az α -részecske akkor kerül legközelebb az atommaghoz, ha sebességvektora éppen a középpontjukat összekötő egyenesbe esik. A Coulomb-erő lassítja az α -részecskét és gyorsítja az Al atommagot. Amíg az α -részecske sebessége nagyobb, mint a magé, a köztük lévő távolság csökken. Amint az α -részecske sebessége kisebb lesz, mint a magé, a köztük lévő távolság növekszik. Ezért az α -részecske akkor van legközelebb a maghoz, amikor a sebességeik éppen megegyeznek, $u_\alpha = u_{\text{Al}} = u$. Ezzel az energiamegmaradás:

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = \frac{1}{2} m_\alpha u^2 + \frac{1}{2} m_{\text{Al}} u^2 + k \frac{2 \cdot 13 \cdot e^2}{r_{\text{min}}}.$$

Ezután kihasználva a lendületmegmaradást, kapjuk, hogy

$$u = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_{\text{Al}}} v_\alpha.$$

Az egyenlet rendezése után

$$\begin{aligned} r_{\text{min}} &= k \frac{13 e \cdot 2 e}{E_\alpha} \frac{m_{\text{Al}} + m_\alpha}{m_{\text{Al}}} \approx \\ &\approx k \frac{13 e \cdot 2 e}{E_\alpha} \cdot \frac{27 + 4}{27} \approx \\ &\approx 7,841 \cdot 10^{-15} \text{ m.} \end{aligned}$$

b) Az Al magjának sugara

$$R_{\text{Al}} \approx r_0 \sqrt[3]{A} \approx 3,75 \cdot 10^{-15} \text{ m,}$$

az alfa-részecskéé pedig

$$R_\alpha \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ m.}$$

Klasszikus gondolatmenettel az α -részecske nem érheti el a magot, hiszen $r_{\text{min}} > (R_{\text{Al}} + R_\alpha)$. Viszont nincs nagyságrendi különbség az értékek között, így a kvantummechanikai *alagüteffektus* miatt mégis létrejöhet magreakció.

Megjegyzés: az α -részecske átlagos mért sugara $R_\alpha \approx 1,67 \cdot 10^{-15}$ m. A megoldásban használt $R \approx r_0 \sqrt[3]{A}$ képlet nagy A esetén ad pontosabb értékeket.

10. feladat kitűzte: Tarján Péter

Hogyan aránylik egymáshoz a 2 MV feszültséggel gyorsított elektron, illetve proton de Broglie-hullámhossza?

Megoldás

A de Broglie-hullámhossz kiszámítható a részecske lendületéből: $\lambda = h/mv$. Klasszikusan kezelhető részecskénél kihasználhatjuk, hogy

$$mv = \sqrt{2 m E_m} = \sqrt{2 m Q U}.$$

Mindkét részecske egyszeres töltésű, így a mozgási energiájuk azonos 2 MeV. Ez a proton nyugalmi energiájánál sokkal kisebb, így a proton esetében jogos közelítés a klasszikus mozgási energiával számolni:

$$\lambda_p = \frac{h}{\sqrt{2 m_p e U}} = 2,024 \cdot 10^{-14} \text{ m.}$$

Az elektron esetében a 2 MeV energia a relativisztikus tartományba esik, hiszen a nyugalmi energia ennek körülbelül a negyede. (Aki az elektront nem relativisztikusan számolta, pontlevonást kapott.)

Relativisztikusan tehát

$$E_m = (\gamma - 1) m_0 c^2,$$

ahol

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Innen

$$\gamma = \frac{2 \text{ (MeV)}}{0,511 \text{ (MeV}/c^2)} + 1 = 4,914$$

$$v = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad c = 0,979c = 2,935 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$m = \gamma m_0 = 4,914 m_0 = 4,476 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$$

$$p = m v = 1,314 \cdot 10^{-21} \text{ kg} \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\lambda_c = \frac{h}{p} = 5,043 \cdot 10^{-13} \text{ m.}$$

A keresett arány tehát:

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_p} = 24,92.$$

Alternatív megoldás

A lendületet közvetlenül is kiszámíthatjuk a relativisztikus energiaformulából (ebben az esetben mindkét részecskét relativisztikusan kezelve):

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{E_{\text{tot}}^2 - (m_0 c^2)^2} = \frac{1}{c} \sqrt{(E_m + m_0 c^2)^2 - (m_0 c^2)^2}.$$

Az $E_m = 2 \text{ MeV}$ mozgási és az $m_{0,e} c^2 = 0,511 \text{ MeV}$, $m_{0,p} c^2 = 938,27 \text{ MeV}$ nyugalmi energiákat a fenti képletbe helyettesítve az elektronra és protonra kapjuk, hogy

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_p} = \frac{p_p}{p_e} = \sqrt{\frac{(2 + 938,27)^2 - 938,27^2}{(2 + 0,511)^2 - 0,511^2}} \approx 24,93.$$

Az elődöntő eredményei

A korábbi szokásoknak – és a Versenykiírásnak – megfelelően a dolgozatokat a versenyzők fizikatanárai javították az iskolákban a küldött pontozási útmutató alapján. A Szenior kategóriás versenyzők 60%-nál, a Junior kategóriás versenyzők 40%-nál nem kisebb eredményt elért dolgozatait postán juttatták el a BME Nukleáris Technikai Tanszékére, ahol egy egyetemi oktatókból álló csoport ismét átnézte és – szükség esetén – felüljavította a dolgozatokat. Az alacsony jelentkezési számoknak megfelelően a BME-re is kevesebb dolgozatot tudtak továbbítani az iskolák: 25 első kategóriás és mindössze 10 második kategóriás dolgozat érkezett. A Junior kategória számára a legkönnyebb feladatnak a 2. feladat bizonyult, itt a beérkezett 10 dolgozatból hárman is értek el maximális (5) pontszámot. A pontszámok átlaga 3,2 volt ennél a feladatnál, de 3 fölötti átlagos pontszámot értek még el a 4. feladat esetén is (3,15). A Junior kategória számára a legnehezebb a 7. feladat volt, 1,15 átlagos pontszámmal. A Szenior kategória számára a legkönnyebb három feladatot a 4., 6. és a 2. feladat jelentette. Ezek valamennyien 4 fölötti átlagos pontszámot kaptak (4,62, 4,56, illetve 4,52). A 7. feladat a szeniorok számára is a legnehezebbnek bizonyult, erre átlagosan csak 1,84 pontot szereztek. Meg kell azonban jegyezni, hogy még erre a feladatra is volt 5 pontos dolgozat, ami azt jelzi, hogy a feladat jó felkészüléssel és középiskolai ismeretekkel mégis csak megoldható volt.

A pontszámok szerinti rangsor alapján a Szenior kategóriában az első 20 tanulót, a Junior kategóriában pedig mind a 10 tanulót behívta a Versenybizottság a 2022. április 22. és 24. között Pakson rendezett döntőbe. A döntőbe bejutott versenyzők kétharmada (20 fő) volt budapesti, egyharmada (10 fő) vidékről érkezett. Lányversenyző az idén sajnos nem jutott a döntőbe.

(Folytatjuk)

Magyar Fizikus Vándorgyűlés 2022

A Fizikai Szemle
kéri a Magyar Fizikus Vándorgyűlés előadóit
és a posztareket bemutatókat, hogy eredményeiket
összák meg a folyóirat olvasóival is!

A GRAVITÁCIÓS HULLÁMOK BEMUTATÁSA KÖZÉPISKOLÁSOKNAK – 2. rész

A téma tanításának módszertani megfontolásai

Molnár András – Német Nemzetiségi Gimnázium, Budapest
Raffai Péter – ELTE TTK Fizikai Intézet

A gravitációs hullámok általános relativitáselméleti alapjainak megértése még az egyetemisták számára is komoly kihívást jelent, ezért a téma középiskolai bemutatása során rendkívül körültekintőnek kell lenni. A fizika tanítása során gyakran használunk modelleket és egyszerűsített eseteket. Például a munka tanításánál is az állandó nagyságú és irányú, az elmozdulással párhuzamos erő munkáját szoktuk először vizsgálni. Az általános relativitáselmélet és a gravitációs hullámok témakörében már a legegyszerűbb példák is igen bonyolultak. A gravitációs hullámok asztrofizikai forrásai például fekete lyukak lehetnek, de még ezek tárgyalása sem könnyű, különösen, ha a hullámok keletkezésének módját nézzük – már az alapfogalmak és a különböző mennyiségek is rendkívül absztraktak.

A magyar fizikaoktatás hagyományosan az alapoktól építkezik [22]. Tartózkodik az indoklás nélküli állításoktól, a fogalmakat kísérletileg vagy más alapfogalmakon keresztül igyekszik érthetővé tenni, hogy minden mennyiség, törvény mögött legyen egy értelmezés, egy kép is. A gravitációshullám-csillagászat bemutatásához egy online videókurzust készítettünk a <https://webuni.hu> felületen, amelynek címe *Einstein öröksége: csillagászat gravitációs hullámokkal* [23]. A kurzus készítése során igyekeztünk szem előtt tartani a fenti szempontot, hogy egy önmagában is értelmez-

hető, a fizikában akár középiskolai szinten sem jártas érdeklődőnek is hasznos anyagot állítsunk össze. Bár cikkünkben röviden megidézünk a kurzus bizonyos részeit, annak részletes ismertetésétől tartózkodunk. Elemzésünkkel a módszertani megfontolásokat, a modern eszközök nyújtotta lehetőségeket mutatjuk be. A teljes megértéshez ajánljuk a képzés megtekintését, elvégzését. A kurzus során felhasznált és egyéb elérhető, a témához kapcsolódó oktatási anyagokat korábbi cikkünkben vizsgáltuk [24].

A kurzus rövid áttekintése

A kurzus rövid, jellemzően 3–10 perc hosszúságú videókból épül fel. A 34 videót nyolc fejezetbe rendeztük, amelyek mindegyikét egy 10 kérdésből álló teszt zárja, amely segít ellenőrizni a tudás megszerzését (ezek a kurzus teljesítéséhez is szükségesek). A teszteknek fontos szerepe van a tudás hosszútávú elmélyítésében is [25]. A videók online webappokkal, feladatokkal és szöveges dokumentumokkal egészülnek ki.

A csillagászati ismeretterjesztő anyagok gyakran *in medias res* kezdenek, kijelentve hogy egy adott égitest vagy űrbéli esemény létezik, majd leíró jelleggel bemutatásra kerül. A tudományterület általános népszerűségének köszönhetően gyakran ez is komoly sikereket érhet el, széles körhöz eljuthat és ösztönözheti a témában való elmélyülést. Kurzusunkat azonban a fent említett tanulás-módszertani szempontoknak megfelelően építettük fel, hogy a diákoknak/részvevőknek meglegyen a megértés élménye is – amellet, hogy természetesen az asztrofizika önmagában is elvarázsolhatja őket.

A gravitációs hullámok a téridő fodrozódásai. Általában így kezdődik az összes gravitációs hullámokat ismertető anyag. Ez jól hangzik, minden szóhoz tudunk társítani többé-kevésbé hétköznapi jelentést. Azonban, ha ez össze is áll a fejünkben egy képpé, jó eséllyel egy megfoghatatlan, a fizikai tartalomhoz nem túl közel álló jelenség jelenik meg előttünk. Ezért az *első két* fejezetben a téridő, a gravitáció és a „fodrozódás” fizikai jelentését mutatjuk be. A *harmadik* fejezetben a hullámok bemutatása után már kellően megalapozottan beszélhetünk arról, hogy mi is ez a téridő-fodrozódás. Mivel jelenleg csak azokat a gravitációs hullámokat tudjuk észlelni, amelyeket az Univerzum kataklizmatikus eseményei keltenek, a később-



Molnár András harmadéves doktorandusz az ELTE Fizika Doktori Iskola Fizika Tanítása Programjában. 2016 óta a Német Nemzetiségi Gimnázium fizikatanára. A LIGO-Virgo-KAGRA Collaboration nemzetközi kutatói együttműködés tagja, amely a gravitációs hullámok 2015-ben történt első közvetlen észlelését is jegyzi. Kutatási témája a gravitációshullám-asztrofizika tanítása középiskolában, valamint a fizika népszerűsítésének lehetőségei.



Raffai Péter asztrofizikus az ELTE Fizikai Intézetének adjunktusa. 2007 óta a LIGO-Virgo-KAGRA Collaboration tagja. Kutatásaiban gravitációshullám-források modellezésével, adatfeldolgozó módszerek fejlesztésével és gravitációshullám-detektorok adatainak kiértékelésével foglalkozik. Szakmai érdeklődésébe a gravitációs hullámok asztrofizikai és kozmológiai alkalmazásai, valamint a többszörös csillagászat tartozik.



11. ábra. A térképek torzítása.

biek megértéséhez szükséges szót ejteni a neutroncsillagokról, a fekete lyukakról és a szupernóvákról is. Ezen a ponton a tanuló elsajátította az összes szükséges fogalmat. Itt kezdődhet a technikai részletek és az asztrofizikai vonatkozások részletes ismertetése. A *negyedik* fejezet a gravitációs hullámok interferometrikus észleléséről, a különböző földi zajokról és ezek kiszűréséről szól. Az *ötödik* fejezet a jelek keresése és észlelése köré épül, ahol szó esik az eddigi megfigyelési időszakokról és a két legnagyobb jelentőségű észlelésről is. A *hatodik* fejezet – a jelfeldolgozás kapcsán – betekintést nyújt a terület kutatóinak munkájába. A *hetedik* fejezetben a gravitációs hullámok csillagászati jelentősége kerül bemutatásra. Végül tágabb kontextusban, részben a jövőbe nézve kerül áttekintésre a kutatási terület egésze a *nyolcadik* fejezetben.

A kurzus 2021 nyara óta érhető el. Azóta már több, mint kétszázan regisztráltak rá. Többségében középiskolások hallgatják, de általános iskolások, egyetemisták és felnőttek is vannak közöttük. Az eddigi visszajelzések alapján érthetőnek és hasznosnak tartották a videókat. A kurzust elvégzők között előzetes és utólagos kérdőívvel mérjük az oktatási anyag hatékonyságát, ezek kiértékelés jelenleg is zajlik.

Általános relativitáselmélet

Mit jelent a téridő görbülete?

A háromdimenziós tér görbületét közvetlenül nem tudjuk érzékelni, ezért egy egyszerűsített esetet használunk a szemlélet kialakítására. A módszer hasonló, mint a koordinátagometria oktatásának folyamata. Először a kétdimenziós Descartes-féle koordináta-rendszerben találkoznak a diákok már ismert fogalmakkal: pont, egyenes, vektor, egyenlet, egyenletrendszer. Miután megtanulták ezek interpretációját a koordinátagometriában, tovább lehet lépni három dimenzióra, ahol már csak az ismert metódust és fogalomrendszert kell használni, tartalmi újdonságról nincs nyoma szó.

Esetünkben a kézzelfogható fogalom a kétdimenziós sík görbülete. Fontos, hogy erre itt ne úgy tekintsünk, mint a térlátáshoz szokott emberek. A görbe felületeket látjuk a térben, nem úgy, mint a tér görbületét, amit ennek ellenére végül meg szeretnénk érteni. Tehát szigorúan a síkban megjelenítve kell felfedeznünk a sík görbületére utaló nyomokat. Erre úgy is gondolhatunk, hogy egy térbeli alakzatot síkba képezünk le, amit vizsgálva próbálunk következtetni az eredeti tulajdonságokra.

Az első példa ehhez a térképkészítés. Bár a földgömb síkbeli lerajzolása triviálisnak tűnhet, hiszen rengeteg térképet lát az ember, ha kicsit belemélyedünk, komoly problémák adódnak vele. Ha megpróbáljuk összeilleszteni például Európa országainak azonos méretarányú térképeit, hamar észrevehetjük, hogy valami nem stimmel (11. ábra). Ez abból adódik, hogy a térképkockák valójában gömbhéjszeletek, amelyeket, ha megpróbálunk „kilapítani”, óhatatlanul torzulnak. Matematikailag nem lehet torzítás nélkül leképezni a gömböt a síkba.

Az analógia innen könnyen megérthető: készítsünk térbeli holografikus atlaszt mondjuk a galaxisunkról. Fedjük le az egész galaxist kis térképkockákkal. Ha ezek a térképkockák nem illenek össze, elcsúsznak a csillagok, bolygók, akkor az a tér görbületét jelzi.

Az analógia innen könnyen megérthető: készítsünk térbeli holografikus atlaszt mondjuk a galaxisunkról. Fedjük le az egész galaxist kis térképkockákkal. Ha ezek a térképkockák nem illenek össze, elcsúsznak a csillagok, bolygók, akkor az a tér görbületét jelzi.

A görbület tetten érhető egy geometriai módszerrel is. Remélhetőleg minden diák számára jó fogódzkodási pont a tétel, miszerint a háromszögek belső szögösszege mindig 180 fok. Ez azonban csak a síkbeli háromszögekre igaz! Rajzoljunk egy kiterített, leeresztett lufira háromszöget. Ha felfújuk a lufit, azt tapasztaljuk, hogy a görbült síkon a belső szögösszeg már több, mint 180 fok. Az is könnyen kimérhető, hogy minél nagyobb a görbület, illetve minél nagyobb a háromszög, annál nagyobb lesz az eltérés a 180 foktól. Ez szintén egy olyan példa, ami nem támaszkodik a diákok absztrakciós készségére, sőt akár maguk is ki tudják próbálni.

A térbeli kiterjesztés ismét könnyen megtehető egy gondolatkísérletben: rajzoljunk egy nagy háromszöget az űrben (például küldjünk ki három űrszondát, amelyekből fénynyalábokat bocsátunk ki egymás felé). Mérjük meg a fénynyalábok által meghatározott háromszög belső szögeit. Ha ez eltér a 180 foktól, az arra utal, hogy a köztük lévő tér görbülettel rendelkezik.

Paradigmaváltás a gravitáció magyarázatában

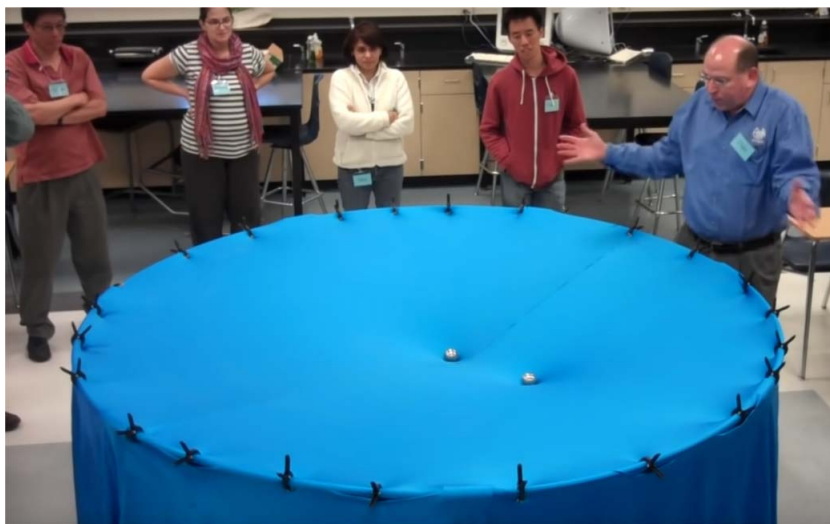
A Newton-féle gravitációs törvény ismertetése után a tanulók megismerkedhetnek az elképzelés problémáival. Bár a Neptunusz felfedezésével [26] megdöntetlennek tűnő alátámasztást nyert a newtoni kép, a technológia fejlődésével gyűlni kezdtek a megoldat-

lan problémák. Ennek ellenére a hétköznapi életben jól megvagyunk a gravitáció erőként történő értelmezésével, sőt érzékszerveink nagyon is mélyen elhitetik velünk ezt. Emiatt az általános relativitáselmélet bemutatásához kitalált modellek bemutatása mellett fontos hangsúlyozni a szemléletváltás szükségességét. A fizikai tanulmányok által is erősített prekonceptió leépítése ilyenfajta motiváció híján a diákok számára önkényesnek, szükségtelennek és ennek következtében hiteltelennek tűnne. A leginkább kézzelfogható példa a Newton-féle gravitációs fel-fogás hiányosságára a Merkúr pályájának évi 43 szögmásodperces precessziója. Ennek magyarázatára sok-féle elmélet született, de nem sikerült meggyőzően összeegyeztetni a gravitációs erővel. *Albert Einstein* általános relativitáselmélete azonban jól indokolta a kis eltérést. Ha a gravitáció nem erő, hanem a téridő görbülete, rengeteg jelenség új megvilágításba kerül. Ráadásul úgy, hogy természetesen az eddig jól ismert jelenségek működése sem sérül.

Az elmélet szerint – többek között – a tömeggel rendelkező testek meggörbítik maguk körül a téridőt. A testek pedig a görbült téridőnek megfelelően mozognak. Ezt szemlélteti a jól ismert gumilepedő-modell is. Ha két tömeggel rendelkező testet helyeznek a lepedőre, akkor azok begörbítik a lepedőt maguk alatt, így egymás felé gurulnak (12. ábra). Ha nem látnám a lepedőt, azt mondhatnám, hogy a két test vonzza egymást. Minél nagyobb tömeg jut egy adott területre, annál jobban begörbíti a lepedőt, így annál jobban gyorsulnak egymás felé a testek. A newtoni kép szerint a testek tömege határozza meg a vonzóerő nagyságát. Pedig valójában szó sincs erőről, csupán a téridő geometriája kelti a tömegvonzás illúzióját.

A gumilepedő-modell komoly szépséghibája, hogy bár azt hivatott demonstrálni, hogy a gravitációs jelenségek nem erőhatás révén jönnek létre, maga a modell pont a gravitáció miatt működik. A súlyok pont a gravitáció miatt hajlítják meg a lepedőt. Persze ez csak egy modell, de mégis zavaró, hogy a gravitációs erő segítségével mutatjuk be azt, hogy valójában nem is létezik ez az erő. Éppen ezért érdemes ennél jobb, kevésbé félrevezető analógiákat keresni, amelyek sokkal jobban rávilágítanak az általános relativitáselmélet szemléletváltására.

Az egyik ilyen a repülőutak vizsgálata [28, 29]. Ha megnézzük a tér-



12. ábra. A gumilepedő-modell [27].

képen, milyen útvonalon megy például a Tahiti–Párizs járat, meglepődve tapasztalhatjuk, hogy Közép-Amerika helyett Kanadát érinti (13. ábra). Azonban, ha a földgömböt nézzük, egyből érthetővé válik, miért az a legrövidebb útvonal. A téridőnél is hasonló a helyzet: szemléletünk gyakran félrevezető lehet, mivel nem látjuk a görbületeket. Azt hihetjük, hogy (gravitációs erő híján) teljesen indokolatlanul kering a Föld ellipszispályán a Nap körül, pedig csak a görbült térben halad a lehető legrövidebb útvonalon, azaz geodetikus pályán.

Gondoljunk bele, hogy a repülős példában hogyan születhetne meg a gravitációval analóg erőfogalom. Ezzel a gondolatmenettel megérthetjük, miként lehetséges az, hogy bár lehet találni egy jó leíró magyarázatot (modellt) egy jelenségre, de ha a valódi hátterét szeretnénk értelmezni, akkor el kell vetni az eddigi szemléletet, bármennyire is sikeres vagy kényelmes volt az.

13. ábra. Repülőjárat hosszúnak tűnő útvonala [30].



egyres tulajdonságokat a gravitációs hullámok kapcsán is bemutatjuk. Itt a gravitációs hullámok modellezésére is van lehetőség. A gumilepedős eszközön egy fúró és egy egyszerűen összerakható fej használatával egy stroboszkóp segítségével, vagy lassított felvételen olyan hullámokat figyelhetünk meg, amelyek az egymás körül keringő fekete lyukak által keltett gravitációs hullámokhoz hasonlóan néznek ki (16. ábra). A jelenséget akár mérhetővé is lehet tenni.

A gravitációs hullámok forrásainak bemutatása kiemelt jelentőségű része a kurzusnak, mivel a feldolgozott téma középpontjába a gravitációs hullám-csillagászatot helyeztük. A kutatási területtől reméljük számos eldöntetlen kérdés megválaszolását és ismeretlen jelenségek, mechanizmusok megértését. Ahhoz, hogy ezekről mélységében szó eshessen, bemutatjuk, hogy mit tudunk jelenleg és a közeljövőben vizsgálni a detektorokkal.

Kurzusunkban a források csoportosítását a *LIGO Scientific Collaboration* (LSC) sztenderdjét [36] követve végeztük. Ez azt jelenti, hogy elsősorban nem asztrofizikai szempontból, hanem a detektálás módjának megfelelően különítjük el a különböző jel- és forrástípusokat. Ez egyrészt kézenfekvő, mivel alapvetően nem is szokás más módon kategorizálni őket. Másrészt a kurzus szempontjából is előnyös, hiszen nem az asztrofizika irányából közelítjük meg őket, mintegy megemlítve a különböző forrásoknál a kibocsátott gravitációs hullám jellegét. A későbbiekben részletesen foglalkozunk a különböző megfigyelési módszerekkel. Itt soroljuk fel, hogy milyen jeleket lehet ezekkel észlelni, tehát a detektálás módja határozza meg a jel típusok tárgyalását. Ezen túl azért is előnyös ez a megközelítés, mert könnyen megérthető. Azt, hogy egy gravitációs hullámot milyen eszközzel tudunk megfigyelni, alapvetően a hullám frekvenciája és annak időbeli változása határozza meg (17. ábra). Ez egy elég egyszerű konstrukció, jól lehet hasonlítani például egy hang időbeli változásához is, ezért könnyen megérthető.

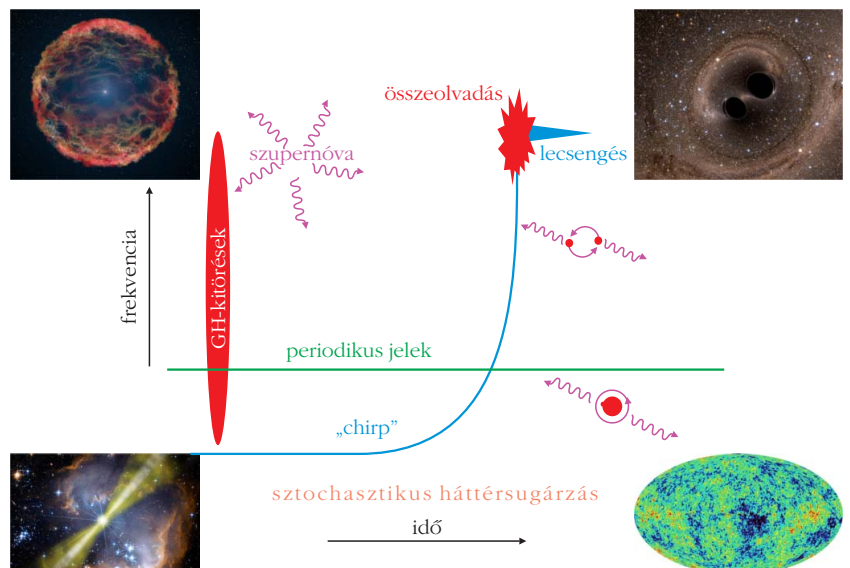
A gravitációs hullámok hanghullámokként történő bemutatása nagyon jó eszköz, viszont óvatosan kell bánni vele. A módszer lényege annyi, hogy egy gravitációs hullám frekvenciájának és amplitúdójának időbeli lefolyását vesszük (azaz a szimulált vagy mért adatokat), és hangszórón azt hallható hangként lejátszuk (18. ábra). A lehetőség azért is adott, mert a jelenlegi gravi-

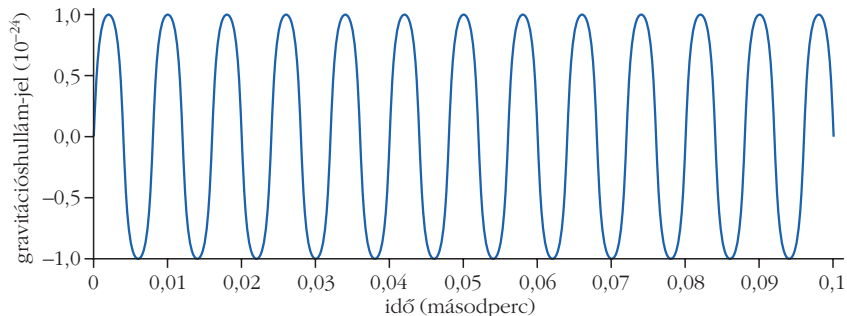


16. ábra. Gravitációs hullámok szemléltetése gumilepedővel és görgős fúrófejjel [35].

tációs hullám-detektorok érzékenysége a 30–3000 Hz tartományt fedi le, ami pont hallástartományunk kellemesnek mondható részébe esik. Természetesen a frekvencia transzformációjával más tartományokat is le lehetne játszani, de ez mindenesetre szerencsés egybeesés. A hasonlat abból a szempontból is helytálló, hogy a forrás pozíciójának meghatározása is a hallásunkhoz hasonlóan történik: több detektoros észlelésnél az határozza meg a lokalizációt, hogy mekkora időkülönbséggel ér oda a jel a különböző helyekre – hasonlóan, mint a két fülünk esetén. Az obszervatórium fülként való azonosítása azt is jól mutatja, hogy a gravitációs hullámok észlelésével nem csak egy modernebb eszközzel pásztázzuk az űrt, hanem egy teljesen új érzékszervünk született, ami alapjaiban újfajta észleléseket tesz számunkra lehetővé. Ugyanakkor nagyon vigyázni kell, hogy a hasonlattal ne alakítsunk ki téves képet. A kurzus során is sokszor hangsúlyozzuk, hogy bár az ismeretterjesztés során a gravitációs hullám-detektorokat gyakran a fülünknek hívjuk, nem hanghullámok észleléséről van szó. Különösen ellentmondásos lehet ez

17. ábra. Gravitációs hullámok jel típusainak szemléltetése a frekvencia–idő diagramon.





18. ábra. Egy periodikus gravitációs hullám hullámformája. Ha átírjuk az ordinátatengely felíratát, akár egy hanghullám is lehetne [37].

a kép, ha a tanuló tisztában van azzal, hogy az űrben nem terjednek a hanghullámok, itt pedig mégis mint-ha valami ilyesmiről lenne szó.

Technológiai eszközök és módszerek középiskolai fogalomtárral

A gravitációs hullámok detektálási módszere hálás téma, mivel az LSC régóta nagy hangsúlyt fektet tevékenységének bemutatására, így rengeteg oktató és ismeretterjesztő anyag látott már napvilágot [24]. Az interferométerek működésének, a zajforrások típusainak és a zajszűrés módszereinek ismertetése interaktív módon, a cikk első részében bemutatott alkalmazások segítségével történik. A zajforrások oktatási szempontból sok lehetőséget biztosítanak, hiszen itt tényleg mindenféle jelenséggel lehet találkozni: hőtágulás, hőmozgás, mechanikai rezgések, rezonancia, vákuum, lézer, elektromos mező, gravitációs, de még kvantumos jelenségek is fellépnek (19. ábra). Még felsorolni is sok, részletes megismerésük egy külön tananyagot is kitenne. Ettől mi a kurzus során tartózkodtunk, hogy ne veszítsük el a fókuszot a kitűzött célról. Ennek ellenére nem csak egy rövid tényszerű közlést adunk, hanem a *Space-Time Quest* [38] játék segítségével rálátást kaphatnak a résztvevők arra, hogy miként jelennek meg a különböző zajok és milyen módszerekkel lehet ezeket csökkenteni.

A kutatók munkájának szempontjából kiemelt jelentősége van a jelfeldolgozásnak. A teleszkópos csillagászati megfigyelésekkel szemben – részben a nagy zajnak köszönhetően – itt már az sem triviális, hogy egyáltalán észleltünk-e jelet. Ezt személyesen is megtapasztalhatják a tanulók a *Black Hole Hunter* [40] játék kipróbálásával. A gravitációs hullám-kutatás több évtizedes történetének nagy részében arra irányultak az erőfeszítések, hogy építeni lehessen egy elég pontos berendezést, illetve rendelkezésre álljon egy megfelelő módszer, amivel sikerül

megvalósítani az észlelést. A kutatás viszont valójában csak innen kezdődik. Akkor lehet új tudományos felfedezéseket tenni, ha ezeket a jeleket értelmezni is tudjuk, információhoz jutunk belőlük.

A forrás tulajdonságainak és égi pozíciójának számszerű meghatározása kifejezetten bonyolult, de egyszerűsítésekkel viszonylag pontos képet lehet alkotni a teljes folyamatról. Előbbihez például egy rendkívül egyszerű és szemléletes eszköz a

Waveform Fitter [41] webapplikáció. A forrástávolság és az össztömeg változtatásával érzékelhetővé tehető, hogyan lehet a hullámforma alapján becslést adni a forrás paramétereire. Ezzel szemben, ha matematikai formulával értelmezzük a jelenséget, akkor egy bespiralizáló kettős esetén a frekvencia és az amplitúdó változása a következő függvényekkel adható meg:

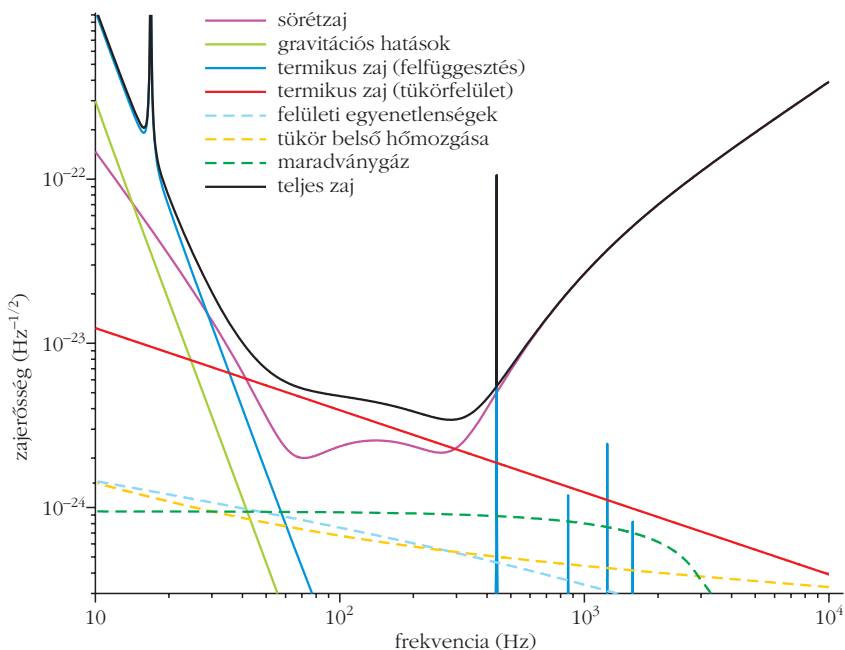
$$f(t) = \frac{5^{3/8}}{8\pi} \left(\frac{c}{GM} \right)^{5/8} \frac{1}{(t_0 - t)^{3/8}},$$

$$A(t) = \frac{1}{r} \left(\frac{5 G^5 M^5}{c^{11}} \right)^{1/4} \frac{1}{(t_0 - t)^{1/4}}.$$

Ahol f a frekvencia, t az idő, c a fénysebesség, G a gravitációs állandó, t_0 az észlelés időpontja, A az amplitúdó, r a távolság, M pedig az úgynevezett *Chirp-tömeg*:

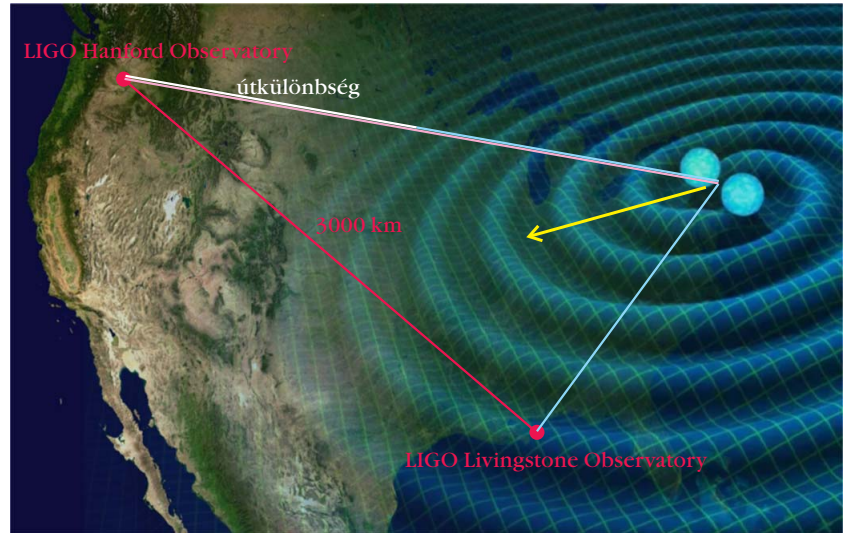
$$M = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}.$$

19. ábra. A legfontosabb zajok jellemző frekvenciái és erősségei [39].



A kurzus során röviden értelmezzük ezeket az összefüggéseket, a webappal ezt a megértést segítjük és vizualizáljuk.

A forrás irányának meghatározása során több módszerről is beszélhetünk: a beérkezés szöge megállapítható abból, hogy mekkora időkülönbséggel érkezik be a jel a két detektorhoz (20. ábra). A polarizáció segítségével szűkíthetjük a területet, ehhez azonban különböző irányultságú detektorokra van szükség. Végül a detektorok vakfoltjai is a segítségünkre lehetnek. Utóbbi kettő elméleti háttere bonyolult, de az alap gondolat megérthető, illetve ismét jó lehetőség máshonnan ismert fogalmak új kontextusban történő bemutatására.



20. ábra. A forrás irányának meghatározása az útkülönbségből. A pontos pozíció megtalálásához legalább három detektor szükséges.

Rendszerező összefoglalás helyett: ismerkedés a jövő csillagászatával

A kurzus a gravitációshullám-csillagászat jövőjének tárgyalásával zárul. Ez logikai szempontból is kézenfekvő, de szerkezetileg is jó záróelem. Itt áttekintjük az eddigi eredményeket, illetve rávilágítunk, hogyan érhetők el a várt felfedezések. A jövőbeli detektorok kapcsán felelevenítjük működési elvüket, az észlelhető forrástípusokat, a paraméterek és jelek közötti kapcsolatot és a zajszűrést is. Lényegében minden fontos momentumot átismétlünk anélkül, hogy ez egy sima, unalmas összefoglalásba fulladna. Ezen túl fontosnak tartottuk a téma „nyílt lezárását”. Célunk az volt, hogy a kurzus elvégzésével a résztvevők teljes képet kapjanak a kutatási területről, de lássák a jövőben rejlő rengeteg kérdést és tudományos potenciált, ami a további tájékozódást és a téma nyomon követését is inspirálja.

Záró gondolatok

A fizikatanítás egyik deklarált célja a társadalom és a tudományos világ közti kapcsolat megteremtése. Az alapfogalmak és módszerek ismertetése mellett ennek fontos része a legújabb eredmények bemutatása, szükség esetén a laikusok számára is érthető interpretálása. Annak ellenére, hogy a gravitációshullám-kutatás a modern csillagászat egyik legnagyobb jelentőséggel bíró területe, nemzetközi viszonylatban sem találni olyan oktatási anyagot, amely az érdeklődők számára átfogó képet adna a témakörrel. Az általunk készített kurzus ezt az űrt hivatott betölteni. A jövőben az angol nyelvű videók átdolgozását is tervezzük, hogy bárki számára elérhetőek legyenek. Mivel a gravitációs hullámok kutatása még csak most fog igazán felpörögni, az egyre jelentősebb felfedezések tanítására is fel kell készülnünk.

Irodalom

- Juhász András, Tasnádi Péter, Jenei Péter, Illy Judit, Wiener Csilla, Főzy István: *A fizika tanítása a középiskolában*. http://fiztan.phd.elte.hu/letolt/fizika_tanitasi_1.pdf (2022. 01. 10.)
- A kurzus oldala: <https://webuni.hu/kepzes/einstein-es-a-gravitacios-hullamok> (2022. 05. 03.)
- Molnár András, Raffai Péter: A gravitációs hullámok bemutatása középiskolásoknak 1. rész – Nemzetközi példák. *Fizikai Szemle* 72 (2022) 285–291.
- H. L. Roediger III, J. D. Karpicke: Test-enhanced learning: Taking memory tests improves long-term retention. *Psychological Science* 17 (2006) 249–255.
- Csaba György Gábor: *Tetővázó csillagászok, nemzetközi botrány és egy múltból jött észlelés – 175 éve fedezték fel a Neptunuszt*. (2021) https://mta.hu/tudomany_hirei/tetovazo-csillagaszok-nemzetkozi-botran-y-es-egy-multbol-jott-eszleles-175-eve-fedeztek-fel-a-neptunuszt-111601 (2022. 05. 09.)
- Dan Burns: *Gravity Visualized*. <https://youtu.be/MTY1Kje0yLg>
- Roy R. Gould: Why does a ball fall?: A new visualization for Einstein's model of gravity. *American Journal of Physics* 84 (2016) 396.
- Krzysztof Rebilas: Comment on „Why does a ball fall?: A new visualization for Einstein's model of gravity”. *American Journal of Physics* 85 (2017) 66.
- World's longest domestic flight: https://en.wikipedia.org/wiki/World%27s_longest_domestic_flight
- Derek Muller: *Why Gravity is NOT a Force*. <https://youtu.be/XRr1kaXKBsU>
- LVK Collaboration: <http://ligo.elte.hu/detections/GWTC-3.php>
- Kurzgesagt: *Neutron Stars – The Most Extreme Things that are not Black Holes*. <https://youtu.be/udFvKZRYQt4> (2022.04.08.)
- Kurzgesagt: *Black Holes Explained – From Birth to Death*. <https://youtu.be/e-P5IFTqB98> (2022. 04. 08.)
- Steve Mould: *Gravitational Waves Work Like This Drill on Spandex*. <https://youtu.be/dw7U3BYMs4U>
- LIGO Scientific Collaboration (LSC): <http://ligo.elte.hu/science/GW-Sources.php> (2022. 05. 03.)
- LSC: <http://ligo.elte.hu/science/GW-Continuous.php>
- Laserlabs: <https://www.laserlabs.org/spacetimequest.php> (2022. 05. 04.)
- The Virgo collaboration, Virgo Technical documentation system, VIR-0128A-12 <https://tds.virgo-gw.eu/ql/?c=8940> (2022. 11. 01.)
- Cardiff Gravity Research Group: <https://blackholehunter.org> (2022. 05. 04.)
- Cardiff Gravity Research Group: <http://data.cardiffgravity.org/waveform-fitter/> (2022. 05. 04.)

A FOLYAMATOK MEGFORDÍTHATATLANSÁGA ÉS A LOSCHMIDT-PARADOXON

Zhang Yu Jie – Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium

Simon Ferenc – Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Természettudományi Kar

Két különböző hőmérsékletű testet összeérintve a melegebb lehűl, a hidegebb felmelegszik, a vízbe ejtett tintacsepp széteszik, az üres tartályba spriccelt gázcsepp szétterjednek, az idő csak előre haladhat. Ezen hétköznapi megfigyeléseink az emberi agy számára annyira nyilvánvalóak, hogy ha egy kisgyermeknek olyan videót mutatunk, amelyben egy halványkék vízből egy csepp tinta válik ki, rögtön tudja: ez átverés, és a videót visszafelé játszották le. Minden jelenségek a hőtan második főtételében, mint a természetet leíró alapvető törvényszerűségben vannak kimondva. Sajnálatos módon a második főtétel egyre inkább kiszorul a fizika oktatásából, ezért cikkünkben ezt a kérdést járjuk körbe egy olyan konkrét példa bemutatásával, amely látszólag sérti a második főtételt, és mégis segít megérteni annak lényegét.

A hőtan második főtétele

A hőtan második főtétele a fizika oktatásában az első főtételt, azaz az energiamegmaradás tételét követi (*Clausius* és *Lord Kelvin*, 1850), bár történetileg a második főtételt hamarabb mondták ki (*Carnot*,

A cikk szerzői köszönetet mondanak a *Czigány Tibor* rektor által kezdeményezett BME Középiskolák TDK programnak. A cikk elkészültét a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Hivatal támogatta a K137852, TKP2021-EGA-02, TKP2021-NVA-02 és a V4-Japán programok által, valamint az Innovációs és Technológiai Minisztérium a Kvantuminformatikai Nemzeti Laboratórium projekt keretében.



Zhang Yu Jie a Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium 12. osztályos tanulója, általános tantervű tagozaton. Fizikatanárai *Schrámek Anikó* és *Pintér Géza*. A BME „Középiskolák Tudományos Diákköri Konferencia” program keretében végez az egyetem Természettudományi Karán kutatómunkát. A magyar junior gyorskorcsolya-válogatott tagja.



Simon Ferenc fizikus, egyetemi tanár, a BME TTK dékánhelyettese. Érdeklődési területei: szilárdtest-spektroszkópia, spintronika, a fizika népszerűsítése. Legfontosabb eredményei: az itineráns elektronok mágneses rezonancia-jelének felfedezése új fémekben (MgB_2 , bórral dópolt gyémánt, alkálival dópolt grafén), a spinrelaxáció egyesített elméletének kidolgozása, spinnel nyomjelzett szén nanocsövek előállítás és triplált optikai állapotok felfedezése nanocsövekben. ERC és Lendület-pályázat vezetője.

1824). Előbbi azt írja le, hogy egy test belső energiáját hőközléssel és munkavégzéssel tudjuk megváltoztatni; utóbbi már csak azért is bonyolultabb, mert több ekvivalens megfogalmazása létezik, eszerint:

– Nem lehet egy testtel úgy hőt közölni, hogy azt leadott hő nélkül, teljes egészében munkává alakítsa.

– Spontán folyamatban hő nem áramolhat hidegebből melegebb testre.

– Nem létezik olyan folyamat, ami csak abból áll, hogy egy test energiája csökken, és ez az energia-csökkenés teljes egészében munkává alakul.

– Hőerőgépként működő folyamat hatásfoka mindig kisebb, mint 100%.

A fenti megfogalmazások elsősorban a munkavégzésre és hőközlésre utalnak. Nem nyilvánvaló, hogy miért állnak ezek szoros kapcsolatban a folyamatok irányával vagy azok megfordíthatatlanságával, azaz irreverzibilitásával. Az első és második főtétel viszonyára úgyis gondolhatunk, hogy az első főtétel adja meg, *mely folyamatok mehetnek végbe*, a második pedig, hogy ezek közül *ténylegesen melyik megy végbe*. Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy az idő iránya jól definiált, és a második főtétel összefüggésben van az idő irányának haladásával, összhangban azzal, amit a visszafelé lejátszott videó kapcsán megemlégtünk.

Gázokra a hőtan második főtételét – mikroszkopikus megfontolásokat használva – *Ludwig E. Boltzmann* bizonyította be. Megmutatta, hogy igen sok ($6 \cdot 10^{23}$ nagyságrendű) gázcsepp esetére például egyetlen nagyenergiájú részecskében bevitt többlet mozgási energia (azaz többlet hő) a többi részecske között szétoszódik, eloszlik. Boltzmann azt is megmutatta, hogy ennek az állapotnak van a legnagyobb statisztikai valószínűsége. Másfelől a hőtani folyamatok megfigyelésekor azt a megállapítást tehetjük, hogy egy rendszert magára hagyva egy idő után beáll az egyensúlyi állapot. Tehát az egyensúly elérése a legnagyobb valószínűséggel megvalósuló állapot létrejöttét jelenti. Kiderül, hogy véges (de *nagyon* kicsi) valószínűséggel az egyensúlytól is el lehet térni: a függelékben részletezett számítással belátható az, hogy egy porszem (tömege körülbelül 1 mikrogramm) a környezetéhez képest 1 millikelvinnel történő lehűlésének valószínűsége $1:10^{300\,000}$ -hez. *Steven Weinberg* szemléltetése szerint ez annak a valószínűsége, mintha annyi csimpánzt vennénk, ahány részecske van a Világegyetemben, leültetnénk őket egy írógép elé, a billentyűzet gombjait másodpercenként, véletlenszerűen nyomogatnák az Univerzum teljes élettartama alatt, és egyiküknél Shakespeare egyik drámája íródna le.

Bár Boltzmann mikroszkopikus elmélete a mai ismereteink szerint helyes, mégis a 19. század egyik legizgalmasabb tudományos vitáját váltotta ki. *Josef Loschmidt* felvetette, hogy a folyamatok irreverzibilitásának Boltzmann szerinti leírása nem ellentmondásmentes, mivel a mikroszkopikus folyamatokban az idő iránya nem kitüntetett. Erre a legismertebb példa a rugalmas ütközés. Tekintsünk két azonos tömegű részecskét, amelyek egy dimenzióban egymás felé mozognak u_1 és u_2 sebességgel, majd az ütközést követően v_1 és v_2 sebességgel haladnak tovább. Az energia és lendület (impulzus) megmaradását felírva kiderül, hogy a két részecske sebessége az ütközést követően felcserélődik, azaz $v_1 = u_2$ és $v_2 = u_1$. Eszerint, ha a két rugalmasan ütköző részecske mozgását videón rögzítenénk, nem tudnánk különbséget tenni a között, hogy a videót időben előre, vagy pedig visszafelé játsszuk-e. Ezt a jelenséget például egy *Newton-bölcső* videófelvétele esetében is tapasztalhatjuk, amikor a két különböző irányban levetített videó között (látszólag) nem tudunk különbséget tenni.

Természetesen tudjuk, hogy a tökéletesen rugalmas ütközés két makroszkopikus tárgy között csak absztrakció, és a valóságban nem létezik, ezért az ütközés során mindig lesz egy kis mechanikai energiavesztés, ami a testeket felmelegíti; így az ütközést infravörös kamerával figyelve már különbséget tudunk tenni az időben helyes és a visszafelé irányban lejátszott videók között. Hasonlóan, a mechanikai energiavesztés miatt – ugyan elég hosszú idő alatt – a *Newton-bölcső* megáll, ezért a videó iránya is egyértelműen kiderül.

Josef Loschmidt felvetése *Loschmidt-paradoxon* néven vonult be a köztudatba, azaz: bár a mikroszkopikus folyamatok időben szimmetrikusak, egy részecskesokaságban a folyamatok iránya mégis egyértelmű, tehát a folyamatok mindig irreverzibilisek, időben megfordítva nem játszódnak le.

A Boltzmann-féle gondolatmenet és a hőtan második főtétele nagy szerepet kapott a 20. században az információtudományban is, ugyanis 1948-ban *Claude Shannon* megmutatta, hogy a folyamatok irreverzibilitásának köze van az információvesztéshez, azaz amikor egy részecskesokaságban az energia szétszóródik, akkor a kezdőállapotot jellemző információ is szétszóródik, elvész.

A Loschmidt-paradoxon azt a kérdést is felvetette, habár a folyamatokat egzaktul nem lehet visszafordítani, lehet-e az úgynevezett *Loschmidt-echót* létrehozni? A továbbiakban az *echo* szót fogjuk használni, mert a szó szerinti magyar fordítása – visszhang – nem megfelelően tükrözi a jelenséget. A Loschmidt-echo lényege, hogy olyan fizikai rendszert keressünk, amelyben va-

lamilyen fizikai folyamat révén legalább részlegesen visszahozható az eredeti állapot. A Loschmidt-echo létezését olyan rendszerekben várjuk, ahol a reverzibilis (azaz visszafordítható) információvesztés zajlik, illetve ez dominálja a jelenséget. Ezzel együtt, ilyenkor az információ csak részlegesen, lassan vész el, emiatt a reverzibilis folyamatot valamilyen trükk révén visszafordíthatjuk, azaz a rendszer a kiinduló állapotába majdnem tökéletesen áll vissza. Ez a jelenség első ránézésre sérti a hőtan második főtételét, azonban láthatjuk, hogy az még ilyenkor is érvényes, és a kezdeti állapot közel jó visszaállítása csupán a rendszerre jellemző reverzibilis hatások következménye.

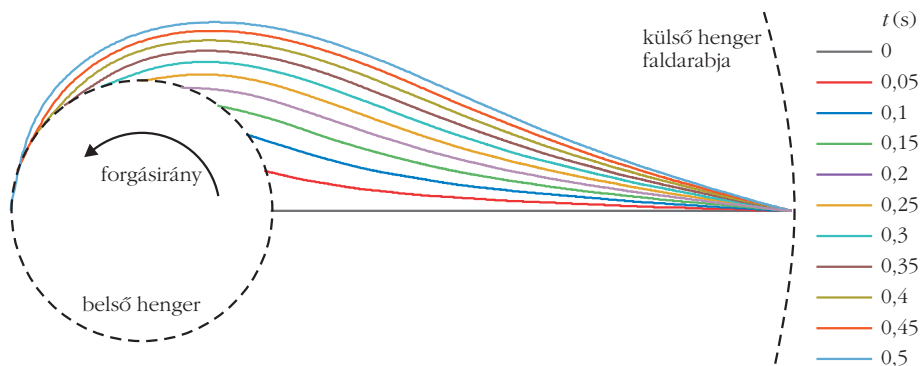
A Loschmidt-echo megvalósítására néhány fizikai rendszert ismerünk: az úgynevezett *tautochrone* görbén egymással szemben haladó golyókat, a már említett *Newton-bölcst*, és a magmáneses rezonanciás *spinechót*. A magmáneses rezonanciás spinechót *Erwin Hahn* fedezte fel 1950-ben [1], amelynek továbbfejlesztett változata a *Mezei Ferenc* nevéhez fűződő neutronspinechó [2]. E cikkben egy másik lehetséges megvalósítást mutatunk be, a lamináris áramlásban létrehozott Loschmidt-echo, de ebbe a témakörbe illeszkednek még az úgynevezett kémiai hullámok is.

A kísérlet megvalósítása

A Loschmidt-echo lamináris áramlással történő megvalósításához az interneten találunk forrást, mi ezt a kísérletet ismételtük meg [3], megvizsgálva a létrehozás buktatóit. A lamináris áramlással megvalósítható Loschmidt-echo kísérlethez több laboratóriumi eszközt használtunk. Egy 500 ml-es főzőpoharat kétoldalú ragasztóval rögzítettünk egy lapon. Szintén e lapra van rögzítve két függőleges rúd a főzőpohár mellett, amelyek a főzőpohárba merülő 3 cm átmérőjű – egy tekerőkar segítségével forgatható – plexihengert tartanak. A tekerőkar végén egy forgó korong is található, ez teszi lehetővé a tekerőkar folyamatos forgatását.

Továbbá szükség van még glicerinnel és ételszinezékre. A nagy viszkozitású glicerinnel jól végrehajtható a kísérlet, bár próbálkoztunk a kisebb viszkozitású mézzel is. A még nagyobb viszkozitású kukoricake-

1. ábra. A két koncentrikus henger ($R_1 = 1$, $R_2 = 5$ egységnyi sugárral) között kialakuló Taylor-Couette-áramlás azonos fázisú pontjainak szemléltetése $\omega = 2 \text{ s}^{-1}$ körfrekvencia esetében, különböző időpontokban. A szaggatott kör a körbeforgó belső, míg a körív az álló külső hengert szemlélteti.



ményítővel már nem sikerült elvégezni a kísérletet. Az ételfestéket a glicerinnel elkevertük, hiszen a sűrűségkülönbség miatt a festék egyből felszínre úszott volna. A kísérlethez a glicerint és a festékes glicerint is $-18\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra hűtöttük, viszkozitása tovább nőtt, így a festékcsepp lassabban kenődött szét a diffúzió által. Különböző színű ételfestékeket (kék, piros, zöld) használtunk, hogy azok minél látványosabbak és könnyebben megkülönböztethetők legyenek. A glicerint – nagy viszkozitása miatt – hagyományos pipettával nem tudtuk felszívni, ezért gumifejes pipettát használtunk. Továbbá szükségünk volt két ventillátora is, hogy a főzőpohár oldalán lecsapódó vízpárát azonnal felszárítsák.

A kísérlet indításaként a hideg glicerint a két henger közé öntjük, majd a különböző színű cseppeket belehelyezzük. Ezután a belső plexihengert adott sebességgel forgatjuk, ekkor a festék szétkenődik. Ezt követően ugyanazzal a sebességgel, de ellentétes irányba forgatjuk a kart, miután a tekerő visszatért az eredeti pozíciójába, a szétkenődött festékcseppek újra összetömörödnek, megvalósítva a Loschmidt-echót. A legjobb eredményt egy, illetve két teljes körülforgatással értük el, míg három vagy annál több forgatás esetén a festékcseppek már annyira szétkenődnek, hogy jóval kevésbé tudják visszanyerni eredeti állapotukat.

A két henger között létrejövő lamináris áramlást Taylor–Couette-áramlásnak nevezik. A Wikipédián [4] található képlet szerint a középponttól r távolságra lévő rétegek kerületi sebessége

$$v = A r + \frac{B}{r},$$

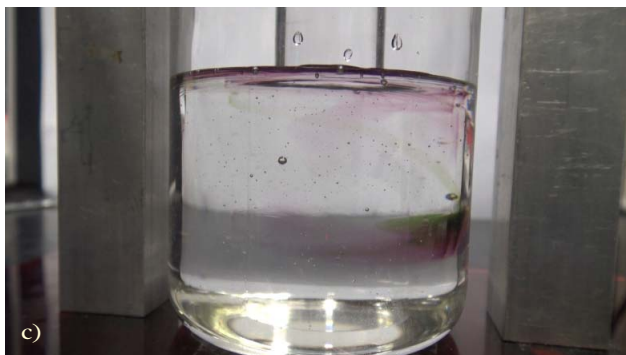
ahol a konstansok

$$A = \frac{-\omega \eta^2}{1 - \eta^2} \quad \text{és} \quad B = \frac{\omega R_1^2}{1 - \eta^2},$$

itt ω a belső henger szögsebessége, $\eta = R_1/R_2$, R_1 és R_2 pedig rendre a belső és a külső henger sugara. Az $r = R_1$, illetve $r = R_2$ szélsőértékeket írva a képletbe, kiszakapjuk a várt ωR_1 és 0 sebességeket. Grafikonon megjelenítve (1. ábra) jól látszik, hogy a kisebb hengertől egyre távolodva a részecskék miként fordulnak el az idő függvényében, illetve az is, hogy a legbelső réteg fordul el a legtöbbet (azaz együtt a belső hengerrel), míg legkülső réteg helyben marad (együtt az álló, külső hengerrel). Továbbá az is kiderült, hogy bár ez a sebességprofil sugárirányban nemlineárisan változik, mégis minden esetben a szögsebességgel arányos, ezért lényegtelen, hogy milyen szögsebességgel forgatjuk oda és vissza a hengert. A stacionárius Taylor–Couette-áramlás csak egy rövid tranzienst

2. ábra. A kísérletben három különböző színű csíkot helyeztünk egymás mögé – a zöld van legkívül, középen a kék, míg a forgó hengerhez legközelebb található a piros csík –, majd az óramutatóval ellentétes irányban a belső hengert kétszer körbeforgattuk, ezután következett a visszaforgatás. A különböző fázisok: a) a kísérlet eleje, b) egy körülforgatás utáni állapot, c) két körülforgatás utáni állapot, d) egy visszaforgatás utáni állapot, majd e) a végső állapot.





időt követően alakul ki (ezt bővebben nem vizsgáltuk, de a tranziens ideje a viszkozitás növelésével csökkenni látszott), így – tapasztalatunk szerint is – a folyamat nem tökéletesen szimmetrikus az időben.

A kísérletekről készült videók közül négy a <https://drive.google.com/drive/folders/1NX4j4XTcYTArUcngkOtPS9bAesGHU--L?usp=sharing> webhelyen tekinthető meg. A 2. és a 3. ábrán egy-egy kísérlet jellegzetes időpontjaiban – kezdeti pozíció, teljes elforgatás fele, teljes elforgatás, visszaforgatás fele, újból a kezdeti pozíció – felvett fényképek láthatók.



A videók helye

Az eredmények értelmezése

A megfigyelt jelenség azért közel reverzibilis, mert a szétkenődés nem természetes módon (azaz véletlenszerűen) bekövetkező folyamat, hanem jól meghatározott külső hatás (a forgatás) miatt keletkezik. Ezért a folyamat közben alig történik információvesztés; lamináris áramlásban minden egyes réteg „tudja”, hogy mekkora sebességgel rendelkezett, így a rétegek közötti szétcsúszás visszaállítható. Azonban diffúzió, ami a festékcseppek lassú szétkenődését okozza, még a nagy viszkozitású folyadékokban is előfordul. E diffúzió az a folyamat, amely egyértelműen a második főtétel hatását írja le. A Loschmidt-echó jelensége pedig jól szemlélteti, hogy ugyan készíthetünk olyan rendszert, amely látszólag ellentmond a hőtan második főtételének, valójában annak érvényességét és hatását mutatja be rendkívül érdekesen.

Függelék

Számítsuk ki annak valószínűségét, hogy az $m = 1 \mu\text{g}$ tömegű porszem hőmérséklete a szobahőmérséklethez képest $\Delta T = 1 \text{ mK}$ -nel spontán módon lehűl. Az entrópia statisztikus értelmezése szerint ennek valószínűsége véges. A folyamatban a porszem által leadott hő

$$Q = c m \Delta T = 1 \text{ nJ}, \quad \text{ha } c = 1 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}.$$

A folyamathoz tartozó entrópiaváltozás nagysága

$$\Delta S = -\frac{Q}{299,999 \text{ K}} + \frac{Q}{300 \text{ K}} = -1 \cdot 10^{-17} \frac{\text{J}}{\text{K}}.$$

A Boltzmann-féle entrópiaértelmezés szerint

$$S = k_B \ln W,$$

ahol k_B a Boltzmann-állandó ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$), W pedig a lehetséges mikroállapotok száma. A kisebb entrópiához kevesebb mikroállapot tartozik, ezek szerint

3. ábra. Hasonló a 2. ábrához, csak itt egymás mellé helyezett festékcseppek keverednek el, majd visszaforgatás után nagyjából eléri a kiinduló állapotukat.

$e^{700\,000} \approx 10^{300\,000}$ -szer kevesebb. Az entrópia statisztikus értelmezése szerint, a fenti, spontán lehűlési folyamat bekövetkezési valószínűsége egy a $10^{300\,000}$ -hez. Az alábbi példa szemlélteti, hogy ez a szám mennyire hatalmas.

Steven Weinberg *Az első három perc* című könyvében tette népszerűvé a végtelen sok majom és írógép tételét. A tétel úgy szól, ha nagyon sok csimpánzt ültetünk le egy-egy írógép elé, akkor a teljesen véletlenszerű, másodpercenkénti billentyűzetelek mellett nagyon sok idő alatt véges valószínűséggel egyikük le fogja gépelni *Shakespeare* egyik drámáját. Érezzük, hogy bár ez véges idő alatt bekövetkezik, de valószínűsége nagyon kicsi. Vizsgáljuk meg, hogy mennyire kis érték!

Shakespeare leghosszabb drámája, a *Hamlet* – eltekintve az írásjelektől, nagybetűzéstől és a szóközöktől – nagyjából 130 000 karaktert tartalmaz. Az angol abc-ben 26 különböző betű szerepel, ezért az első betű helyes eltalálásának valószínűsége 1 a 26-hoz. Az első két betű helyes kombinációjára az esély 1 a 676-hoz ($26 \cdot 26$). Az első két sor, ami 50 betű, leütésére már csak $1:26^{50} \approx 1:10^{71}$ az esély.

Annak valószínűsége, hogy első próbálkozásra sikerüljön a teljes művet legépelni, $1:26^{130\,000} \approx 1:10^{184\,000}$. Vegyük észre, hogy az arányárban szereplő rendkívül nagy szám még mindig kisebb, mint a porszemes példában kapott érték. Ha egy csimpánzt leültetünk egy írógép elé és az Univerzum teljes eddigi élete (körülbelül $4 \cdot 10^{17}$ másodperc) alatt gépel, akkor ilyen hosszú-

ságú karaktersorozatot kapunk (hiszen másodpercenként egy karaktert üt le). Keressük meg annak valószínűségét, hogy e hosszú karaktersorozatban megjelenik a 130 000 karakter hosszúságú dráma! Ez a kérdés a binomiális eloszláshoz vezet, de tekintve a nagy számokat, Poisson-eloszlással jól közelíthető. E szerint annak valószínűsége, hogy k hosszúságú adott karaktersorozatot találunk N elemű véletlen sorozatban:

$$P(k) = 1 - \exp(-N \cdot 26^{-k}) \approx N \cdot 26^{-k} \approx 10^{-183\,983}.$$

Vegyük észre, hogy a valószínűség bár 17 nagyságrendet nött, a változás értéke mégis elenyésző az eredeti 184 000-es kitevőjűhöz képest. Végül, ha az Univerzum részecskéinek számával egyenlő, körülbelül $3 \cdot 10^{80}$ számú csimpánz folyamatosan egyszerre gépel, akkor annak valószínűsége, hogy az Univerzum eddigi élete során egyszer előfordul egy konkrét dráma valamelyikük szövegében, mindössze körülbelül $1:10^{183\,900}$ -hoz. Kiszámítható, hogy a véletlen gépelésekből csupán mintegy 70 karakter hosszúságú egyezést remélhetünk ilyen sok csimpánz ($3 \cdot 10^{80}$) és ilyen hosszú idő ($4 \cdot 10^{17}$ s) alatt.

Irodalom

1. E. L. Hahn: Spin echoes. *Physical Review*. 80 (1950) 580.
2. F. Mezei: Neutron Spin Echo and Polarized Neutrons. In *Neutron Inelastic Scattering 1977*. IAEA, Vienna (1978) p. 125.
3. https://www.youtube.com/watch?v=p08_KITKP50
4. https://en.wikipedia.org/wiki/Taylor%E2%80%93Couette_flow

HÍREK – ESEMÉNYEK

TÓTH ESZTER (1948–2022)

2022. szeptember 25-én elhunyt *Tóth Eszter*, Rátz Tanár Úr életműdíjas fizikatanár, kutató.

Tóth Eszter 1971-ben matematika–fizika–ábrázoló geometria szakos tanárként végzett az Eötvös Loránd Tudományegyetemen. 1976-ban *A kvantummechanika tanítása* című értekezésével szerzett egyetemi doktori fokozatot.

1971-től 1990-ig a budapesti József Attila Gimnázium, 1990 és 2003 között a budapesti Lauder Javne Iskola, 2004-től 2019-es nyugdíjba vonulásáig a váci Boronkay György Műszaki Középiskola és Gimnázium tanára volt. A tanítástól nyugdíjasként sem szakadt el, versenyekre készítette fel tehetséges diákjait.

1982–1992 között és 2002-ben tudományos munkatársként dolgozott az Eötvös Loránd Tudományegyetem Atomfizika Tanszékén.

1992-től 2007-ig a RAD Labor (RAD: Rákkockázat Alacsony Radioaktív Dózisokban) vezetője és 2005-től

az Ifjúsági Kutató – Váci Tudásközpont Alapítvány (IKU) kuratóriumának elnöke volt.

Tanárnak született, tudta, miért nem értenek valamit a diákok. Nagyon pontosan megérezte, hol akadtak el, és néha csupán egy mondattal, egy pontosan megfogalmazott kérdéssel segítette őket tovább. Szerette, hogy a problémákat a diákok többféleképpen közelítik meg, és ez mit ad hozzá a megértéshez.

A Rácz Tanár Úr Életműdíj átvétele után nyilatkozta: „Azt tartom csodának, hogy ahogy öregedtem, egyre közelebb kerültem a gyerekekhez. Valahogy egyre jobban megérezem a lelküket, hogy mit gondolnak arról, amit én gondolok a fizikáról. És én ezt élvezem most és nem a tankönyvírást.”

Tanári munkáját a szakmai igényesség, fogalmi precizitás és a pedagógusi elhivatottság jellemezte. A sok kísérletezéssel egybekötött fizikatanítás híve volt. A kísérletekkel bizonyította, hogy amit tanít, az nem



„Nagygyúival” Mátraderecskén 2015 augusztusában.

csak spekuláció és matematika, hanem a természet viselkedése, működése. Saját szavaival: „Kísérletezni azért jó, mert azt mutatja, hogy nem én vagyok, aki megmondja a tutit, hanem a természet.”

Diákjaival mérték a csernobili katasztrófa után a levegő aktivitását, és összehasonlították a tanteremben hétvégén felgyűlt radonleányok aktivitásával. Valódi helyszíneken, igazi méréseket vezetett, megismertette tanítványaival a mérési módszereket, és azt, hogyan értékeljük és mutassák be az eredményeket. Saját mátraderecskei házában szervezett nagy sikerű táborokat az érdeklődőknek. Előfordult, hogy tizenhatan zsúfolódtak össze egy házikóban, mégis mindenki azt mondta utána, hogy „Nagyon jó volt!”

Marx György professzor kezdeményezésére több mint 400 község, kisváros közel 20 000 lakóházának természetes radioaktivitását mérte általános iskolai tanárok és tanulók aktív közreműködésével. Az általános iskolások helyezték ki és gyűjtötték be a detektorokat, a középiskolások kiolvasták, értékelték azokat.

Ehhez a résztvevő iskolásokkal szoftvereket fejlesztettek, hardvert készítettek. A mérési eredményeket bemutató publikációkban a diákok társszerzőként szerepeltek. Ennek óriási pedagógiai impaktja volt, gyerekek százai ismerkedtek meg a tudományos kutatás alapjaival, a radioaktivitás tulajdonságaival, hatásaival. Ezzel a mérésorozattal nemzetközi elismerést szerzett a magyar fizikaoktatásnak, egyben lehetővé tette, hogy Magyarország felkerüljön a világ radontérképére.

Közel húsz éven keresztül résztvevője volt az Országos Fizikatanári Ankétoknak, ahol több előadást és műhelyfoglalkozást tartott saját kutatásairól.

Rendszeresen részt vett nukleáris témájú konferenciák, szakmai kirándulások szervezésében.

Az IKU-ban, amelybe 2007-től beintegrálódott a RAD, évente tucatnyi közép és általános iskolás végzett egyéni kutatómunkát Tóth Eszter irányításával. Az itt végzett tevékenység eredményeit például a Kutató Diákok Országos Konferenciáján mutatták be a diákok.

A fizikatanítással kapcsolatban hetven angol nyelvű publikációja született. A beltéri radonfelmérésekről huszonhat cikke jelent meg angolul és húsz magyarul. Hat könyvet írt, közülük négy középiskolai tankönyvet. Utóbbiak közül a 18 éveseknek írt könyvet lefordították japán és kínai nyelvekre (több mint tízmillió

példány jelent meg belőle), a 14 évesek számára írt tankönyvét pedig spanyolra és kínaira.

Több tanítványa lett fizikus, többeket a PhD cím megszerzéséig vezetett.

„Ahol Eszter tanít, ott fizikusok teremnek.” (*Fodor Erika*, Tóth Eszter Rázt Tanár Úr Életműdíjas kollégája)

Nagy tanáregyéniség ment el, tanítványai viszik tovább az emléket.

Ujvári Sándor

Tanítványai emlékeznek

Sőregi Mária: Én neki köszönhetem, hogy az álmom teljesült és felvettek az orvosira. Abban az évben öten írtuk meg 100%-ra a fizika felvételit, az egyik én voltam. Tóth tanárnő készített fel. Hálával gondolok rá mindig.

Aradi Bence: Humorérzék, vagányság, égő intelligencia.

Martino Di Sanpietro: Tulajdonképpen egyetemi tanár volt ő, nem klasszikus pedagógus. Lényegében tévedésből lettem „anyagszerkezetes”, így soha nem is akartam természettudománnyal foglalkozni életemben, s noha nem is igen értettem, mit is mond éppen (sőt mindig rettettem a nagydolgozatoktól), mégis azt mondom, ő volt a legnagyobb kaliber tanáraink között. Következetes, lánglelkű, csak a tudománynak élt. Mivel tudta, hogy művészcsaládból jöttem, folyton velem készítette a dekorációkat. Évekig kint volt a falon például az óriási felirat: LÉGSZENNYEZETTSÉG. Alatta az ipari porszívóval vett porminták, amelyeket GM-csővel mértünk, mert ugye a radonsugárzást kutattuk. Amilyen törekeny figura volt, olyan nagy tudós. Nyugodjék békében!

Bazsó Zsuzsanna: 1968–72/f osztály voltunk, azaz mat–fiz tagozat, fizika érettségire készültünk. 1971-ben meghalt a nagyon szeretett, nagytudású, jó humorú idős fizikatanárunk. Erre a helyre jött Eszter, kezdőként, pici, törekeny, vörös hajú „kislány”, a vagány 17 éves, túlnyomóan fiús osztályba. Nem sok esélye volt. Ám egy olyan fizikaórával indított, hogy néma csendben, érdeklődő figyelemmel hallgattuk mindnyájan. Ettől fogva nyert úgye volt nálunk! A tudása, a stílusa leszerelt minket!



„Nekem egyetlen igazság létezik: a gyerekeket segíteni a tudáson és tiszta érzelmeken alapuló, ezért biztonságot nyújtó, belső szabadsághoz. Ezt semmi nem írhatja felül.” (Tóth Eszter hitvallása)

„A bolondos piros láng”

Huszonkét éve végeztem a Lauder Gimnáziumban, tizenhét éve az Eötvös Egyetemen, akkor hagytam el Magyarországot. Eszterrel tizennégy éve beszéltem utoljára abban a kiskocsmában Vác felé félúton. Miért fájt mégis két héttel ezelőtt, amikor azt mondták „element”? Hiszen az, ahol megvolt, most is megvan bennem, nekem, most is szól, kérdez, figyelmeztet. De milyen jó, meleg és biztonságos volt annak tudata, hogy azért valahol ott is van: jelen van, új diákokkal találkozik, újakat talál!

Biztosan sokan elmondják a napokban, hogy Tóth Eszter szenzációs tanár volt, hogy megtalálta a hangot és a tökéletes magyarázatot annak is, akit éppen a bukástól igyekezett megmenteni fizikából, és annak is, aki kutatópályára készült. És ez jól is van így. De ha csak ennyit mondok, hiányzik a lényeg. Hogy mindenkiben a tehetséget kereste – és találta – meg, akár fizikáról volt szó, akár arról, hogy a színdarabban milyen szerep illik neki, akár a szerelmem tanártekinetéről. Így lett portásból is miniszter, és így lett sok diákjából jólsikerült *valaki*, akkor is, ha ez a valaki azért sem imádta a fizikát.

Biztosan sokan elmondják, hogy a Lauderban működő RAD Labort vezette, amiben rengeteg gyerek és felnőtt vett részt – egyébként tényleg mellékesen publikálható kutatást is végzett, mert hát a szó szerint országot átívelő program ennél sokkal fontosabb. De ha csak ennyit mondok, hiányzik a lényeg, pedig ez igazán elevenünkbe vág: Eszter a laborjában otthont alapított és jelentett sokunknak, sok az iskola keretei között bolyongó ilyen vagy olyan tehetségű gyerekeknek. De itt is a *hogyan* az igazi kérdés. Eszter volt az, akitől először láttam meg: *létezik jó autoritás*. Szabadság levegője áradt belőle – minden cigaretta ellenére

is! De ennél is több: laza nyak, tudott fölnézni, felismerni azt is, ha például a diákja valamiben (akár minden elgondolhatóban) túlnőtt rajta, és nemhogy nem bánta: tovább tolta onnan is.

Egy mátraderecskei fizikatáborban ebédnél elcsöndesedett és szelíden azt mondta: „azt, ami igazán fontos ebben az életben, azt úgysem a Tóth Eszter fogja megtanítani, de nem is az iskola”. Egy percig kérdőn néztük, aztán felkacagott. Ezt a nevetést mindenki ismerte, aki járt a közelében, és mindenki nagyon jól ismerte, aki a Koestler-színdarabban részt vett, amit ő szervezett, és amit a kedvéért fordítottam le lázasan egyvégtében, azután rendeztem. Hát nem, Eszter, tényleg nem Tóth Eszter tanítja meg. De hogy a beavatásom része voltál és vagy, nem tagadhatod! Itt állok – ülök – huszonkét évvel később, azért fizetnek, hogy fizikus legyek, egyetemi tanár, irodalmat, költőket fordítok és hány színházi darabot szerveztem-rendeztem azóta!

Úgyhogy itt vagyunk, én találkozom, néhanap találok, most miénk a feladat, egy-egy szikrával, amit magunkkal viszünk. És ha már szikra, végül ezt kell kiemelnem Eszterből: minden racionális kocka fizika után és mellett az ember mint ember, egészséges (ön)érték- és rangtudattal. Ahogy Marx Gyuri bácsinak – akit szintén tőle kaptam – egyik legszebb szövegét automatikusan és magától értetődően saját magára értette:

„Szeretnünk kell [...] ezt a bolondos piros lángot, mert ő az élet. Vidám lobogását meg akarjuk őrizni hosszú időre.”

Őrzöm.

Cziegler István

Tóth Eszter a *Fizikai Szemlében*

- Kvantummechanika középiskolásoknak I–II. – 1973/113, 142
- Atomfizika 14 éveseknek – 1973/160
- „Lendülettel” kezdett mechanika – 1977/480
- Részlet a IV. gimnáziumi fizikatankönyv pályázatából – 1979/234
- Morzszak a morzsákról – 1981/200
- Modellalkotás a természettudományi nevelésben – 1981/349 (Marx Györggyel)
- Rend és energia – 1982/407 (Marx Györggyel)
- Radon az iskolában – 1990/155
- Tohu va Bohu... (a II. főtétel tanítása az általános iskola 6. osztályában) – 1992/226
- Kopelman M.: Élvezd tanítványodban a felfedezés örömét! – interjú 1992/232
- Régóta jön-e a radon Mátraderecsken? – 1994/477
- Marx György 70 – 1997/198
- Lakótéri radon hosszútávú változásai – 1998/12 (Selmeczi Dáviddal, Papp Gézával, Szalai Sándorral)
- Radon a magyar falvakban – 1999/44
- Gondolatok az ionizáló sugárzás kis dózisainak hatásairól – 1999/394 (Kőteles Györggyel)
- Sós könnyünk – 2000/377
- Kapunyitogató – Jan Nilsson – 2001/220
- Teller Ede, 1908–2003 – 2003/309
- A CR39 nyomdetektorok ritkán előforduló anomális viselkedése – 2005/344 (Hámori Krisztiánnal)
- A lakótéri radonszint eloszlásáról – 2005/375 (Hámori Krisztiánnal)
- Adatminősítés az orvosi eszközfejlesztés szolgálatában – 2010/10 (Dani Árpáddal, Kovács Annával, Kovács Izoldával, Berta Katalinnal)
- Rátz Tanár Úr életműdíj 2014 – 2015/121 (Kármán Tamás interjúja)
- „A természet játékai” – 2017/168
- Tanári hitvallásom – 2019/216
- Morzszak a magfizika történetéből – 1–2. rész – 2020/75, 111

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT 2022. ÉVI KITÜNTETÉSEI

Az Eötvös Társulat minden évben elismeri azon tagjait, akik kiemelkedő teljesítményükkel a Társulat érdekében, a fizikus szakma, illetve a fizika oktatásának népszerűsítése terén maradandót alkottak. A díjakat általában az éves Küldöttgyűlésen adják át az arra érdemeseknek, ez alól kivétel, amikor a háromévenként megrendezésre kerülő Magyar Fizikus Vándorgyűlés ad otthont az ünnepélyes díjátadónak, ahogy idén is történt. Az alábbiakban köszöntjük a díjazottakat, ismertetjük az átadásra készült laudációkat, valamint *Soós Ildikó* fényképeivel felidézünk a Vándorgyűlés hangulatát.



Prométheusz-díj

Hadbázy Tibor munkahelye a Nyíregyházi Egyetem, illetve annak jogelődjeként működő főiskola volt, de tevékenysége, írott munkái és vállalt feladatai okán országosan ismert és elismert szakember. Pedagógus családból származik, kötődése a közoktatáshoz egész élete során megmaradt.

Általános és középiskolai tanulmányait Nyíregyházán végezte, majd matematika–fizika szakos tanárként diplomázott a Kossuth Lajos Tudományegyetemen. Két évet tanított a debreceni Fazekas Mihály Gimnáziumban, majd 1967-ben sikerrel pályázott a Nyíregyházi Főiskolára. 45 aktív évet dolgozott ott oktatóként, a Fizika Tanszék vezetőjeként, majd másfél évtizedig tanulmányi és általános főigazgató-helyettesként, később oktatási rektorhelyettesként. Kandidátusi fokozatot is szerzett.

Napjainkban a jelenleg már nyugalmazott főiskolai tanár szakmai tevékenysége a tehetséggondozásra irányul, ami korábban is szívügye volt. Fontos feladatának tartotta a fizikából tehetséges főiskolai hallgatók fejlesztését, gondozását. Tanítványai több



kiemelkedő díjat nyertek az Országos Tudományos Diákköri konferenciákon.

Ma többnyire az országos fizikaversenyeken találkozhatunk vele. Lektora és zsűrielnöke az Öveges József Kárpát-medencei Fizikaversenynek, rendszeres értékelője a Jedlik Ányos Országos Általános Iskolai Fizikaversenynek, az Evangélikus Gimnáziumok Országos Fizikaversenyének.

Az ELFT-nek 1969-től tagja, a helyi csoport vezetőségében is többször tevékenykedett. Meghatározó szerepe volt a több mint három évtizedes múltra visszatekintő *Őszi Fizikus Napok* rendezvénysorozat életre hívásában, kedvelt megyei rendezvénné szélesítésében. Szervezője volt a két alkalommal is Nyíregyházán megrendezett Országos Általános Iskolai Fizikatanári Ankétnak.

Életében mindig fontos szerepet játszott a tudományos ismeretterjesztés. Vallotta és vallja, hogy a legtöbb tudományos probléma, eredmény nagyon egyszerűen, a köznapi ember számára is „fogyasztható” módon interpretálható. Természettudományos (fizikai, csillagászati) ismeretterjesztő tevékenységét a megtartott előadások sokasága is fémjelzi. Ezek közül külön is említést érdemel a Magyar Televízió által 2008-ban rögzített és az óta többször megismételt *Miért kék az ég és fehérek a felhők* című szakmai-tudományos műsor. Rendszeres előadója a tanártovábbképzéseknek, a fizikatanári ankétoknak, tagja, majd szakértője a Pedagógus Továbbképzési Testületnek.

Konferenciák szervezője, konferenciakötetek szerkesztője. Publikációinak száma 105, írásai a fizika területét és a pedagógia területét érintik. Fizika és természettudomány oktatásában a módszertani jegyzetei a legértékesebbek, ami a pedagógusképzés sikerességének egyik feltétele.

Aktivitása az utóbbi években sem csökkent, meghatározó személyiség a fizikatanárok körében.



Marx György Felsőoktatási-díj

Litz József sok évtizedes főiskolai oktatói, tankönyvírói tevékenységéért részesült a díjban. A kitüntetett 1957-ben szerzett fizika-kémia szakos középiskolai tanári oklevelet az Eötvös Loránd Tudományegyetemen. Három év pécsi gimnáziumi tanárság után 1960-tól a Pedagógiai Főiskola fizikai tanszékének, illetve utódintézményeinek volt oktatója, 1973 és 1983 között tanszékvezetője. Oktatási tevékenysége mellett elektrolumineszcenciával, mágnességgtannal és a fizika szakmódszertanával foglalkozott. Kiemelkedő tankönyvírói munkásságot folytatott. Társszerkesztője volt a nagy sikerű *Általános Fizika* tankönyvsorozatnak, több résznek ő volt a szerzője.

Selényi Pál-díj

Jánossy István a folyadékkristályokban fellépő fotoindukált jelenségek kísérleti vizsgálatában elért eredményeiért kapta az elismerést. Jánossy István a Wigner Fizikai Kutatóközpont nyugdíjas tudományos tanácsadója, a fizikai tudományok doktora. Legismertebb eredményeként az 1990-es években molekuláris szintű magyarázatot adott a festékekkel adalékolt nematikus folyadékkristályok fényabszorpcióval indukált optikai átorientálására, amit azóta a szakterületen „Jánossy-effektus”-ként említenek. Ezt megelőzően, a 70-es években a rugalmas és az elektromos térrel keltett jelenségeket, valamint a hidrodinamikai instabilitásokat vizsgálta folyadékkristályokban. A 80-as években elért eredménye a termomechanikai csatolás felfedezése ko-



leszterikus folyadékkristályokban, amely több mint 30 év után váltott ki jelentős tudományos érdeklődést. A 2000-es évektől napjainkig a folyadékkristály felületén fellépő jelenségek vizsgálatára összpontosít. Megmutatta a fotoindukált irányrendezés háromdimenziós lehetőségét. Kísérletei többségét saját tervezésű (alacsony költségvetésű) elrendezésekkel valósította meg.

Gyulai Zoltán-díj

Vancsó Péter a kétdimenziós anyagok vizsgálatában elért eredményeiért érdemelte ki a díjat. Vancsó Péter, az Energiatudományi Kutatóközpont Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézet tudományos munkatársa, 2015-ben szerzett PhD-fokozatot az Eötvös Loránd Tudományegyetemen. A kétdimenziós anyagokon az intézetben végzett mérések és az ott megfigyelt jelenségek értelmezése terén ért el jelentős eredményeket. A MoS_2 pásztázó elektronmikroszkóppal észlelt ponthibáinak leírásában elért eredményeit mára több mint 130-szor hivatkozták. Feltárta a MoS_2 oxidációs mechanizmusának hátterét, valamint a szubsztitúciós hibák hatását a katalitikus tulajdonságokra. A nanoskálán deformált grafén optikai tulajdonságainak és a kísérletileg észlelt látható frekvenciájú grafénplazmonok kialakulásának magyarázatában elért legújabb eredményei a *Nature Nanotechnology* folyóiratban jelentek meg.



Jánossy Lajos-díj

Vértesi Róbert a nagyenergiás nehézion-fizika területén elért eredményeiért részesült a kitüntetésben. Vértesi Róbert, a Wigner Fizikai Kutatóközpont Rézecske és Magfizikai Intézetének tudományos főmunkatársa 2011-ben a Debreceni Egyetemen szerzett PhD-fokozatot. Kutatási területe a nagyenergiás nehézion-fizikán belül a nehéz hadronok korrelációjának kísérleti elemzése, jetek szerkezetének vizsgálata, semleges mezonok és direkt foton keletkezése, és ezek fenomenológiája. Elsőként vizsgálta a kis ütközési rendszerekben a jet szerkezetének jellemzőit a részecskemultiplicitás függvényében. Munkáját több nagy nemzetközi kollaboráció keretében végzi Brookhavenben és a CERN-ben, de egyértelműen kimutatható egyéni hozzájárulása az elért eredményekhez. Emellett oktatási tevékenysége is kiemelkedő.



Gombás Pál-díj

Az Eötvös Társulat *Vukics András*t az ultraerősen csatolt atom-foton rendszerek leírásával kapcsolatos eredményeiért részesítette a díjban. Vukics András, a Wigner Fizikai Kutatóközpont Szilárdtest-fizikai és Optikai Intézet tudományos főmunkatársa 2007-ben szerzett PhD-fokozatot a Szegedi Tudományegyetemen. 2012 óta foglalkozik az ultraerősen csatolt atom-foton rendszerekkel. Rámutatott, hogy a nemrelativisztikus kvantum-elektrodinamika elektromosdipól-képében levezetett Dicke-modellre a fázisátalakulást kizáró „no-go” tételek érvényüket veszítik. Javaslatot tett egy regularizált képre, amelyben a Dicke-fázisátmenet a kondenzált fázisba való átmenettel olvad össze. Végesméret-skálázással numerikusan megmutatta, hogy a fotonblokádtörés egy nulladimenziós elsőrendű disszipatív fázisátmenetként értelmezhető. Numerikus és elméleti vonalon részt vett e jelenség kísérleti megvalósításában szupravezető mesterséges atomok rendszerében.

Detre László-díj

Pál András az első magyar asztrofizikai műhold, a GRBAlpha kifejlesztésében és megépítésében elért eredményeiért, valamint ennek a nagyenergiájú asztrofizikára gyakorolt hatása elismeréseként kapta a díjat. Pál András csillagász, a Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly-Thege Miklós Csillagászati Intézetének tudományos főmunkatársa, 2009-ben szerzett PhD-fokozatot az Eötvös Loránd Tudományegyetemen. Munkássága ugrásszerű változást hozott a Csillagászati Intézetében folyó műszerfejlesztési és űrcsillagászati K+F tevékenységben. Vezető szerepe volt az első magyar asztrofizikai műhold kifejlesztésében, megépítésében és pályára állí-

tásában. A GRBAlpha cubesat 2021 tavasza óta működik, új lehetőséget nyitva a kozmikus gamma-sugarak detektálására.

Schmid Rezső-díj

Fábián Margit az amorf oxidok és kalkogenidek szerkezetvizsgálata terén elért eredményeiért érdemelte ki az elismerést. Fábián Margit, az Energiatudományi Kutatóközpont tudományos főmunkatársa, 2009-ben szerzett PhD-fokozatot az Eötvös Loránd Tudományegyetemen. Kutatómunkája az amorf oxidok és kalkogenidek előállítására, a minták széles körű szerkezetvizsgálatára, az atomi szerkezet modellezésére fókuszál, amelyek alapján az összetételeket az adott alkalmazásra optimalizálhatják. Újabb kutatási területként a szilárdtest-akkumulátorok elektrolitanyagának fejlesztésével és vizsgálatával is foglalkozik. Eddigi kutatásai jelentősen hozzájárultak a magyar nukleáris technológia fejlődéséhez. Kutatásainak eredményességét mutatja számos tanulmánya, meghívott előadása, nyertes pályázata, a munkáira kapott több mint 300 független hivatkozás.



Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682
A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: elft@elft.hu

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtítkár, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.
Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.

Nyomdai előkészítés: Kármán Stúdió, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.
Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszerűsített
Megjelenik havonta (évente egyszer duplaszámmal), egyes szám ára: 1100.- Ft (duplaszámé 2200.- Ft) + postaköltség.

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

Megjelent az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny 2017–2022 Feladatok és megoldások című könyv!



A könyv kinyomtatott, kötött példányát ajándékba küldjük azoknak, akik legalább 6000 forinttal támogatják a Versenyt. A támogatások kezelését és az ajándékkönyvek postázását a Verseny gazdasági ügyeit intéző Magyar Nukleáris Társaság végzi, ezért a támogatást az MNT Raiffeisen Banknál vezetett 12011265-01211547-00100000 számlájára lehet küldeni „OSZLV támogatás” megjegyzéssel. Kérjük feltüntetni a támogató postacímét is, ahova az ajándékkönyvet küldhetjük.

Akik a könyvet megvásárolni szeretnék, 6000 Ft + áfa + postaköltség értékben tehetik ezt meg a Magyar Nukleáris Társaság részére küldött megrendeléssel.

A megrendelők számára az MNT áfás számlát állít ki.

Lásd: <https://nuklearis.hu/kapcsolat>

Az Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt – és ezzel a könyv kiadását is – a mellékelt képen lévő szervezetek/intézmények támogatták.

A kötet a Verseny feladatairól készült könyvsorozat legújabb, negyedik tagja. Tartalmazza az elmúlt 6 év versenyeinek számítós feladatait és azok megoldásait, a kísérleti és szimulációs fordulók feladatait, illetve „minta” jegyzőkönyveket a gyakorlati fordulók megoldására. A könyv végén a versenyek eredményei is megtalálhatók.

A versenybizottság döntése alapján a könyv **elektronikus verziója szabadon letölthető** az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny honlapjáról: <https://szilardverseny.hu>.

A letöltött anyag felhasználását a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike (CC BY-NC-SA 4.0) licenc szabályozza. <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/deed.hu>

Támogatóink

Nemzeti Tehetség Program

Emberi Erőforrások Minisztériuma

Energetikai Technikum és Kollégium, Paks

Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány

Magyar Nukleáris Társaság

BME Nukleáris Technikai Intézet

Eötvös Loránd Fizikai Társulat

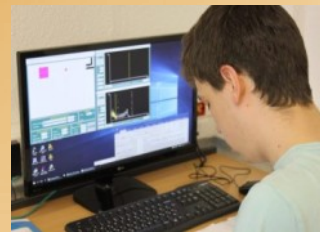
MVM Paksi Atomerőmű Zrt.

Paksi Vak Bottyán Gimnázium





Országos Szilárd Leó Fizikaverseny



A XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny meghirdetése

Az Országos Szilárd Leó Fizikaverseny célja a fizika – és ezen belül is a nukleáris és a modern fizika – iránt érdeklődő tehetséges tanulók felfedezése.

A Magyar Nukleáris Társaság, a paksi Energetikai Technikum és Kollégium, a Szilárd Leó Tehetséggondozó Alapítvány, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, valamint a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Nukleáris Technikai Intézete meghirdeti a XXVI. Országos Szilárd Leó Fizikaversenyt.

Nevezhetnek a határon innen és túl magyar nyelven fizikát tanuló, középfokú oktatásban résztvevő diákok iskolái a **Jelentkezési Lap** kitöltésével és e-mailen történő elküldésével a **sukosd@reak.bme.hu** címre. A versenyen történő részvétel részletes feltételei megtalálhatók a Verseny honlapján:

<http://www.szilardverseny.hu/orszagos-verseny/verseny-meghirdetese>. Jelentkezési lap letölthető: <http://sukjaro.eu/SzilardVerseny/JelentkezesiLap.xlsx>

Nevezési díj nincs, a nevezés határideje: 2023. január 15.

Az első forduló időpontja: **2023. február 20., 14:00–17:00,**
helyszíne: a benevezettek iskolája.

A második (döntő) forduló időpontja: **2023. április 21–23.**
(péntek déltől vasárnap délig),
helyszíne: Paks, Energetikai Technikum és Kollégium



A döntőbe az első fordulóban legjobb eredményt elért húsz Szenior (I.), és tíz Junior (II.) **kategóriájú tanulót** hívja be a Versenybizottság.

A Verseny honlapja – **<http://www.szilardverseny.hu>** – tartalmazza a kategóriák meghatározását, segítséget a felkészüléshez és a díjazást.

A verseny mindkét fordulójában **10-10 elméleti feladatot** kell a versenyzőknek megoldani. A döntőben ezen kívül még **kísérleti és számítógépes szimulációs feladatot** is kapnak a versenyzők.

A döntőbe jutott versenyzők helyezésüknek megfelelően értékes jutalmakat kapnak. Információnk szerint a **BME felvételi többletpontokat** ad a Szenior kategória első 10 helyezettjének a 2024-től induló új felvételi rendszerben (de reméljük, hogy ezt más egyetemek is követik majd).

Várjuk a kihívást vállaló, tehetséges fiatalok jelentkezését!

A Versenybizottság nevében

*Dr. Sükösd Csaba, a BME c. egy. tanára,
a Versenybizottság vezetője*



mtt



EMBERI ERŐFORRÁSOK
MINISZTERIUMA

ESZJ

Nemzeti
Tehetség Program