
fizikai szemle
2009/2

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.
Támogatók: A Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Tudományok Osztálya, az Oktatási és Kulturális Minisztérium, a Magyar Biofizikai Társaság, a Magyar Nukleáris Társaság és a Magyar Fizikushallgatók Egyesülete

A folyóirat e-mailcíme:
szerkesztok@fizikaiszemle.hu
A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

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

A címlapon:
Az RS Ophiuchi különleges kettőscsillag fantáziarajza. A rendszer két komponense közül az egyik vörös óriás, a másik fehér törpe. A vörös óriás kiterjedt légköréből kikerülő anyag (főleg hidrogén) a fehér törpe körül kialakult tömegbefogási korongba kerül, ahonnan spirális pályán a törpecsillagba zuhan. A nem egyenletes tömegátadás és a korong fizikai tulajdonságainak változása miatt a korong időnként jelentősen felfénylik. Ez a jelenség a törpenóva-kitörés. A kataklizmikus változócsillagok közé tartozó RS Ophiuchi esetében 20-30 évente következik be ilyen kitörés, a legutóbbit 2006 februárjában figyelték meg. (NASA/CXC/CfA/PPARC/David A. Hardy)

A hátsó borítón:
Egy nagy tömegű komponensekből álló kettőscsillag dobta le magáról a képen látható csillagközi felhő anyagát. A Nagy Magellán-felhőben levő BAT 99-49 kettőscsillag egyik komponense Wolf-Rayet típusú, a másik pedig O színképtípusú, azaz igen forró csillag. A felvétel az Európai Déli Obszervatórium VLT rendszerének Melipal nevű távcsövével készült.

TARTALOM

Szerkesztőség: 1027 Budapest, II. Fő utca 68. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682
A Társulat Internet honlapja http://www.elft.hu, e-postacíme: mail.elft@mtesz.hu
Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Szatmáry Zoltán főszerkesztő.
Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.
Nyomdai előkészítés: Kármán Tamás, 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 egyszámlán.
Megjelenik havonta, egyes szám ára: 780.- Ft + postaköltség.
HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és **HU ISSN 1588–0540** (online)

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Mathematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Mathematikai és Physikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

LIX. évfolyam 2. szám 2009. február

PONTATLAN CSILLAGÓRÁK

Borkovits Tamás
Bács-Kiskun Megyei Önkormányzat
Csillagvizsgáló Intézete

„Nem léphetsz kétszer ugyanabba a folyóba.” *Herakleitosz* jól ismert, mély értelmű 2500 éves töredéke bármilyen periodikus jelenségekkel foglalkozó tudomány mottójául is szolgálhatna. A csillagászatban különösképpen hemzsegnek a periódusok: az égitestek tengelyforgási periódusa, a bolygók, holdjaik, vagy éppen a kettőscsillagok keringési periódusa, a változócsillagok fényváltozási periódusa stb. A jelenségek némelyikében szigorú értelemben nincs is szó periodicitásról, legfeljebb csak egy vagy több kvázi-periódusról. E kategóriába tartozik például a körülbelül 11 éves naptevékenységi ciklus, amelyhez hasonló mágneses ciklusokra utaló jeleket közvetett módon egyre több csillag esetében észlelünk. Azonban a fenti jelenségeknek van egy olyan osztálya, ahol első ránézésre szigorú periodicitást várnánk, ez pedig az égitesteknek a gravitációs kölcsönhatás vezérelte mozgása, egymás körüli keringése.

Közismert, hogy ha két pontszerűnek tekinthető test között csak a gravitáció hat, akkor a két test egymás gravitációs vonzása által meghatározott mozgása időben szigorúan állandó paraméterekkel jellemezhető kúpszeletek mentén megy végbe. Ha a két objektum gravitációsan kötött, azaz gravitációs helyzeti és mozgási energiájuk összege negatív, akkor közös tömegközéppontjuk körül, valamint egymás körül is, térben és időben rögzített ellipszis mentén (speciális körülmények között körpályán) fognak keringeni, ha pedig az összenergia nem negatív, akkor a mozgás nyílt görbén valósul meg. Pontosan nulla összenergia esetén parabola, míg ha ez az érték pozitív, akkor egymáshoz viszonyítva hiperbolapályán mozognak.

Naprendszerünk égitestei között elég jó közelítéssel fennállnak az imént megadott feltételek. A Nap és a bolygók mérete a köztük levő távolsághoz képest elhanyagolható, így tömegpontoknak tekinthetők. Ráadásul a Nap tömege oly mértékben múlja felül bármely bolygó tömegét (még Naprendszerünk legnagyobb bolygójának, a Jupiternek tömege sem éri el a Napénak ezredét), hogy a bolygók mozgása emberi időskálán és a mindennapokban elvárható pontosság mellett a kéttest-probléma közelítés helyett a matematikailag hasonló formalizmussal leírható egycentrum-probléma keretein belül is tárgyalható. Ez voltaképpen egy olyan kéttest-probléma, ahol az egyik test tömege elhanyagolható, s ekkor az elhanyagolható tömegű test, esetünkben a bolygó, egy olyan ellipszis- (vagy kör-) pályán kering, amelynek a másik, mozdulatlan test, jelen esetben a Nap, az egyik fókuszpontjában (vagy középpontjában) helyezkedik el (ahogy azt *Kepler* I. törvénye kimondja). Éppen, mivel a Nap–Föld rendszer oly jól közelíti a fentebb leírt gravitációs kéttest-mozgást, amikor a Föld forgásának apró egyenetlenségei következtében a Föld forgásán alapuló időmérés már nem felelt meg egy közelítő inerciaidő tudományos pontossági követelményeinek, természetesen adta magát a Föld Nap körüli keringéséhez kötött időmérésre való áttérés. Így született meg az efemerisz idő, amely az 1900-as tropikus év hosszán alapszik, azaz azon az időtartamon, amely a Napnak a tavaszponton való két egymást követő áthaladása között telt el 1900. március 21. és 1901. március 21. között. Az atomi folyamatokon alapuló időmérés kifejlesztéséig az időszámítást, sőt a másodperc SI egységét is innen származtatták [1].

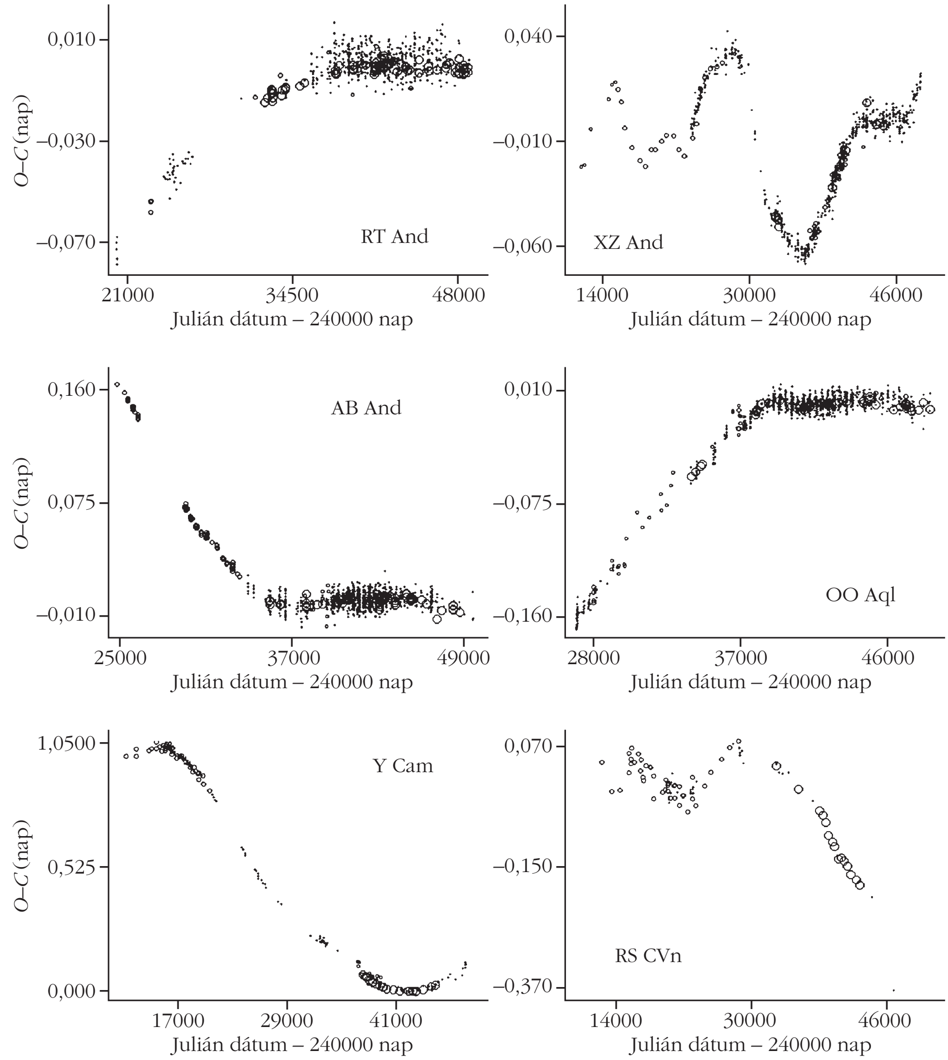
Azonban „nem lehet kétszer ugyanabba a folyóba lépni”. A Nap és a Föld nem alkot zárt rendszert. Állandó kölcsönhatásban van szűkebb és tágabb kozmikus környezetével. A Hold, illetve a Naprendszer többi nagybolygójának gravitációs perturbáló hatása miatt a Föld Nap körüli pályájának sem alakja, sem térbeli helyzete, de még a Föld pálya menti mozgásának középsebessége sem marad állandó. Szigorúan véve zárt pályáról sem beszélhetünk. Ráadásul a tágabb értelemben vett kozmikus környezet is, szinte észrevehetetlenül ugyan, de folyamatosan változik. A Nap Tejútrendszerbeli mozgása következtében a külső gravitációs potenciál sem egyezik meg az egy keringéssel korábbival. E tisztán gravitációs eredetű zavaroknál sokkal jelentősebb változásokat produkálnak egyes nem, vagy csak részben gravitációs jellegű jelenségek, például a Föld egyenlítői lapultságával és tengelyferdeségével összefüggő árapályjelenségek, azaz a jól ismert luniszoláris precesszió, illetve a Föld forgásának folyamatos lassulása. Ez utóbbi jelenség, az árapály-disszipáció következményeként a 2009-es évet például egy szökőmásodperc előzte meg.

A fent felsorolt jelenségek és még sok egyéb, itt nem említett társuk mindennapi életünkben jobbára észrevétlenek maradnak. Némelyikük azonban már az emberiség történetében is éreztette hatását, míg mások hosszabb, földtörténeti időskálán válnak jelentősekké olyannyira, hogy akár a földi élet kialakulásában és fejlődésében is szerepük lehetett. Jelen írás azonban nem a Földre, nem a múltunkba tekint. Kozmikus környezetünkben is megleljük mindezen jelenségeket, mégpedig gyakran sokkal gyorsabb és intenzívebb formában, így ezek a fizikai effektusok emberi időskálán is viszonylag könnyen és pontosan megfigyelhetők, tanulmányozhatók.

A Tejútrendszerben található csillagok több mint fele nem magában rója útját az űr mélységeiben, hanem kisebb-nagyobb csillagtársulások tagja. Közülük számunkra most a szoros kettős, illetve többes csillagok érdemelnek külön figyelmet. Tejútrendszerünkben, illetve a közeli extragalaxisokban tizenötezer fölötti számú szoros kettőscsillagot ismerünk, de elméleti megfontolásokból számuk galaxisunkban százmillió fölötti. A szoros kettősök közé rendszerint azokat a kettőscsillagokat sorolják, amelyekben a csillagok elég közel vannak egymáshoz ahhoz, hogy a közöttük támadó árapályerők következtében alakjuk (illetve tömegeloszlásuk) eltérjen a gömbtől. Ez a határ nagyjából ott vonható meg, ahol a két csillag szeparációja nem haladja meg a csillagok sugarának 20–25-szörösét. Például egy olyan rendszer esetében, amely két Naphoz hasonló csillagból áll, ez azt jelenti, hogy a csillagok egymástól való távolsága nem több 14–18 millió kilométernél, azaz a Nap–Föld távolság 10%-ánál. Egy ilyen kettőscsillag keringési ideje 8–9 nap körüli. (Összehasonlításképpen a Naphoz legközelebbi bolygó, a Merkúr átlagos naptávolsága 58 millió km, keringési ideje pedig 88 nap.) Szokás azonban szoros kettősöknek hívni azokat a csillagrendszereket is, amelyekben fejlődésük bizonyos fázisában a csillagok között jelentős nem gravitációs természetű kölcsönhatás, például intenzív tömegátadás zajlik le. Ez esetben a szoros kettősök közé olyan párokat is beleértenek, amelyeknek mind szeparációja, mind keringési ideje akár egy-két nagyságrenddel is nagyobb lehet a példában felhozottnál. Ez utóbbi besorolást alapul véve a jelenleg ismert szoros kettősök egymás körüli keringési ideje 18 perc (AM Canum Venaticorum) és 27,2 év (ε Aurigae) között van. (Ha pedig a csillagfejlődés végállapotában levő, úgynevezett degenerált objektumokat is figyelembe vesszük, akkor a kettős pulzárok, azaz egymás körül keringő neutroncsillagok között találunk még jóval rövidebb keringési időket. A jelenlegi rekorder kettős pulzár két tagja mindössze 321 s alatt kerüli meg egymást.) A pályák méretei, vagyis a csillagok egymástól való távolsága a Nap sugarának 5%-ától (kb. 35 ezer km) valamivel több, mint 28 Csillagászati Egységig (CSE a Nap–Föld távolság) terjed. (Ez utóbbi érték alig valamivel kisebb mint a legkülső óriásbolygó, a Neptunusz naptávolsága.) A kettőscsillagokról általában, illetve azok fizikai tulajdonságairól, kialakulásukról, fejlődésükről részletesen *Csizmadia Szilárd* cikkében olvashatnak [2], itt elsősorban mozgásukra, dinamikájukra összpontosítunk.

A szoros kettőscsillagok egy alig 3 ezreléknyi kis csoportja számunkra megkülönböztetett jelentőségű. E rendszerekben a csillagok pályasíkjára többé-kevésbé éléről látunk rá. Ennek következtében a csillagok, miközben megkerülik társukat, a Földről nézve periodikusan, részben vagy teljesen elfedik egymást. (Egy keringés alatt, egyes ritka és extrém esetektől eltekintve természetesen két fedés következik be. Amikor az alacsonyabb felületi fényességű csillag takarja el előlünk a magasabb felületi fényességű csillag egy részét, akkor beszélünk főminimumról, a kisebb fényességcsökkenéssel járó ellentétes elrendeződés esetén pedig mellékminimumról.) Az ilyen rendszereket *fedési kettőscsillag*oknak nevezzük. Asztrofizikai fontosságuk kiemelkedő. Említettük, hogy becslések szerint csak a mi Tejútrendszerünkben százmilliós nagyságrendű szoros kettős lehet, amelyből alig valamivel több mint tizenötezret ismerünk. Ezeknek viszont túlnyomó többsége fedési kettős. Ugyanis a szoros kettősök a csillagok kis távolsága miatt közönséges optikai távcsövekkel nem felbonthatók,[1] még a legnagyobb távcsövekkel is egyetlen csillagnak látszanak. Kettősségüket, többnyire véletlenül, éppen abból vesszük észre, hogy ezek a látszólag magányos csillagok szabályos időközönként rövid időre elhalványodnak, majd visszafényesednek, s ezzel felhívják magukra a figyelmet. Könnyű felfedezhetőségükön

[1] Például a legrégebben ismert és leghíresebb fedési kettőscsillag, a Perseus csillagkép második legfényesebb csillaga, az Algol, amelynek 2,86 naponta bekövetkező néhány órán át tartó látványos elhalványodásai szabad szemmel is könnyedén nyomon követhetők. E fedési kettős két csillagának látszó szögtávolsága 2,3 ezred ívmásodperc. Összehasonlításképpen a 10 méteres Keck-teleszkóppal adaptív optikával készült legjobb felvételek felbontóképessége 50 ezred ívmásodperc körüli, míg adaptív optika nélkül a földi légkör zavaró hatásai miatt földi távcsövekkel csak kivételesen lehet 0,5 ívmásodpercnél jobb felbontást elérni. (Ugyanakkor előbb rádió-, majd az elmúlt másfél évtizedben optikai interferométerek alkalmazásával már sikerült több fedési kettőscsillagot is felbontani. Az Algol legfrissebb és jelenleg legpontosabb optikai interferometriai, illetve nagy bázisvonalú rádióinterferometriai vizsgálatát egy magyar–amerikai kutatócsoport végezte el.)



1. ábra. Jellegzetes $O-C$ görbék. Az x tengelyen a ciklusszám helyett heliocentrikus Julián dátum szerepel (lásd a szövegben). Az $O-C$ értékek napban értendők. A körök mérete a különféle technikákkal mért minimumidőpontokra utal. (A szerző egy korábbi cikkéből – Borkovits és Hegedüs, *Astron. Astroph. Suppl., 120* (1996) 63.)

kívüli felbecsülhetetlen fontosságuk abban rejlik, hogy segítségükkel a csillagok számos olyan fizikai paramétere meghatározható, amelyre magányos csillagok esetében nincs lehetőségünk (részletesen lásd [2]). Itt csak a szűkebb témánk szempontjából különösen releváns csillagtömeget említjük meg. E szempontból ideálisak azok a fedési kettősök, amelyeknek színképében mindkét komponens színképvonalai megtalálhatók. Mivel a csillagok egymás körüli keringése miatt a tőlünk való távolságuk periodikusan változik, a színképvonalak Doppler-eltolódást szenvednek, mégpedig úgy, hogy a két csillagtól származó vonalak egymáshoz képest ellenkező fázisban tolódnak el a színképvonal nyugalmi helyzete körül. A vonaleltolódásból meghatározható a csillagok keringési sebességének látóirányú vetülete, amit kombinálva a keringés síkjának a fedési fénygörbéből ismert hajlásszögével megmondhatjuk a tényleges keringési sebességet. A fedések között eltelt idő hosszabb távú méréséből könnyen és nagyon pontosan (ez alatt akár a másodperc tört része értendő) meghatározható keringési periódus ismeretében pedig már kiszámítható mind a pálya abszolút mérete, mind a csillagok tömege. (Néhány további mérési eredmény figyelembevételével sok más is, például a csillagok valódi mérete, távolsága, tényleges fénykibocsátása, energiaprodukciója, majd mindezekből elméleti megfontolások alapján sok egyéb fontos fizikai, sőt akár kozmológiai paraméter is származtatható.)

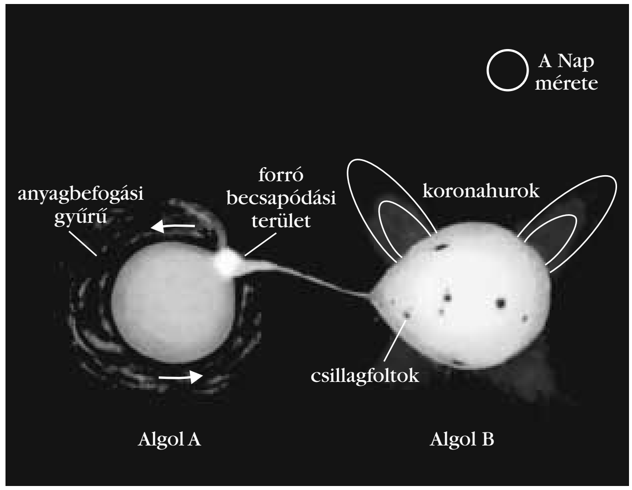
Magától értetődik, hogy a Naprendszer égitestjeinél (a Napot leszámítva) nagyságrendekkel nagyobb tömegű, illetve egymáshoz sokkal közelebb elhelyezkedő égitestek között a gravitáció jóval intenzívebben nyilvánul meg, vagyis a gravitációs kölcsönhatásra visszavezethető jelenségek lényegesen rövidebb időskálán és nagyobb amplitúdóval jelennek meg, azaz könnyebben tanulmányozhatók. Mindez nem csupán a gravitáció klasszikus, newtoni elméletének következményeire vonatkozik, hanem bizonyos szoros kettősökben az általános relativitáselmélet speciális effektusai is kimérhetők. Továbbá, a fentebb említett körülményeknek megfelelően a szoros kettősök fizikai és geometriai paramétereit, legalábbis a viszonylag fényesebb rendszerek esetében, meglehetősen pontosan ismerjük, így nagyobb biztonsággal tehetünk elméleti előrejelzéseket arról, hogy mit várhatunk, illetve értelmezhetjük mérési eredményeinket. Ráadásul nagyon könnyen, és akár a legszerényebb költségvetésű obszervatóriumok (sőt tehetősebb műkedvelő csillagászok) által is elérhető eszközökkel kivitelezhető mérésekre van csak szükség.

Itt kanyarodunk vissza a bevezetésben említett periodikus jelenségekre. Amíg a két csillag tökéletes gömbként, egymás körül körpályán kering, az égvilágon semmi érdekes nem történik.[2] Ha ismerjük egy fedési esemény időpontját, illetve a kettős keringési periódusát, akkor visszamenőleg megmondhatjuk, hogy mikor következett be fedés, vagy előre jelezhet-

[2] Legalábbis a klasszikus, newtoni gravitációelmélet szerint. Az általános relativitáselmélet erről mást mond. Erre később visszatérünk.

jük, hogy mikor fog bekövetkezni. E kettősökhöz nyugodtan órát lehet igazítani. Azonban a csillagok élete nem ilyen egyszerű. S bármi történjék is a kettős rendszerrel vagy a kettős rendszerben, az rányomja a maga bélyegét a rendszer pálya menti mozgására, így a fedési események bekövetkezési idejére is. Maguk a változások egy-egy fordulat alatt észrevehetetlenül kicsik ugyan, de hatásuk halmozódik, s így elég hamar kimutathatók. Képzeljük el, hogy egy jelenleg pontosan 1 nap keringési idejű kettős periódusa folyamatosan változik, mondjuk keringésenként 10^{-10} nappal csökken. (Ez egy tipikus arány.) Öt vagy tíz egymást követő fedés méréséből ez a változás természetesen nem mutatható ki. (Már csak azért sem, mert egy fedési minimum időpontjának meghatározási pontossága ideális esetben 10 s körül van.) Azonban könnyen belátható, hogy míg a rendszer keringési ideje a keringések számával lineárisan változik, addig a fedési események időeltolódásában már a keringések számának négyzete jelenik meg. Ily módon tíz év, azaz 3650 keringés alatt a fedések bekövetkeztének ideje a várttól $0{,}5\cdot10^{-10}\cdot3650^2 \approx 6{,}6\cdot10^{-5}$ nappal, azaz csaknem egy perccel tér el, ami már elég nagy biztonsággal kimutatható. Ráadásul nem is számít olyan ritkának az a rendszer, ahol ennél akár egy-két nagyságrenddel is nagyobb mérvű a keringési periódus változása.

Pontosan a fent leírt elven alapul az az egyszerű eljárás, amellyel a sok ezernyi fedési kettősben folyamatosan zajló folyamatok könnyedén nyomon követhetők. Egyszerűen időről időre meg kell határozni egy-egy kiválasztott kettős fedési minimumának bekövetkezési idejét. Majd pedig a mért minimumidőpontot kivonjuk az állandónak tekintett keringési periódussal az adott ciklusra számított előrejelzés értékéből, és ezt az időkülönbséget a ciklusszám (amely azt mondja meg, hogy egy tetszőlegesen választott fedési esemény óta hányadik keringést teszi meg a rendszer) függvényében ábrázoljuk.[3] Így kapjuk meg az úgynevezett $O-C$ (Observed minus Calculated; észlelt − számolt) diagramot (*1. ábra*). Könnyen belátható, hogy ha csillagóránk pontosan jár, akkor a diagramunk vízszintes egyenest ad, ha a kezdeti időpont is pontos, akkor magát az x tengelyt. Ha a periódus nem változik, azaz az óra pontos, csak kezdetben nem elég pontosan ismertük ezt a periódust, akkor olyan egyenest kapunk, amelynek meredeksége az általunk a görbe felrajzolásához használt periódusnak a valódi keringési időtől való eltérését adja meg. Ha a fedési kettős periódusa folyamatosan, de időben (vagy még pontosabban: keringésenként) állandó módon változik, akkor, amint azt fenti példánkban is láthattuk, az $O-C$ diagram egy másodfokú polinom,



2. ábra. Egy félig érintkező (semi-detached) kettős (maga az Algol) sematikus rajza. Az ábrán a forgástengelyek irányából látunk rá a kettősre, azaz az egybeeső keringési és egyenlítői síkokra merőlegesen.

vagyis parabola lesz. Általánosságban is megmutatható, hogy a fedési kettős egy adott időbeli periódusváltozását az $O-C$ diagram adott pontban számolt deriváltja adja meg.[4]

Egy parabolikus $O-C$, azaz a fedési periódus állandó mértékű változása szinte minden esetben azt jelzi, hogy a szoros kettős két komponense között erőteljes kölcsönhatás van. Anélkül, hogy a teljességre törekednénk, bemutatunk néhány ilyen jelenséget előidéző fizikai folyamatot. Az állandó jellegű periódusváltozásra az egyik leggyakoribb magyarázat az, hogy úgynevezett félig érintkező (semi-detached) kettőssel van dolgunk, ahol az egyik csillag tömegének egy részét átadja társának, vagyis légkörének egy része átkerül a másik csillagra (*2. ábra*). Mindez akkor következhet be, amikor az eredetileg nagyobb tömegű és ezért gyorsabban fejlődő csillag légköre a csillag fejlődésének egy késői szakaszában annyira felfúvódik, hogy eléri annak a térrésznek, az úgynevezett Roche-üregnek a határát, ahol az adott csillag gravitációs vonzása még felülmúlja társáét. Ekkor a két csillag közötti úgynevezett 1-es számú Lagrange-ponton (L1) keresztül a csillag anyaga átfolyik kísérőjére, és az impulzusmomentum megmaradása következtében a másik komponens körül egy akkréciós (befogási) korongot alkot, majd fokozatosan belehullik a társcsillagba, annak tömegét gyarapítva. A tömegátadás következtében a kettős rendszer szeparációja és így a keringési periódus is csökken. A pozitív visszacsatolás pedig felgyorsítja az anyag átjutását. A csillagok távolsága addig csökken, amíg a két csillag tömege ki nem egyenlítődik. A tömegarány megfordulta után a szeparáció, s vele a periódus ismét nőni kezd. A csillagok távolodása a tömegátadási ráta csökkenését

[3] A ciklusszám helyett gyakran a minimum számolt (C – calculated) időpontja szerepel az x tengelyen, mégpedig leggyakrabban Julián dátumban megadva. A Julián dátum a Kr. e. 4712. január 1., déli 12 óra óta eltelt napok száma. A kezdőpontnak történeti okai vannak. A lényeg az, hogy az eltelt időt folyamatosan, napokban számolja, így bármely két időpont között eltelt időtartam nagyon egyszerűen, egyetlen kivonással számolható.

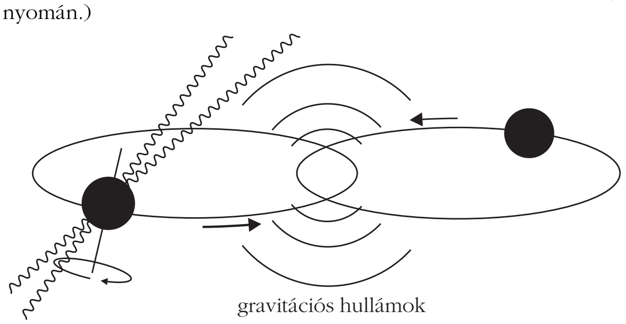
[4] Szigorúan véve az $O-C$ diagram nem folytonos függvény, miután eredeti definíciója szerint csak diszkrét pontokban, a fedések pillanataiban értelmezett. Így voltaképpen nem is beszélhetünk az adott pontokban vett deriváltakról, de ez a nehézség áthidalható, mivel könnyen definiálható az a folytonos függvény, amelynek az adott diszkrét pontokban vett értéke megegyezik $O-C$ diagramunkkal.

vonja maga után, azaz innen egy negatív visszacsatolás lép fel. A folyamat addig tart, amíg a csillagok növekvő távolsága, illetve a felfúvódó csillag anyagvesztesége le nem állítja a tömegátadást, amely azután később még időnként újra beindulhat, azonban a negatív visszacsatolás miatt e másodlagos tömegátadási folyamatok már csak rövidebb ideig és jóval kisebb intenzitással zajlanak. Az itt vázolt folyamat annyira hatékony, hogy akár olyan tág kettősökből is, amelyeknek kezdeti periódusa több száz nap, képes néhány napos keringési idejű szoros kettőst produkálni. A periódusváltozás nagyságából kvantitatív következtetést is levonhatunk a tömegátadás mértékére, amely így összevethető az elméleti csillagmodellekkel is. A korábban számszerű példaként említett elképzelt rendszer esetében hozzávetőleg 10^{-7} naptömeg/év nagyságrendű tömegátadási rátát kapnánk.

Azonban vannak ennél jóval érdekfeszítőbb okai is annak, hogy egy szoros kettős keringési periódusa folyamatosan változik. Olyannyira, hogy ilyen jelenség megfigyelése már Nobel-díjat is ért. Ebben az esetben ugyan nem fedési kettősről volt szó, hanem egy pulzár és egy közönséges csillag alkotta szoros kettősről. Az 1974-ben felfedezett PSR 1913+16 jelű pulzár 59 ms periódussal ismétlődő rádiójeleinek alapos elemzéséből rövidesen kiderült, hogy a gyorsan forgó neutroncsillagnak van egy körülbelül másfél naptömegű kísérő csillaga, amellyel 7,75 óránként megkerülik egymást. A pulzár rádiójeleinek közel egy évtizedes megfigyelése során a jelek változásából három különböző relativisztikus effektus nyomát is megtalálták, amelyek egyike a keringési periódus kismértékű, folyamatos csökkenése volt. Ennek eredményeként nyolc év alatt a periasztron-átmenet (vagyis az a pillanat, amikor a két objektum a keringése során legközelebb van egymáshoz) előrejelzett idejéhez képest a kettős már két másodpercet sietett. Ez pedig a keringés során az általános relativitáselmélet jósolta gravitációs hullámok keletkezése miatti energiaveszteség következménye, amelynek folyományaként a két égitest végül is 300 millió éven belül spirális pályán egymásba olvad (*3. ábra*). Ezért a felfedezésért kapták az 1993. évi fizikai Nobel-díjat a Princeton Egyetem kutatói, *Russell Hulse* és *Joseph Taylor* [3].

Vannak azután szép számmal olyan kettőscsillagok, amelyek periodikus, többé-kevésbé szinuszos

3. ábra. A PSR 1913+16 pulzár és kísérője az egymás körüli keringés során gravitációs hullámokat kelt. (A nobelprize.org grafikája nyomán.)



$O-C$ diagramot produkálnak. Ebben az esetben értelem szerint maga a periódus is periodikusan változik. A periodikus, vagy még inkább kvázi-periodikus $O-C$ görbék forrásai leginkább olyan kettősök, ahol egy további, jobbára korábban nem ismert harmadik komponens is kering a rendszerben, vagy pedig az egymás körül nem kör-, hanem ellipszispályán keringő kettőscsillagok. Az előbbi esetben a szoros kettőssel fizikailag általában nem történik semmi, a látszó periódusváltozást az okozza, hogy a hármas rendszerbeli keringés miatt a fedési kettős tőlünk való távolsága periodikusan változik, s ezért a fény véges terjedési sebessége következtében az egyes fedési események előbb vagy később következnek be az előrejelzett időponthoz képest; pontosan úgy, ahogy az egy év alatt ciklikusan változó Föld–Jupiter távolság miatt a Jupiter-holdak jelenségei a Földről nézve sietnek vagy késnek. (Ismeretes, hogy *Olaf Römer* 1676-ban ennek alapján határozta meg elsőként a fény terjedési sebességét.) Ezt a jelenséget fényidő-effektusnak nevezzük.[5]

Égi mechanikai megfontolások alapján azt várjuk, hogy a hármas csillagrendszerek csak akkor lehetnek stabilak, ha a harmadik csillagnak a másik kettőtől mért távolsága jelentősen, mintegy két nagyságrenddel felülmúlja a szoros kettős tagjainak szeparációját. Ilyen, a szakirodalomban hierarchikus hármas rendszernek nevezett esetben a mozgás úgy írható le, mintha a szoros kettős tagjai egymás körül (kissé perturbált) kéttest-mozgást végeznének, és emellett tömegközéppontjuk a harmadik csillaggal egy további kéttest-mozgást végezne. Magyarán, mintha egyszerűen két kettőscsillagunk lenne, ahol a tágabb rendszer esetében az egyik komponens a tömegközéppontjában egyesített szoros kettős. Itt érdemes megjegyezni, hogy a Föld–Hold–Nap hármasa szintén hierarchikus hármas rendszert alkot, amelyben a Föld–Hold kettőse formálja a szoros kettőst, míg a távolabbi „kísérő” a Nap.

A fényidő-effektust mutató, eddig felfedezett fedési változók mind hierarchikus hármas rendszerek tagjai. Mivel kevés olyan fedési kettős van, amelyeknek fedéseit egy évszázadnál hosszabb ideje követjük nyomon, és száz alatti azoknak is a száma, amelyekről legalább két-három évtizedes megfigyelési adatsorunk van, csak a viszonylag szorosabb, legfeljebb egy-két évtizedes keringési idejű harmadik komponenseket fedezhetjük fel ezen a módon.

Egy fényidő-effektust mutató $O-C$ diagramból a harmadik komponens keringési periódusán felül pályájának jellemzőit is kiolvashatjuk, illetve (ha a fedési

[5] Természetesen a Föld Nap körüli keringése miatt nemcsak a Jupiter-holdak, hanem minden fedési kettőscsillag (illetve bármilyen változócsillag) esetében, hacsak nem éppen a Föld pályasíkjára merőleges irányban helyezkednek el, szintén fellép egy pontosan egy éves periódusidejű további fényidő-effektus. Ezt úgy küszöböljük ki, hogy az időadatokat arra az időpontra számítjuk át, amikor egy a Nap (vagy a Naprendszer) tömegközéppontjában álló megfigyelő észlelné az eseményt (heliocentrikus vagy baricentrikus idő).

kettős tömege ismert) tömegére is alsó korlátot adhatunk.[6] Ily módon különben nemcsak közönséges kísérő csillagok fedezhetők fel, hanem halvány, kompakt objektumok, akár fehér vagy barna törpék, sőt óriásbolygók is.

A hierarchikus hármas rendszerek, különösen a viszonylag kis abszolút méretűek, az égi mechanikai perturbációk kifogyhatatlan tárházai. E perturbációk erőssége, illetve időskálája – természetesen – az objektumok tömegén felül távolságarányuktól függ. Mivel a távolságok és a sokkal egyszerűbben meghatározható keringési periódusok között Kepler III. törvénye egyszerű kapcsolatot létesít, célszerű és szemléletesebb is a távolságarányok helyett a periódusarányok használata. Például a Föld–Hold–Nap hármas esetében a P'/P arány 13 körül van, amely az egyik legszorosabb hierarchikus hármas rendszer tagjává teszi otthonunkat. (Persze lényeges eltérés, hogy mivel a közönséges csillagok tömege csupán egy szűk tartományba, körülbelül 0,1 és 100 naptömeg közé esik, azaz a csillagok alkotta hierarchikus hármasokban a komponensek közel egyforma tömegűek, a Napéhoz képest a Föld és a Hold tömege elhanyagolható.) Ha csak a gravitációt vesszük figyelembe, akkor a hierarchikus hármasok *perturbációi* három-négy jól elkülöníthető osztályba sorolhatók. A rövid periódusú perturbációk jellegzetes periódusideje a szoros kettős P periódusa közelébe esik, míg amplitúdójuk, azaz a keringési pálya és sebesség relatív eltérése a perturbálatlan esettől $(P/P')^2$ nagyságrendű. A hosszú periódusú perturbációk esetében a periódusidő a tág pálya P' periódusával mérhető össze, az amplitúdó pedig nagyságrendileg P/P', míg a leghosszabb periódusidejű, az asztrofizikai szakirodalomban apszis-csomóvonali tagoknak nevezett, periodikus perturbációk tipikus periódusa P'^2/P körül van, relatív amplitúdója pedig egységnyi, azaz megfelelő feltételek mellett egyes hármas rendszerek kezdeti konfigurációja elegendően hosszú idő alatt tetszőleges mértékben megváltozhat.[7] Mindezeken felül létezhetnek nem periodikus, úgynevezett szekuláris perturbációk is, valamint olyan rezonanciaperturbációk, amikor a rendszer egyes paraméterei rövid időn belül jelentősen megváltoznak. (Erre hamarosan látunk majd példát is.) E rezonanciák lehetősége azzal függ össze, hogy az általános háromtest-probléma matematikailag kaotikus rendszer. Igaz ugyan, hogy a hierarchikus hármas rendszerek esetében éppen a két kéttest-mozgással való jó közelíthetőség miatt a kaotikus jelleg ritkán érvényesül, de helyenként így is tetten érhető.

Amint látható, a legrövidebb periódusú perturbációk egyben a leggyengébbek. Ez mégsem jelenti azt, hogy ezek minden esetben elhanyagolható jelentőségűek. Például egy félig érintkező kettős esetében, ahol éppen tömegátadás folyik, a két csillag szeparációjának rendkívül kis mértékű változása is jelentősen befolyásolhatja a tömegátadás menetét. Mindazonáltal e legrövidebb időskálájú perturbációk a hármas rendszerek körében valószínűleg még sokáig kimutathatatlanok maradnak. Ezzel szemben hosszú periódusú társaik a legszorosabb hármas rendszerekben már a kimutathatóság határára esnek. A leglátványosabb jelenségeket az apszis-csomóvonali tagok eredményezik. Ha például a harmadik csillag pályasíkja nem esik egybe a szoros kettős pályasíkjával, akkor ennek eredményeként a fedési kettősünk pályasíkja nem marad állandó, hanem precessziós mozgást végez, mégpedig oly módon, hogy a pályasíkra merőleges vektor egy olyan kúp felülete mentén fordul körbe, amelynek félnyílásszöge közelítőleg a fedési kettős pályasíkjának és a harmadik csillag pályasíkjának egymással bezárt szögével egyezik meg. Ha például a két pályasík merőleges egymásra, akkor a szoros kettős pályasíkjának normálisa csaknem egy 180 fokos térszög mentén fordul körbe. Vagyis a Földről nézve egyszer éléről látjuk a pályát, máskor pedig pont „felülről”, azaz a pályasíkra merőlegesen, és természetesen e két szélső állapot közötti bármely helyzetet is megfigyelhetik az éppen akkor élő csillagászok. Annak, hogy egy szoros kettőscsillagnál fedéseket tudjunk megfigyelni, természetesen előfeltétele, hogy a csillagok pályájára éléről, vagy legalábbis ehhez közeli helyzetből lássunk rá. A legmélyebb, leghosszabb fedéseket akkor látjuk, amikor a csillagok centrálisan fedik el egymást, azaz a pályasíkból nézzük. Természetesen, ha a pályasík precesszál, akkor ez a szituáció csupán hosszabb-rövidebb ideig áll fenn. Ahogy a rálátás szöge egyre inkább eltér az élről való rálátástól, a csillagok egyre rövidebb ideig és egyre kisebb mértékben fedik el egymást, illetve egymás felületének egy részét. Ma már nem egy fedési kettősnél tetten is értük ezt a jelenséget. Az SS Lacertae szoros kettőscsillag a múlt század első felében közönséges fedési kettősnek számított. Évtizedekig nem is foglalkoztak vele különösebben. Majd úgy 50-60 évvel ezelőtt egyszer csak megszűntek a fedései. Mindezt csak jóval később vették észre. De igazán csak az 1990-es évektől került újra az érdeklődés homlokterébe ez a rendszer. Ekkor spektroszkópiai vizsgálatokat végezve megállapították, hogy a szoros kettős körül 679 napos periódussal kering egy harmadik csillag is. A felfedezéskori, illetve az utána néhány évtizeddel, az 1930-as években végzett fotometriai mérések gondos

[6] A fényidő-effektus nem csak fedési kettősök harmadik komponensének kimutatására alkalmazható. Például a fentebb említett PSR 1913+16 jelű pulzár esetén ugyanez az effektus eredményezte a kísérő csillag felfedezését. (Ebben az esetben a fényidő-effektust „elszenvedő” periodikus jelet a pulzár tengelyforgásából következő rádióimpulzus szolgáltatta.) Hasonlóan, a fényidő-effektus segítségével mutatták ki, hogy sok pulzáló változócsillag kettős rendszer tagja.

[7] Az egyes perturbációs osztályok besorolása nem egységes. Mi itt az asztrofizikában részben gyakorlati, észlelési megfontolások alapján alkalmazott felosztást követjük. Az égi mechanikai szakirodalom, elsősorban matematikai megfontolásokat követve, a két rövidebb periódusú perturbációosztályt együttesen rövid periódusú perturbációknak nevezi, és az apszis-csomóvonali tagokat hívja hosszú periódusú perturbációknak. Ugyanakkor a konkrét hármas csillagrendszerekkel foglalkozó tudományos közlemények némelyikében ez utóbbi típusú perturbációt, helytelenül, szekuláris perturbációként is említik.

újraértékelésével pedig sikerült azt is kimutatni, hogy a fedések mélysége (a kettős fogyatkozás alatti elhalványulás mértéke) a felfedezés óta folyamatosan csökkent. A hármas rendszer geometriai paramétereinek pontosabb meghatározása nyomán az is megállapítható, hogy a precessziós periódus e rendszerben körülbelül 600 év, amelynek során két 100 éves intervallumban figyelhetők meg fedések.

Már legalább fél tucat kettősnél sikerült észlelni a fedésmélység folyamatos változását. Sőt, a jelek szerint a legismertebb, emblematikus fedési kettős, a már korábban e cikkben is említett Algol sem volt mindig, és nem is marad állandóan fedési kettőscsillag. Az Algol rendszerében is van ugyanis egy 679 nap keringési idejű harmadik tag, amely a legújabb magyar–amerikai–nyugat-európai optikai- és rádió-interferometriai megfigyelések szerint majdnem merőleges pályán kerüli körbe a fedési kettőst. Ha észlelési eredményeink pontosak, akkor az Algol időszámításunk kezdete körül kezdett el fedéseket mutatni. Mátyás király vagy Luxemburgi Zsigmond korában produkálta a legmélyebb fogyatkozásokat, amikor is néhány órára szabad szemmel kis híján láthatatlanná vált. Manapság még mindig látványos, bár lassan csökkenő amplitúdójú fedéseket produkál, amelyek a 3000-es évek elején maradnak abba.

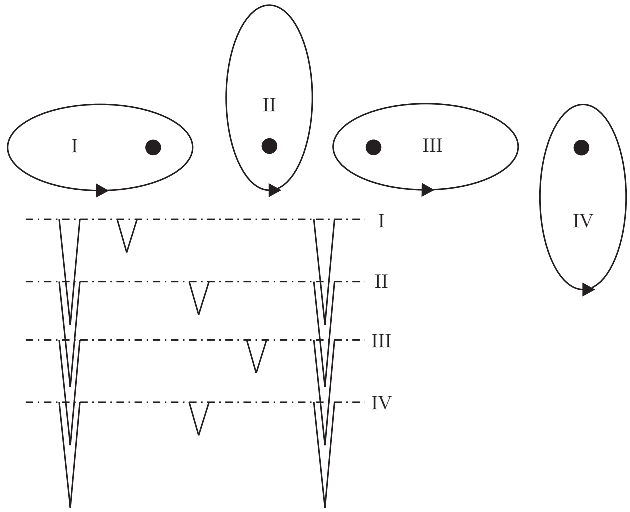
Egy az Algolhoz hasonló hármas csillagrendszer, ahol a harmadik, távolabbi kísérő messze kiemelkedik a szoros kettős keringési síkjából, további csemegét is nyújt a szakembereknek. Egy ilyen rendszer ugyanis nem lehetne stabil. Legalábbis ha a csillagokat tömegpontokként, vagy ami ezzel ekvivalens, gömbszimmetrikus tömegeloszlású objektumokként közelítenénk, amely megközelítés matematikailag a legtöbb égi mechanikai problémában elfogadható és széles körben alkalmazott is, akkor könnyen megmutatható, hogy ha a szűk és a tág pálya síkjának egymással bezárt szöge, az úgynevezett köztes inklináció meghaladja a 40 fokot, akkor gyakorlatilag a csillagok tömegétől és egymástól való távolságától függetlenül egy olyan rezonanciajelenség lép fel, az úgynevezett Kozai-rezonancia, amely a szoros kettős pályájának excentricitását, azaz lapultságát időről időre jelentősen megnöveli. Ez például az Algol esetében a rendszer jelenlegi konfigurációja mellett azt jelenti, hogy a napjainkban körpályán keringő fedési kettős pályája néhány ezer évente évtizedek alatt hirtelen rendkívül lapulttá válna, mégpedig annyira, hogy az excentricitás csúcsértéke elérné a 0,92-t. Ebben az esetben a két csillag tömegközéppontjának egymástól mért legkisebb távolsága alig haladná meg a Nap sugarát, azaz durván 700 000 km-t. Azonban az Algol fedési kettősét alkotó csillagok sugara 2,88 és 3,54 napsugár. Tehát a Kozai-rezonancia következtében az Algol két csillagának durván ezer évente össze kellene ütköznie egymással.

Noha elképzelhető, hogy kezdetben jóval tágabb hierarchikus hármas csillagrendszerek esetében a Kozai-rezonancia szerepet játszhat az igazán szoros kettősök létrehozásában, továbbá újabban az is felmerült, hogy az exobolygórendszerek evolúciójában is fontos szerepe lehet, az Algol, illetve a hasonló szoros hármasok esetében biztonsággal feltehetjük, hogy kell lennie egy további mechanizmusnak, amely hatástalanítja e rezonancia működését, ezzel stabilizálva az ilyen felépítésű hármas csillagrendszereket. Itt válik fontossá a szoros kettősöknek az árapályerők következtében jelentkező torzultsága. Ennek a torzultságnak két, egyforma nagyságrendű forrása van. Az egyik a közeli kísérő keltette kölcsönös árapálydudor, amelynek maximuma igyekszik a kísérő tömegközéppontja felé mutatni. A másik pedig a gyors tengelyforgásból adódó lapultság. A szoros kettősök többsége ugyanis, éppen az árapályerők miatt, életének első évmillióit leszámítva, kötött tengelyforgást végez. Hasonlóan ahhoz, ahogy a Hold, mivel tengelyforgási és keringési ideje megegyezik, mindig ugyanazt az oldalát mutatja Földünk felé, e csillagok is így mozognak egymás körül. Azaz az Algolnál maradva, a 2,86 nap keringési idejű fedési kettős két csillagának tengelyforgási ideje is 2,86 nap. (Összehasonlításképpen: a jóval kisebb Nap egyenlítői forgási periódusa 25 nap fölött van.) Mindez viszonylag jelentős kidudorodást eredményez az egyenlítő mentén. A nem gömbszimmetrikus tömegeloszlás további perturbációkat okoz. Ezek közül a leglátványosabb az, hogy ha a mozgás ellipszispályán történik, akkor annak nagytengelye nem marad állandó irányú, hanem a pálya menti keringéssel megegyező irányban forog a pályasíkban. Éppen ez a hatás óvja meg az Algolt és hasonló társait a Kozai-rezonanciától, mert ennek az úgynevezett *apszismozgás*nak köszönhetően kerülik el, hogy a tág pálya impulzusmomentuma mindig egy térben közel fix helyzetben pumpálódjon át a szoros kettős pályájába, amely pedig az excentricitás megszaladásának végső oka.[8]

Itt el is érkeztünk csillagóráink pontatlanságait bemutató, bár a teljességet nélkülöző áttekintésünk utolsó fejezetéhez. Említettük, hogy a periodikus $O-C$ diagramok forrásai a fényidő-effektust mutató hármas rendszereken felül az olyan kettősök, amelyek elliptikus pályán mozognak. E rendszerekben elsősorban éppen a fentebb említett folyamatot, az apszismozgást tudjuk megfigyelni. Egy ellipszispályán keringő fedési kettős a legbiztosabban arról ismerhető fel, hogy – ha csak nem éppen az ellipszispálya nagytengelye irányából látunk rá a rendszerre – a mellékminimum nem a két főminimum közti idő felénél következik be (*4. ábra*). A félidőtől, azaz a 0,5 fázistól való eltérés első közelítésben az excentricitás és az apszisvonal irányát megadó szög[9] koszinuszának szorzatával arányos. Ha az apszisvonal körbeforog, akkor pedig már páronként a két fő-, illetve két mellékminimum sem egyenlő időközönként fog bekövetkezni, hanem egy-

[8] Látszólag felmerülhet az az észrevétel, hogy a jelenleg körpályán mozgó Algolt miképpen védhetné meg egy olyan effektus, amely csak ellipszispályán működik. Azonban a harmadik test gravitációs zavaró hatása miatt a mozgás sohasem lehet szigorúan véve egzakt körmozgás.

[9] Az apszisvonal, valamint az égbolt síkja és a pályasík metszésvonala által bezárt szög.



4. ábra. A mellékminimum főminimumhoz viszonyított fázisa az ellipszis nagytengelyének (apszisvonalának) irányától függ.

egy ellentétes fázisban mozgó, de különben – legalábbis első közelítésben – egyforma koszinuszos alakú $O-C$ diagramot fognak produkálni. (Így ha mind fő-, mind mellékminimumokról vannak mérések, ránézésre meg tudjuk különböztetni az ilyen fedési kettőst egy hármas rendszertől.) Mivel az $O-C$ diagramból ideális esetben könnyen kiolvasható apszismozgási periódus viszonylag egyszerű kapcsolatban van a csillagok tömegeloszlásával, illetve azoknak a gömbszimmetriától való eltérésével, az apszismozgást produkáló rendszerek kiválóaknak bizonyultak elméleti csillagmodelljeink észlelési ellenőrzéséhez. A gyakorlatban azonban nem ilyen egyszerű a helyzet. Jelenleg még csupán alig néhány száz excentrikus fedési kettőst ismerünk. Közülük is csak pár tucatról van elég hosszú megfigyelési adatsor ahhoz, hogy a leggyorsabb esetekben is több évtizedes, de jellemzően évszázados nagyságrendű apszismozgási periódus meghatározható legyen. Mindenesetre a jelenleg néhány tucat rendszerre rendelkezésre álló eredmények egyértelműen mutatják, hogy a csillagok tömegeloszlása nincs összhangban a körülbelül az 1970-es évekig elfogadott politrop csillagmodellekkel. Ezekből ugyanis a mértnél általában egy nagyságrenddel gyorsabb apszismozgás következne. Ugyanakkor jó egyezés figyelhető meg az 1987-től kezdődően közölt, többnyire numerikus, hidrodinamikai számításokon alapuló újabb csillagmodellekkel. Ezek arra utalnak, hogy a közönséges csillagok centrális tömegkoncentrációja legalább egy nagyságrenddel nagyobb, mint korábban gondolták. Azaz érdekes módon a csillagok nemtömegpont jellegéből fakadó perturbációk éppen azt mutatják, hogy a csillagok a legtöbb dinamikai problémában még nyugodtabban közelíthetők tömegpontokként, mint eddig hittük.

Nem a gömbszimmetriától való eltérés az egyetlen olyan perturbáló hatás, amely egy ellipszispálya körbeforgását eredményezi. Az általános relativitáselméletben ugyanis a kepleri mozgásprobléma megoldása már nem térben és időben állandó ellipszis, hanem a két tömegpont legnagyobb közelsége a mozgás irányában eltolódik, azaz a mozgást a klasszikus pályaelemekkel leírva, ez éppen egy pozitív apszismozgási rátát eredményez. Az általános relativitáselmélet egyik alapvető bizonyítéka az, hogy sikeresen megmagyarázza a Merkúr apszismozgási rátájának 43"/évszázados többletét, amellyel a klasszikus newtoni égi mechanika nem tud elszámolni. A nagyobb tömegek és kisebb távolságok miatt várható, hogy ez a jelenség az excentrikus kettősökben még jobban vizsgálható. A korábban említett PSR 1913+16 kettős pulzárban ki is mutatták az elméletileg jósolttal megegyező sebességű relativisztikus apszismozgást. A fedési kettősök esetében azonban itt további problémák merülnek fel. A viszonylag szorosabb excentrikus kettősöknél a komponensek torzultságából fakadó klasszikus apszismozgás jóval gyorsabb, s így elfedi a relativisztikus tagot. Tehát azoknál a rendszereknél érdemes körülnéznünk, amelyeknél a torzultság kisebb, s így már a relativisztikus tag dominálhat, vagy legalábbis hasonló nagyságrendű, mint a klasszikus. Ezért elsősorban a forróbb csillagok jönnek számításba, amelyek tömege még inkább a magba összpontosul, és ezek közül is elsősorban a tágabb rendszerek. (Az árapálytorzultság a relatív csillagsugár – a csillag sugara és a pálya félnagytengelyének aránya – ötödik hatványával arányos.) A gond leginkább a rendszerek tágasságával függ össze. Ugyanis ezekben a kettősökben az elméletileg várható apszismozgási periódus nagyságrendje jobbára több ezer vagy akár tízezer év. Azaz néhány évtizednyi megfigyelésből kellene több ezer vagy tízezer éves periódust pontosan meghatározni. Jelenleg körülbelül három tucat ilyen rendszert ismerünk. E csillagok némelyikéről mára akár fél évszázados észlelési anyag is összegyűlt, amely alapján megállapítható, hogy több rendszer is az elméletileg jósoltnál számottevően lassabb apszismozgási rátát mutat. A legismertebb rendellenesen lassú apszismozgású csillag a DI Herculis, amelynek rejtélyét immáron negyven éve próbálják megoldani. Kétségtelenül a legeredetibb megoldási javaslattal *Moffat* kanadai fizikus állt elő, aki a probléma feloldására az 1980-as években a saját maga kidolgozta úgynevezett „nem szimmetrikus gravitációelmélet”-et (NGT) javasolta [4]. Ugyanakkor a kutatók túlnyomó többsége szerint az eltérések mögött egyéb forrásokból eredő, különböző további perturbációkat kell gyanítanunk. A teljesség igénye nélkül, ilyen lehet a kettős körül keringő, még nem felfedezett harmadik csillag, a csillagok forgástengelyének szokatlan helyzete, vagy a pálya menti intersztelláris anyag zavaró hatása. E kérdéskörről magyar nyelven is olvasható hosszabb összefoglaló [5], ezért ebben az írásban csak a legújabb fejleményekre szorítkozunk.

A probléma legkézenfekvőbb megoldása az lenne, ha sikerülne kimutatni, hogy e kettősök hierarchikus hármas rendszerekben keringenek. A távolabbi, harmadik komponens okozta további apszismozgási járulék létezése ugyanis természetes magyarázatul szolgálna az észlelésekre. Ugyanakkor egy esetleges harmadik csillag jelenlétét meggyőzően egyik rendellenesen lassú apszismozgású rendszernél sem sikerült kimutatni, noha számos ilyen próbálkozás is történt. Igaz ugyan, hogy az AS Camelopardalis $O-C$ görbéjében az apszisvándorláson felül megfigyelhető körülbelül 800–900 napos periodicitást mutató ingadozásokat egyes kutatók fényidő-effektussal igyekeznek magyarázni, de a mérési adatok minősége és mennyisége egyelőre nagyon kétségessé teszi ezt az értelmezést, sőt egyáltalán a ciklikusság létezését is. Azonban még ha el is fogadnánk e kettősöknél a harmadik csillag jelenlétét mint zavaró forrást, akkor is fennmarad a nyugtalanító kérdés, mi az oka annak, hogy csak rendellenesen lassú apszismozgású kettősöket látunk, míg túl gyorsakat nem.

A probléma mind a mai napig fennáll, megnyugtató megoldást nem sikerült találni. A legutóbbi fejlemény egy magyar kutatócsoporthoz köthető, amelynek tagjai hosszadalmas analitikus számításokkal és kiegészítő numerikus integrálásokkal megmutatták, hogy közeli harmadik kísérőcsillagok előidézhetnek olyan perturbációkat, amelyek az apszismozgási periódust jelentősen nem változtatják meg ugyan, azonban az $O-C$ diagram alakját úgy torzítják el, hogy ha a teljes apszismozgási periódusnak csupán egy nagyon kis töredékéről (e rendszereknél ez nem több 1–2%-nál) vannak észleléseink, akkor nagy valószínűséggel a ténylegesnél jelentősen hosszabb apszismozgási periódust fogunk meghatározni. Ráadásul ez az effektus akkor a legerősebb, ha a harmadik csillag pályasíkja az égbolt síkjával esik egybe. Ilyenkor pedig a tág pályán való keringés közben a fedési kettős tőlünk való távolsága nem változik, így fényidő-effektus sem lép fel. Ez a konfiguráció azt is jelenti, hogy a fedési kettős, illetve a tág rendszer pályasíkja közel merőleges egymásra, ezért a pályasík – különben maximális amplitúdójú – precessziós periódusa sok tízezer év, vagyis a fedési mélység sem változik kimutathatóan néhány évtized alatt [6]. Természetesen ez az eredmény önmagában még nem oldja meg a problémát, azonban újabb esélyt ad a klasszikus égi mechanika keretein belül maradó magyarázatoknak.

A szoros kettős, illetve hármas rendszerek tehát valóban kifogyhatatlan tárházai az érdekes dinamikai és asztrofizikai jelenségeknek. Így ez az írás nem vállalkozhatott többre, mint a szerző ízlése szerinti szemelgetésre ennek a világnak, a csillagórák birodalmának érdekességeiből, amely világ óráinak pontosságán vagy inkább pontatlanságán fizikai elméletek múlhatnak; elbukhatnak régiek, vagy éppen újak születhetnek.

Irodalom

1. A két- és háromtest-probléma, valamint a perturbációszámítás magyar nyelvű, rövid összefoglalója: http://astro.elte.hu/icsip/egi_mechanika/index.html
2. Csizmadia Szilárd: A kettőscsillagok fejlődése. *Fizikai Szemle 59/2* (2009) 49–56.
3. Lásd például: http://www.astro.cornell.edu/academics/courses/astro201/psr1913.htm
4. Moffat J. W.: The orbital motion of DI Herculis as a test of a theory of gravitation. *Astrophysical Journal 287* (1984) L77.
5. Hegedüs Tibor: Kérdőjelek az általános relativitáselmélet körül. *Természet Világa 120* (1989) 358–362.
6. Borkovits T., Forgács-Dajka E., Regály Zs.: Tidal and rotational effects in the perturbations of hierarchical triple stellar systems. II. Eccentric systems – the case of AS Camelopardalis. *Astronomy & Astrophysics 473* (2007) 191.

A KETTŐSCSILLAGOK FEJLŐDÉSE

Csizmadia Szilárd
Bolygókutató Intézet,
Német Lég- és Űrkutatási Központ
Berlin, Németország

A kettőscsillagok megismerése

Giovanni Battista Riccioli jezsuita szerzetes 1650-ben kezdetleges távcsövével a Göncölszekér rúdjának középső csillagát, a Mizart vizsgálta, és meglepetésére a szabad szemmel egynek látszó csillagot kettősnek találta. Ezt az első kettőscsillag-felfedezést még további három gyarapította a következő mintegy 120 évben. *John Michell* anglikán pap kimutatta, hogy már ez a négy felfedezés is több annál, mint a csillagok véletlenszerű eloszlása esetén várható. Szerinte ezért inkább arról lehet szó, hogy ezek a szoros csillagpárok nem véletlenül látszanak egymás mellett, hanem ténylegesen is összetartoznak és egymás körül keringenek. E hipotézistől inspirálva *Tobias Mayer* mannheimi amatőrcsillagász kettőscsillagok után kezdett el kutatni az égbolton, és 52 párt felsoroló katalógusát 1772-ben tette közzé. *William Herschel* német–angol csillagász folytatta a munkát, és 1803-ra – több mint két évtizedes megfigyeléssorozattal(!) – bebizonyította, hogy a Gamma Virginis és a Castor kettőscsillagok két-két komponense tényleg kering egymás körül, ráadásul a Kepler-törvényeknek megfelelően. Tudománytörténetileg azért érdekes ez a mérési sorozat, mert első ízben bizonyította megfigyelési oldalról, hogy a Newton-törvények a Naprendszer határain túl is érvényesek. (Herschel és fia, John, ezen túlmenően külön-külön több ezer felfedezéssel gyarapították az ismert kettőscsillagok számát.)

Az ismert kettőscsillagok száma gyorsan nőtt, a két *Struve, Hussey* tiszteletes, *Burnham* és *Aitken, Couteau* és mások felfedezései nyomán[1] ma már 130 ezer

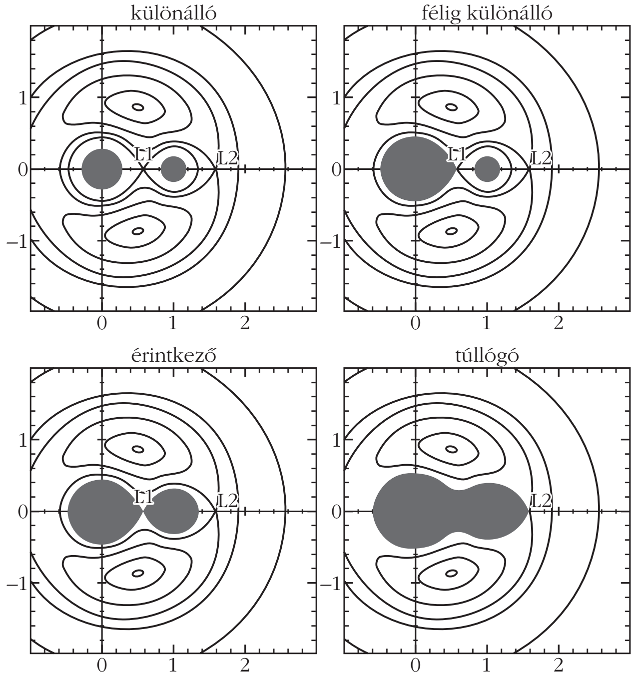
[1] A felfedezők között két magyar amatőrcsillagász, *Berkó Ernő* és *Ladányi Tamás* is szerepel, akik néhány tucat értékes felfedezésükkel járultak hozzá az ismert kettőscsillagok számának növeléséhez.

kettőscsillagot tartanak nyilván,[2] de a felfedezést akadályozó szelekciós tényezők figyelembevételével azt mondhatjuk, hogy *a csillagok legalább fele kettőscsillag-rendszer tagja*. A kettőscsillagoknak számos típusa ismert, az osztályozás részleteire egy rövid cikkben nem térhetünk ki, a legfontosabb típusok és jellemzőik megtalálhatók a http://astro.elte.hu/icsip/csill_elete/csillagtipusok/kettos.html webhelyen.

Olyan kettőscsillagok is vannak, amelyekben a pár tagjai olyan közel vannak egymáshoz tőlünk nézve, hogy a távcsőben nem felbonthatók. Összetett színképük, a színképvonalak mozgása (a látóirányú sebesség változása) vagy más tulajdonságuk azonban elárulja a távcsőben csak magányos fénypontnak látszó csillag kettős vagy többszörös mivoltát. Különösen fontosak a fedési kettőscsillagok. Az ide tartozó kettőscsillagok pályasíkja annyira a látóirány közelébe esik, hogy a keringés folyamán a két csillag rendszeresen eltakarja egymást, a csillag fogyatkozását idézve elő. A takarás miatt természetesen a rendszer összfényessége lecsökken. A fényességcsökkenés mértéke csak az eltakart felület nagyságától függ, a távolságtól független. Ezért még extragalaxisokban is ismerünk ilyen kettőscsillagokat. A fedés során a fényesség lefutásának (fénygörbe) elemzésével a két csillag sugarának és fényességének, kedvező esetben még tömegének aránya is meghatározható, egymás körüli keringési sebességüket pedig a színképvonalak Doppler-eltolódásának meghatározásával lehet mérni, amivel az előbb említett arányok kalibrálhatók és abszolút egységekben meghatározhatók. A fedési kettőscsillagok tanulmányozása tette lehetővé az 1920-as években, hogy *Eddington* megállapítsa a csillagok alapvető fontosságú tömeg-fényesség relációját. A fedési kettőscsillagokban olyan sok paraméter mérhető nagy pontossággal, hogy *Zdenek Kopal* cseh–angol csillagász a fedési objektumok vizsgálatát a csillagok megismeréséhez vezető „királyi útnak” nevezte. Ezeknek az izgalmas vizsgálódásoknak minden részletére itt nem térhetünk ki, csak a kettőscsillagok – ma még lezáratlan, számtalan kérdőjeltől hemzsegő – fejlődési útvonalait igyekszünk röviden bemutatni.

A Roche-lebeny mint kulcsfogalom

Édouard Roche francia csillagász a 19. század második felében mutatott rá arra, hogy egy bolygó árapályereje a bolygóval azonos sűrűségű holdját darabokra tépi, ha a hold a bolygósugár 2,44-szeresénél közelebb kerül a bolygó középpontjához. (Valószínűleg így keletkezett a Szaturnusz és más óriásbolygók gyűrűrendszere is.) Más sűrűségekre más határ érvényes. A kritikus sugáron belüli térfogatot Roche-térfogatnak, az ezen belüli teret pedig Roche-tartománynak nevezik. 1994-ben például egy üstökös a Jupiternek az üstökösre vonatkozó Roche-tartományába került és darabjaira tépődött szét.



1. ábra. Gravitációs ekvipotenciális felületek kettőscsillagokban. Távolságegység a két csillag centrumának távolsága. L1, L2 az első és a második Lagrange-pont helyzete (az öt Lagrange-pont a pontszerű testekből álló háromtest-probléma öt egzakt megoldásához kapcsolódik, az e pontok egyikébe helyezett harmadik próbatest és a két másik test mozgása önhasonló lesz). Az ábrákon rendre a különálló, félig különálló, érintkező és túllógó (közös burok) típusokat látjuk.

Kettőscsillagokban ennek mintájára definiálják a Roche-lebeny fogalmát. Meghatározása szerint a *Roche-lebenyt* a kettőscsillag gravitációs ekvipotenciális felületei közül az határolja, amely tartalmazza az L1 Lagrange-pontot (*1. ábra*). A kettőscsillagok legfontosabb jellemzője a Roche-lebeny kitöltöttsége. Ezt a csillag és a Roche-lebeny átlagos sugarának hányadosa definiálja. Utóbbi minden tömegarányértékre 1%-nál pontosabban közelíthető az alábbi formulával [8]:

$$R_L = A \frac{0{,}49\, q^{1/3}}{0{,}6\, q^{2/3} + \ln\left(1 + q^{1/3}\right)}, \qquad (1)$$

ahol R_L a Roche-lebeny átlagos sugara, A a két csillag szeparációja[3], $q = M_1/M_2$ a két csillag tömegének aránya.[4]

A maximális szeparáció a Nap környékén két fényév lehet, ennél tágabb kettőscsillagokat a környező csillagok átlagos gravitációs mezeje széttépi, nem maradhatnak stabilak. A szeparáció szekulárisan[5] és (kvázi-)periodikusan is változhat. Szekuláris változáshoz – a

[2] A kettőscsillagok legbővebb, pozíció- és szeparációméréseit is tartalmazó katalógusa, a *Washington Double Star Catalogue* (WDS) a http://ad.usno.navy.mil/wds webcímen érhető el. A katalógus nemcsak valódi kettőscsillagokat tartalmaz, hanem úgynevezett optikai kettőscsillagokat is (véletlenül egymás mellett látszó, de tőlünk más-más távolságban lévő, fizikailag össze nem tartozó csillagokat is). Ennek oka, hogy az egymás körül keringő párokról nem azonnal nyilvánvaló, hogy ténylegesen összetartoznak-e gravitációsan vagy sem.

[3] A kettőscsillag két komponensének távolsága egymástól mérve.

[4] Érdemes megjegyezni, hogy $q = M_2/M_1$ definíció is előfordul sok szerzőnél, ez esetben a formulában $1/q$-t kell venni.

[5] A szekuláris változás a csillagászatban időben növekvő vagy csökkenő monoton változást jelent.

szeparáció folyamatos csökkenéséhez – vezet például a gravitációs hullámok formájában történő energiakisugárzás, bár ez normál csillagokból álló kettősök esetén elhanyagolható. Szoros rendszer esetén ($A/R_{csillag}$ < kb. 10) az árapályerők a fél nagytengelyt és az excentricitást folyamatosan, számottevően csökkentik, viszonylag rövid időskálán [2]. Ezen túlmenően a két csillag csillagszél útján anyagot veszít, amely a rendszerből távozhat: ez esetben lassabb ütemben ugyan, de ugyancsak csökken a szeparáció, mert a csillagszéllel anyag és perdület távozik a rendszerből. Ha mindkét csillagnak számottevő mágneses tere van, akkor az mágneses fékeződéshez vezet, ami az előzőeknél nagyságrendekkel gyorsabb ütemben csökkenti a szeparációt.

A keringési periódus – és a harmadik Kepler-törvényen keresztül a fél nagytengely, tehát a szeparáció is – több más effektus miatt is változhat. Például a kettőscsillagok körülbelül 1/3-ánál távolabbi harmadik, körülbelül 1/4-énél távolabbi negyedik komponens is van. Hatos rendszerek is ismertek (pl. Castor). Egy harmadik vagy további test okozta szekuláris és periodikus gravitációs eredetű perturbációk számolása nem könnyű feladat, különösen, hogy a tömegponti közelítés nem elegendő, de a rendszerek dinamikai fejlődése során figyelembe kell venni [2]. Érdekesség, hogy ilyen perturbációs hatást bolygók is okozhatnak, így ez is egy módszer bolygók felfedezésére fedési kettőscsillagok körül. Mivel a csillag anyaga plazma, az aktív csillagok mágneses terében végbemenő változások a csillag tömegeloszlását kis mértékben átrendezik, ami miatt a tehetetlenségi nyomatékban kvadrupól-jellegű tagok lépnek fel, és így – a kettős rendszer teljes, összegzett pálya- és forgási impulzusmomentumának megmaradása teljesülése érdekében – a pályaperiódus változik, és ez a periódusváltozás mérhető (Applegate-mechanizmus [1]). Több fedési kettőscsillag ilyen jellegű vizsgálatát végeztük el [4], és találtunk is arra utaló jeleket, hogy ez a mechanizmus talán tényleg működik kettősökben. Egy fler következtében akár Föld mennyiségű anyag is végleg távozhat a rendszerből, ami a periódus hirtelen kicsiny változásához vezet. A periódus látszólagos, Doppler-effektus jellegű periodikus változását okozza egy fedési kettőscsillagnak egy hozzá gravitációsan kötött harmadik objektummal alkotott közös tömegközéppont körüli keringése (fényidő-effektus [2]). Végezetül pedig a legfontosabb, aperiodikus jelenség a tömegátadás következtében fellépő periódus- és szeparációváltozás. A periódusváltozás jól mérhető, akár a periódus 10^{-10}–10^{-14} részét képező periódusváltozást is ki lehet mutatni, legfeljebb csak pontos mérések, gondosság és türelem (évtizedek) kell hozzá. Mivel a periódus ilyen jól megfogható mennyiség – a csillagászatban mérhető mennyiségek közül talán a legpontosabban meghatározható – igen sok információt hordoz a csillagokról.

Kopal 1959-ben mutatott rá arra, hogy a kettőscsillagokat asztrofizikai szempontból a Roche-lebeny kitöltöttsége alapján érdemes osztályozni: ha mindkét csillag mérete Roche-lebenyük alatt marad, akkor különálló, ha az egyik kitölti Roche-lebenyét, félig különálló, ha pedig mindkettő kitölti Roche-lebenyét, érintkező rendszerekről beszélünk. Az osztályozást az ezredfordulón kiegészítették a közel érintkező és a túllógó rendszerekkel. A közel érintkező rendszerekben mindkét csillag majdnem kitölti Roche-lebenyét (a kitöltési faktor[6] mindkét csillagra 98% vagy afeletti), túllógó rendszereknél pedig mindkét csillag mérete nagyobb a Roche-lebenynél. Az érintkező, illetve túllógó rendszereknél a két csillag természetesen összeér, a két csillag közötti úgynevezett nyak részen (*1. ábra*) anyag és vele hő áramolhat a csillagok között. (Ez természetesen – elmélettől függően – entrópia- vagy entalpiacserét is eredményez a két csillag között.) *Robert E. Wilson* amerikai csillagász elméleti jóslata szerint olyan kettőscsillagok is létezhetnek, amelyeknél a két csillag az L2 Lagrange-pontig tartó ekvipotenciális felületekig elér – ezekre a duplán érintkező elnevezést javasolta. (Ennél nagyobb méret esetén a csillag nem stabil, szétfolyik.) Míg a többi típus mindegyikét megfigyelték, addig ilyen duplán érintkező csillagot nem észleltek.

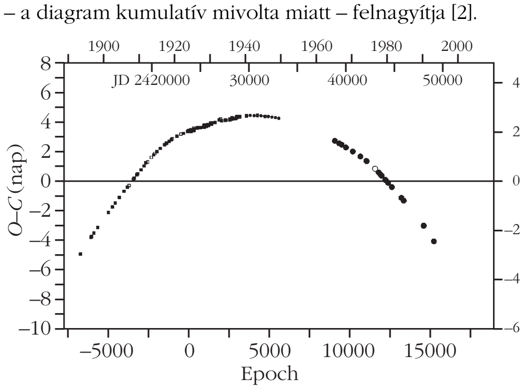
A csillagok mérete a csillagfejlődés következtében változik. Mi történik akkor, ha egy csillag kitölti a Roche-lebenyét? Amint az a *2. ábrá*ról nyilvánvaló, ekkor a csillag légköre olyan potenciálban helyezkedik el, hogy az anyag átkerül a másik térrészre. Az átadott anyag mennyisége bonyolult és részleteiben ma sem tisztázott módon függ a csillag tulajdonságaitól, de kielégítő közelítésnek tűnik a következő formula [10]:

$$\dot{M}_1 = -C\left(\frac{R_1}{R_L} - 1\right)^3. \qquad (2)$$

Itt $\dot{M}_1$ a főcsillag tömegének időegység alatti megváltozása, $C = 10^3$ naptömeg/év nagyságrendű állandó. Mivel a Roche-lebeny túlnövésének mértéke (R_1/R_L) félig különálló rendszerekben egy ezrelék körüli, tipikusan egy milliomod naptömegnyi anyag kerül át évente az egyik csillagról a másikra a tömegátadás következtében. (Ez igen jelentős érték a tömegátadásban részt vevő csillagok 1–100 naptömegéhez képest!)

A tömegátadás következtében az egyik csillag tömege csökken, a másiké nő. Mivel a csillagfejlődési egyenletek megoldása szerint a csillagok tulajdonságait a tömeg (M), fémtartalom (Z) és a kor (t) határozza meg (azaz a csillag bármely A fizikai tulajdonságára fennáll egy $A = f_A(M, Z, t)$ típusú összefüggés), a tömegátadásban résztvevő csillagpár mindkét tagjának fejlődési útja el fog térni egy közönséges magányos csillagétól a tömegparaméter változása miatt.

2. ábra. Az SV Centauri fedési kettőscsillag $O-C$ diagramja. Vízszintesen a keringés sorszáma, függőlegesen a lineáris efemeristől való eltérés napokban. Egy szférikus tömegeloszlású csillagokból álló kettőscsillag pályája perturbálatlan Kepler-pálya lenne (ha a relativisztikus hatásoktól eltekintünk). Egy ilyen fedési kettőscsillagban a fogyatkozások szigorúan periodikusan követnék egymást, ezt nevezzük lineáris efemerisnek. Ekkor az ilyen diagramon csak a megfigyelési hibákból eredő szórást látnánk. Mivel például az ábrán feltüntetett SV Centauri rendszerében tömegátadás történik, a keringésidő emiatt folyamatosan változik az egyik irányba, ezért a lineáris efemeristől való eltérés a diagramon egy parabolát okoz. Az ilyen diagramok használata a csillagászatban azért célszerű, mert az apró eltéréseket – a diagram kumulatív mivolta miatt – felnagyítja [2].



[6] E szakkifejezések angol változatai: detached, semi-detached, contact, near-contact, overcontact, illetve double-contact.

Közismert, hogy a nagyobb tömegű csillagok gyorsabban, a kisebb tömegűek lassabban fejlődnek (ami alatt azt értjük, hogy az egyes állapotokban, például a fősorozati hidrogénégetési fázisban mennyi ideig tartózkodnak). A magányos csillagok fejlődéséhez [14] képest egy tömeget ilyen gyors ütemben veszítő csillag fejlődése „lelassul”, a tömeget nyerő csillagé „felgyorsul”. *Peter P. Eggleton* angol csillagász és munkatársai az 1970-es évek óta máig rengeteg számítást végeztek a kettőscsillagok lehetséges fejlődésére (összefoglalóan lásd [9]). A három legfontosabb tényező, amely meghatározza egy kettőscsillag életpályáját: a kezdeti szeparáció (vagy az ezzel egyenértékű kezdeti keringésidő), a kezdeti össztömeg és a kezdeti tömegarány. A fémtartalom – amit a két csillagra azonosnak vesznek – kevésbé fontos. A számítások egyszerűsítése végett feltételezik, hogy a két csillag azonos korú. A valóságban néhány millió év eltérés előfordulhat a születési időben, ami főleg a nagy tömegű, ezért rövid ideig élő csillagoknál lehet fontos tényező.

Először természetesen a nagyobb tömegű csillag kezd el felfúvódni. A kezdeti szeparáció meghatározza, hogy ez a csillag mikor éri el a Roche-lebeny kitöltéséhez szükséges méretet: netán már a fősorozati állapotban (A-típusú tömegátadás), vagy később a horizontális ágon (B-típusú tömegátadás), esetleg csak a héliumégető vörös óriáscsillag állapotban (C-típusú tömegátadás). Ez a kérdés egyáltalán nem akadémikus: a végállapot nagyon is különböző lesz.

Maga a tömegátadás hirtelen indul be, minden előzmény nélkül, néhány évszázad alatt eléri akár az ezred naptömeg/év tömegátadási rátát is az átadott anyag mennyisége. Az ilyen nagyon gyors tömegátadás fázisában lehet például az SV Centauri kettőse (*2. ábra*). Ezután a tömegátadási ráta csillapodik, milliomod-tízmilliomod naptömeg/év, vagy kisebb ütemre áll be, majd a tömegátadás megszűnik. Ennyi idő alatt azonban – a rendszer tulajdonságaitól függően – a tömegarány akár meg is fordulhat, azaz az eredetileg kisebb tömegű csillag válhat a nagyobb tömegűvé! Ez a magyarázata az 1950-es években felismert úgynevezett *Algol-paradoxonnak:* a kisebb tömegű csillag látszólag későbbi fejlődési állapotú, mivel mérete nagyobbnak tűnik tömegéhez képest, mint a kísérőé. A tömegátadás jelentős hatást gyakorol mindkét komponens fejlődésére, tömegére, fényességére és méretére.

Speciálisan megválasztott kezdőfeltételekkel elérhető, hogy ne csak egyszer, hanem akár kétszer vagy háromszor is bekövetkezzék tömegátadási jelenség a pár élete folyamán.

Ha tömeg- és energiamegmaradást tételezünk fel (azaz a tömegátadás 100% hatásfokú, és csillagszéllel sem távozik anyag és perdület a rendszerből), akkor megmutatható, hogy a rendszerben a szeparáció és a keringésidő mindaddig csökken, amíg a két csillag tömege egyenlővé nem válik. Ez természetesen a tömegátadás ütemét gyorsítja, mert (1)-nek megfelelően a szeparáció egyre kisebb lesz, ezért (2)-ben egyre kisebb R_L-t kell behelyettesíteni! A tömegek egyenlővé válása után a fél nagytengely és keringésidő is növekedni kezd, így a tömegátadási ütem is csökken, míg a szeparáció elegendően nagy nem lesz ahhoz, hogy a Roche-lebeny nagyobbá váljon az aktuális csillagméretnél, így a tömegátadási folyamat leáll. A számítások természetesen tovább pontosíthatók a mágneses tér, csillagszéllel való tömegvesztés stb. figyelembevételével. Tömegarány-inverzió azonban nem mindig következik be. Előfordul, hogy a csillag tömege még a két csillag tömegének egyenlővé válása előtt annyira lecsökken, hogy az ehhez a tömeghez tartozó sugárérték az aktuális Roche-lebeny sugara alá esik, ami magától leállítja a tömegátadás folyamatát. Harmadik test jelenléte esetén előfordulhat, hogy a szoros párt érő perturbáció esetén a fél nagytengely netán csökken, és emiatt csökken le a Roche-lebeny mérete, beindítva a tömegátadást (erre az elméleti lehetőségre [3]-ban mutattunk rá).

A-típusú fejlődési útvonalak

A fejlődési utak jelentősen függnek a kezdeti tömegaránytól és keringésidőtől, valamint a rendszer kezdeti össztömegétől és korától. A következőkben az egyes eseteket részletesebben is tárgyaljuk. Az időt mindig a kettőscsillag megszületésétől számítjuk, azaz attól a pillanattól, amikor a két komponens a Hertzsprung–Russell-diagramon elkezdte a fősorozati fejlődést nyomban a csillagkeletkezés után. Részletes számok megadásának nincs értelme, mert azok nagyon függnek a kezdeti feltételektől és a konkrét csillagtömegektől, inkább egy áttekintő képet adunk a kettőscsillagok fejlődésének változatos világáról. Az (1→2) jel azt jelenti, hogy a tömegátadás a kezdetben nagyobb tömegű csillagról a kezdetben kisebb tömegű irányába zajlik – az adott pillanatban már nem biztos, hogy ezek a tömegarányok fennállnak. A kezdetben nagyobb tömegű csillagra mindvégig a *főcsillag,* a kezdetben kisebbre a *másodkomponens* megnevezést használjuk.

Dinamikus Roche-lebeny túlfolyás (AD)

Ha a kettőscsillag megszületésekor a főcsillag kis tömegű fősorozati csillag, vagy a kezdeti tömegarány nagyon extrém (a két csillag tömege jelentősen különbözik), akkor AD-típusú fejlődést várunk. Ebben az esetben a főcsillag nagyon kis idő elteltével kitölti Roche-lebenyét, a tömegátadás a kettőscsillag kialakulása után gyorsan elkezdődik. A várt fejlődési út: két fősorozati csillag különálló rendszerben → nagyon gyors tömegátadás (1→2) → érintkező kettőscsillag kialakulása.

Rapid kontakttá fejlődés (AR)

Ha a tömegarány nem annyira extrém – csupán q_0 = 1,5–2,0 hozzávetőleg – akkor még gyorsabban, sokkal kevesebb tömegátadás révén kialakulhat érintkező kettőscsillag, feltéve, hogy X < 1,2.[7] Azaz az AR-útvonal különösen a közel egyforma tömegű, rövid kezdeti keringésidejű rendszerek fejlődési útja: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → érintkező kettőscsillag kialakulása.

Lassú kontakttá fejlődés (AS)

Hosszabb kezdeti keringésidő (X = 1,2–2,0) és közel azonos kezdeti tömegek (q_0 = 1–1,5) esetén lassabban éri el a kettőscsillag az érintkező állapotot. Érdekesség, hogy a tömegátadás nagyon hosszú ideig is eltart, előbb gyors, majd lassú ütemben; ennek során jelentős mennyiségű anyag kerül át egyik csillagról a másikra (akár a csillag tömegének nagyobb része is át-

[7] X egy normalizációs tényező, és egyenlő a kettőscsillag kezdeti periódusideje osztva azzal a periódusidővel, amit akkor kapnánk, ha a főcsillag éppen kitöltené kezdetben Roche-lebenyét. Ezzel a paraméterrel kettősök fejlődése egységesebben leírható.

adásra kerülhet). A fejlődési út: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → lassú tömegátadás hosszú ideig (1→2) → érintkező kettőscsillag kialakulása.

Normál fejlődési útvonal (AN)

Ebben az esetben a másodkomponens nem tölti ki Roche-lebenyét ameddig a főcsillag kompakt csillaggá nem alakul (fehér törpe, neutroncsillag vagy fekete lyuk, esetleg – túl kis tömegű lévén – egyszerűen csak kihűl), így a rendszer a különálló és a félig különálló állapotokban fejlődik csak. Ez nagyon tág, hosszú kezdeti keringésidejű rendszerekben következik be ($X = 2…4$), de csak ha a kezdeti tömegarány nem túl extrém ($q_0 \leq 1,5–2$), és a teljes fejlődési útvonalat csak akkor járja be a rendszer, ha mindkét komponens tömege nagy (legalább 6–8 naptömeg egyenként). A várt fejlődési útvonal: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → lassú tömegátadás hosszú ideig (1→2) → megváltozott tömegarányú, fősorozati csillagokból álló rendszer → horizontális ági + fősorozati különálló rendszer → gyors tömegátadás(1→2) → a tömegátadás leállása, horizontális ági + fősorozati különálló rendszer → Wolf–Rayet-csillag[8] + fősorozati csillagból álló rendszer → a WR-csillag szupernóva-robbanása → neutroncsillag + fősorozati csillag különálló rendszere → neutroncsillag + horizontális ági csillag közös burokban → neutroncsillag + horizontális ági csillag különálló rendszerben → neutroncsillag + horizontális ági csillag közös atmoszférával → neutroncsillag + Wolf–Rayet-csillag → a másodkomponens szupernóva-robbanása → kettős neutroncsillag.

Ennek a hosszú és sok részből álló fejlődési útnak több érdekessége is van. Először is tömegátadás történik a komponensek fősorozati fejlődése alatt, és az egyik komponens vörös óriássá fejlődése során is. Másfelől, ha a komponensek együtt maradnak mindkét csillag robbanása után, akkor végeredményként egy kettős neutroncsillag-rendszert kapunk. Legalább hét ilyen rendszer ismert a galaxisban és legalább egy a Tejútrendszeren kívül. Az egyik komponenst rendszerint pulzárként figyeljük meg. Az ilyen különleges rendszerek a gammafelvillanások lehetséges elvárt forrásai. Mivel azonban csak nagytömegű komponensek tudják végig bejárni ezt az útvonalat, amelyekből eleve kevesebb van, relatíve nem túl sok ilyen kettőscsillagra számíthatunk.

AB-típusú fejlődés

Ennek a különleges fejlődési útnak a bejárására csak a kezdetben 5–12 naptömegű főkomponenssel bíró kettőscsillagok képesek. Háromszor is bekövetkezik a Roche-lebeny túlfolyása. Először a fősorozati fejlődés során, amikor olyan sok anyag megy át a másik csillagra, hogy csak a csillag körülbelül 0,8–2 naptömegű héliumégető magja marad vissza (tehát tömegarány-inverzió is történik). A héliumégetés magas hőmérséklete következtében a fénynyomás a megmaradt atmoszférát azonban szuperóriás méretűre tágítja ki, ami viszont a Roche-lebeny ismételt jelentős túlfolyásához vezet. Emiatt – a kezdeti tömegtől függően – vagy egy szén–oxigén fehér törpe marad vissza, vagy egy szupernóva-robbanás utáni neutroncsillag. A várt fejlődési útvonal: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → lassú tömegátadás (1→2) → megváltozott tömegarányú, fősorozati csillagokból álló rendszer → horizontális ági + fősorozati különálló rendszer → gyors tömegátadás ismét (1→2) → a tömegátadás leállása, horizontális ági + fősorozati különálló rendszer → héliumégető csillag + fősorozati csillag → szuperóriás csillag + fősorozati csillag, harmadízben lassú tömegátadással → forró csillagmag + fősorozati csillag → fehér törpe + fősorozati csillag.

A kísérőcsillag fejlődése természetesen nem áll le. A fősorozati csillag – tömegétől függően – felfúvódik. Rendszerint annyi anyagot nyert társától, hogy már meg sem áll – néhány köztes állapot bejárása után – a szupernóva-robbanásig. Végeredményként egy fehér törpe + neutroncsillag különleges rendszerét kapjuk.

Óriás érintkező fejlődés (AG)

Kis tömegű komponensek esetén előfordulhat, hogy csak nagyon későn töltik ki a Roche-lebenyeiket. Ez könnyen érthető még kis kezdeti szeparáció és ezért kisebb Roche-lebeny miatt is: a kis tömegű csillagok lassabban növelik méretüket. Ezért a tömegátadás csak a fősorozati fejlődés végefelé indul be. Így mindkét csillag óriáscsillaggá tud válni, és az érintkező állapotot az óriáságon érik el: ezek a csillagok az úgynevezett óriás érintkező kettőscsillagok. A fejlődési út relatíve egyszerű: két fősorozati csillag különálló rendszerben → lassú tömegátadás (1→2) → óriáscsillag + fősorozati csillag lassú tömegátadásban (1→2) → két óriáscsillag még mindig lassú tömegátadásban a főkomponensről a kísérőre → óriás érintkező kettőscsillag.

A fejlődés további részletei nem ismeretesek, mert a megfelelő egyenletek még hiányoznak, és az észlelési anyag is szegényes. A spekulációk szerint a két óriáscsillag összeolvad, egyetlen csillagmag alakul ki és egy – valamilyen tömegű – fehér törpecsillag marad vissza.

Korai szerepcsere (AE)

Ez a „klasszikus" Algol-paradoxont is tartalmazó fejlődési út. Az elnevezés a fejlődési sebesség megcserélődésére utal: a kettősrendszer megszületése után korán bekövetkező tömegátadás során a másodkomponens annyi anyagot nyer, hogy az ő fejlődési állapota lesz – a kezdeti kisebb tömeg ellenére – előrébb! Elsőként éri el a horizontális ágat, miközben az eredetileg nagyobb tömegű csillag mérete jelentősen csökken a nagy mennyiségű átadott tömeg miatt. Az ilyen tö-

[8] A Wolf–Rayet-csillagokról (WR-csillagokról) lásd a csillagászat elemeiről szóló portált: http://astro.elte.hu/icsip/csill_elete/index.html.

megátadási fejezet akkor jöhet létre, ha a kezdeti szeparáció kicsi. Ezért a jelentősen felfúvódott másodkomponens miatt ez a fejlődési út is érintkező kettőscsillag kialakulásához vezet: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → lassú tömegátadás (1→2) → fősorozati főcsillag + horizontális ági kísérőcsillag lassú tömegátadással (1→2 továbbra is!) → fősorozati + horizontális ági csillagból álló érintkező rendszer.

A fejlődés további menete ismét csak a spekulációk homályába burkolódzik. Feltevések szerint a horizontális ági csillag – ami eredetileg a kisebb tömegű komponens volt! – elnyeli még mindig fősorozati párját, így egyetlen horizontális ági csillagunk lesz, amely nagyobb tömegű magányos csillag módjára fejlődik tovább az óriásállapotokon keresztül, mígnem egy neutroncsillagot hagy maga után – ez esetben természetesen egy II-es típusú szupernóva-robbanáson is keresztülmegy.

Kései szerepcsere (AL)

A tömegátadás kezdete és üteme olyan, hogy először a főkomponens érheti el a horizontális ágat. Érdemes megjegyezni, hogy a fősorozaton két tömegátadási epizód is végbemegy: két fősorozati csillag különálló rendszerben → gyors tömegátadás (1→2) → két fősorozati csillag tömegátadás nélkül → újabb, ezúttal lassú tömegátadás (1→2) → horizontális ági csillag + fősorozati csillag különálló rendszere → harmadik tömegátadási epizód (1→2) → a tömegátadás leállása, horizontális ági + fősorozati csillag rendszere.

A tagok ekkorra olyan távol kerülnek egymástól, hogy szinte magányos csillag módjára fejlődnek tovább, egymástól függetlenül, megváltozott tömegüknek megfelelően: → Wolf–Rayet-csillag + fősorozati csillag → Wolf–Rayet-csillag + horizontális ági csillag. Ekkor a kísérő kitölti Roche-lebenyét és beindul a tömegátadási folyamat ismét, immár negyedszer a rendszerben, de ezúttal fordított irányban: a kísérőről a főkomponensre, mégpedig nagyon gyors ütemben. A fejlődés további részletei bizonytalanok. Bár a főkomponens egy, a szupernóva-robbanást megelőző állapotú WR-csillag, és tömege a tömegátadás miatt növekszik, mégis valószínűbbnek látszik, hogy még további jelentős tömegre van szüksége a kritikus tömeg eléréséhez. A tömegátadás leállása után így a másodkomponensnek is van ideje WR-csillaggá fejlődnie, és talán nem ad át elég anyagot a negyedik tömegátadási epizód alatt ahhoz, hogy tömege túlságosan lecsökkenjen. Ezért előbb egy nagyon különleges, érintkező állapotú kettős Wolf–Rayet-csillag alakul ki, és előbb a másodkomponens(!) robban fel szupernóvaként egy neutroncsillagot hagyva maga mögött, majd a kezdetben nagyobb tömegű, de ugyancsak WR-csillaggá elfejlődött főcsillag is szupernóva-robbanásban fejezi be pályafutását, még egy neutroncsillagot adva a rendszerhez. Ez a nem egyszerű – és végső pillanatait tekintve meglehetősen spekulatív – fejlődési út is a kettős neutroncsillag-rendszerek forrásául szolgálhat.

Nem konzervatív esetekben (pl. amikor csillagszéllel anyag és perdület távozik a rendszerből) további fejlődési útvonalak is felléphetnek, amelyek ismertetésére itt nem térünk ki. A lényeges momentum az, hogy a perdületvesztés a fél nagytengely csökkenését vonja maga után, így a Roche-lebeny kisebb lesz, amelyet így könnyebben tud kitölteni a csillag, és ezért a tömegátadás is előbb következhet be. A csillagszél nagyobb tömegű, forróbb csillagokban erősebb, így ott az effektus is számottevőbb.

A mágneses fékeződés hasonlóképpen csökkenti a fél nagytengelyt, de szerepe és az effektus pontos nagysága, így következményei is ma még vizsgálatok tárgya.

B- és C-típusú fejlődési útvonalak

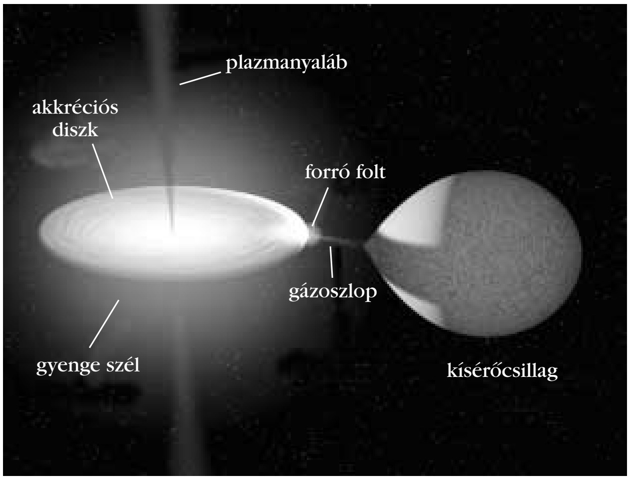
A B- és C-típusú tömegátadási folyamatok részletei kevésbé tisztázottak, mivel óriáscsillag-állapotban a csillagszél nem elhanyagolható, viszont nehéz az egyenletekben figyelembe venni. (Ehhez az elméleti nehézségeken túl az is járul, hogy a csillagszél mértéke nehezen mérhető, és nincs még jól működő általános formula, ami a csillagszéllel történő tömegvesztést a csillag paramétereinek – pl. tömeg, sugár, luminozitás – függvényében pontosan leírná, nemcsak egy tízes-százas faktor erejéig.) A fejlődés végződhet szupernóva-robbanásban, vagy csak a csillagmag marad vissza, és bizonyos, hogy óriás érintkező kettőscsillagok is kialakulnak; továbbá létezik az AN útvonalhoz hasonló fejlődés is (BN és CN útvonalak), amely szintén kettős neutroncsillagokat hagy maga után. A legtöbb fejlődési út azonban biztonsággal nem számolható ki még jelenleg, így a végük ismeretlen.

Kis tömegű kettőscsillagok és érintkező rendszerek

Talán feltűnt a figyelmes olvasónak, hogy a legtöbb alkalommal érintkező kettőscsillag alakult ki, aminél abba is hagytuk a fejlődés további részleteinek ismertetését. Ideje, hogy pótoljuk ezt a hiányosságot.

Az A-típusú tömegátadásnak csaknem bizonyosan fősorozati színképű érintkező rendszer kialakulása a vége, amint ezt a neves asztrofizikus, *Bohdan Paczynski* már 1971-ben megállapította. Ha a sokféle érintkező rendszer közül csak a fősorozatiakra koncentrálunk, akkor az égbolton valóban rengeteg érintkező kettőscsillagot figyelünk meg, *Slavek Rucinski* vizsgálata szerint minden 100–500 F, G és K színképosztályú törpecsillagból van egy, amely érintkező kettőscsillag-rendszer tagja!

Ehhez képest úgy tűnik, hogy az érintkező kettőscsillagok a „semmiből jönnek”, ahogy azt egyik cikkében Paczynski leírta [11]. A probléma ott van, hogy a W UMa-csillagok kialakulásához nagyon rövid kezdeti keringésidő kellene, így sok különálló és félig különálló rendszert kellene megfigyelnünk az 1 napnál rövidebb periódustartományban, de nem ez a helyzet.



3. ábra. Egy tipikus kataklizmikus változócsillag szerkezeti felépítése. A fősorozati kísérőcsillagról egy gázoszlopon keresztül anyag áramlik át az akkréciós diszkre. A diszkről gyenge szél formájában anyag távozhat el, és ahol a gázáram a korongot éri, ott – a felszabaduló potenciális energia miatt – a korong nagyon kifényesedik (forró folt). A forró folt hőmérséklete elérheti, sőt meghaladhatja bizonyos esetekben a százezer fokot is, és a rendszer fényességének néha 90%-a is a forró foltból származik, amely nemcsak optikai, de röntgentartományban is nagyon fényes. Az átadott anyag nagyobb része spirális pályán eljut a diszk közepén levő kis méretű, kompakt objektumba (ami lehet fehér törpe, neutroncsillag vagy fekete lyuk). Törpenóva-rendszerekben a kompakt objektum fehér törpecsillag, és a plazmanyaláb hiányzik.

Hogy kialakulásukat a fenti részletes számítások ellenére sem értjük, ahhoz mi azt a kis darabkát tettük hozzá [6], hogy például 10 000–16 000 K közötti átlaghőmérséklettel is ki kellene alakulniuk ilyen érintkező rendszereknek numerikus szimulációink alapján, de egyetlenegy ilyen érintkező kettős sem ismert. Ha a kettőscsillagok ismert kezdeti tömegarány- és periódusidő-eloszlását vesszük ezekhez a szimulációkhoz, akkor látjuk, hogy léteznek olyan kezdeti feltételű rendszerek, amelyek fejlődése ilyen átlaghőmérsékletű érintkező kettősökhöz vezetne el.

Bár a megfigyelések és az elmélet egyezik abban, hogy a legtöbb kettőscsillag fejlődési útvonala az érintkező rendszerekhez jut el, komoly távolság tátong az elmélet és a megfigyelések között annyiban, hogy az érintkező rendszerek kialakulását megelőző – csillagászati értelemben vett – pillanatokat nem találjuk az égen. Miért jut át ezen a fázison gyorsan a kettőscsillag? Milyen hatást nem veszünk figyelembe? Noha erre nincs még válasz, mégis érdemes megnézni, mit mond az elmélet a már kialakult érintkező kettősökről. Nos, az elméleti káosz talán még nagyobb.

Kis tömegű kettőscsillagok tagjaiból természetesen nem lesz szupernóva, még akkor sem, ha az egyik csillag anyaga teljesen átkerül a másikra. (Például egy 2+2 naptömegű csillag egybehordva sem éri el a szupernóva-robbanáshoz szükséges minimális, 6–8 naptömegnél húzódó határt.) Ha A-típusú tömegátadás történik ezekben a rendszerekben, akkor érintkező kettőscsillagokká válnak. A fejlődés további részlete nem világos. Az egyik nézet szerint fehér törpe + fősorozati rendszer lesz belőle, és a kataklizmikus változócsillagok egyik csoportjának, a törpenóva-rendszereknek forrásául szolgálnának. (Ha a fehér törpe elég nagy tömegű, a rendszer pedig elég szoros a tömegátadáshoz, ezek a rendszerek az Ia típusú szupernóva-robbanások előcsillagai.) Lehetnek ugyanakkor a kettős fehértörpe-csillagok forrásai is (ez azért lenne fontos, mert az ilyen két fehér törpéből álló rendszerek lehetnek a pekuliárisan kevésbé fényes Ia-típusú szupernóvák forrásai). Másik nézet szerint a két csillag összeolvad, egy ellipszoid alakú, gyorsan forgó, gyakran erős folttevékenységet mutató, úgynevezett FK Comae típusú csillaggá. Az FK Comae-állapot utáni időkre ismét csak két nézet létezik: vagy egy magányos fehér törpe marad vissza, vagy egy törpenóva-rendszer. A bizonytalanság forrása az, hogy nincs konszenzus a kistömegű érintkező kettőscsillagok szerkezeti felépítéséről. A megfigyelési adatok elemzése megszorításokat ad a két csillagmagot körbevevő konvektív burokban végbemenő tömeg- és energiacserére (pl. [5]).

Az EM Cygni furcsán állandó periódusa

A kataklizmikus változócsillagok olyan kettőscsillag-rendszerek, amelyek egyik komponense normál – fősorozati vagy óriás – csillag, másik komponense pedig kompakt objektum (fehér törpe, neutroncsillag vagy fekete lyuk), és a normál csillagról a kompakt objektumra anyag áramlik át. Számos alosztályuk ismert. Az úgynevezett törpenóva-rendszerekben egy kései, kis tömegű K vagy M fősorozati csillagról áramlik át anyag egy fehér törpére, közvetlenül vagy egy akkréciós korongon keresztül (*3. ábra*). A diszk instabilitásai miatt a rendszer fényessége bizonyos időközönként – a rendszer paramétereitől függően tág tartományban, tipikusan 4–10 000-szerésre is – megnő (ezek az ún. kitörések).

Shafter és munkatársai [12, 13] széles körben elfogadott teóriája szerint létezik ezekben a rendszerekben egy kritikus tömegátadási érték, amely megszabja a rendszer viselkedését. E kritikus érték alatti tömegátadási ráta esetén szokványos törpenóva-rendszert látunk, amely időről időre kitöréseket produkál. Efelett pedig úgynevezett nóvaszerű változócsillagot, amelyben a diszk mindig fényes és stabil állapotban van. Kritikus tömegátadási ráta környékén a rendszer a két állapot között ingadozik, azaz egy úgynevezett Z Camelopardalis típusú objektumot észlelhetünk: a rendszer hol fényes állapotában van és nóvaszerű változóként figyelhető meg, hol pedig átbillen és törpenóvaként viselkedik rövid ideig. A típus névadó csillaga, a Z Camelopardalis fénygörbéjét a *4. ábra* mutatja.

Amint azt említettük, a tömegátadást periódusváltozás kíséri. A periódusváltozás azonban kicsi, csak évtizedek elteltével válik kimutathatóvá, de fedési rendszerekben – mint amilyen az EM Cygni is, ahol a kísérőcsillag a forró foltot fedi el – megfogható lenne. Ezért az elmúlt közel negyven év adatait a piszkéstetői 1 méteres távcsővel végzett mérésekkel egészítettük ki egy hosszabb adatsor érdekében. Ha a Shafter-féle elgondolás helyes, akkor tömegátadásnak kell lennie, amihez kimutatható mértékű periódusváltozás kellene, hogy társuljon. Ehhez képest időben állandó periódust mértünk, ami legalábbis zavarba ejtő.

Az ultraibolya-tartományban működött IUE műholddal találtak is bizonyítékot az EM Cygni rendszerében tömegátadásra, értékét azonban a Shafterék által megjósolt értékhez képest hozzávetőleg századannyinak mérték (a csillag távolságának bizonytalansága miatt ez az érték is bizonytalan egy tízes faktor erejéig). De még ebben az esetben is kellene lennie kimutatható periódusváltozásnak.

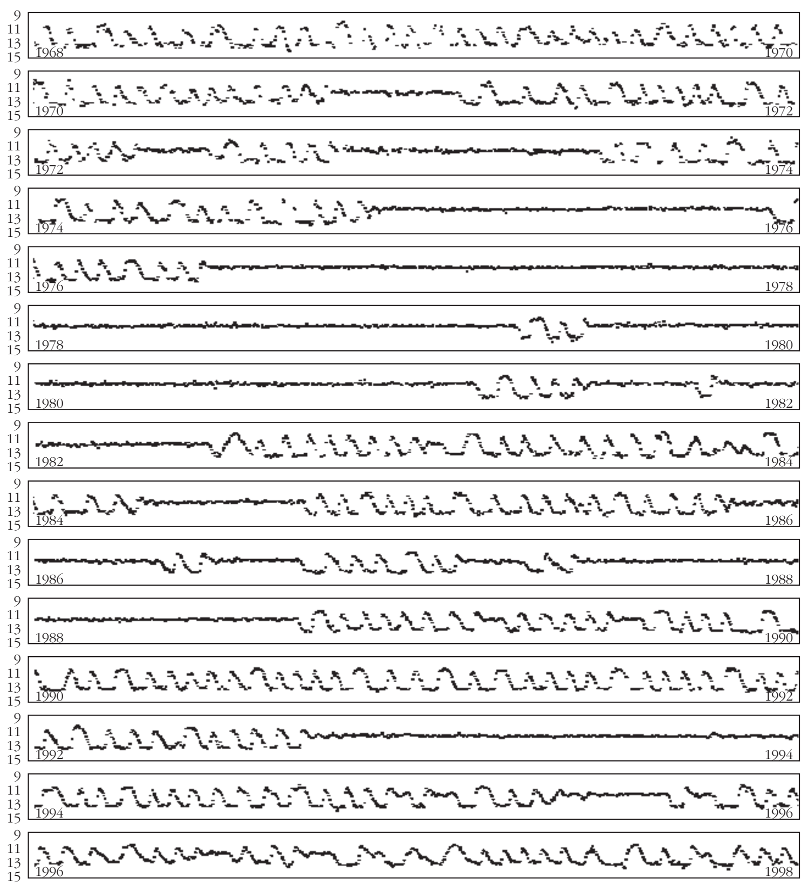
A könnyű mérés zavarba ejtő eredményének magyarázata szerint [8] bizonyosan van tömegátadás a rendszerben, amire megfigyelési oldalról a bizonyíték az említett ultraibolya-mérés, más oldalról pedig érvként hozható fel az, hogy a csillag fényességváltozásainak viselkedését elméleti oldalról tömegátadással és diszk jelenlétével tudjuk megmagyarázni. Nem vonva kétségbe ezeket, olyan effektust kell keresni, amely a periódus várt növekedését kompenzálja.

A gravitációs hullámok formájában történő energiavesztés okozta perióduscsökkenés, a csillagszéllel történő anyagvesztés miatti perióduscsökkenés több nagyságrenddel kisebb effektus, mint amire a magyarázathoz szükség van.

Egy forgó csillag, ha csillagszéllel tömeget veszít, jelentősen lelassul, mert mágneses tere kölcsönhat a csillagszél elektromosan töltött anyagával, ami a csillag forgásának fékeződéséhez vezet. Ez az effektus természetesen megjelenik az összegzett pálya- és forgásperdületben, de ez is elbukott a részletes teszten.

A legjobb jelöltnek a mágneses fékeződés tűnik. Ez a jó nagyságrendben van, bár egy kettes faktorral eltér az effektus nagysága az igényelttől. (Ha figyelembe vesszük az elmélet hiányosságait, akkor az egyezés megfelelőnek mondható.) Véleményünk szerint feltehetően a fehér törpe és a fősorozati kísérőcsillag közötti mágneses kölcsönhatás éppen annyival csökkentheti a tömegátadásból származó periódusnövekedést, hogy eredményül nem tapasztalunk periódusváltozást. Természetesen feltehető a kérdés, ha mi nem is válaszoltuk meg: vajon a tömegátadást a mágneses fékeződés szabályozza be finoman egy meghatározott értékre, ami fenntartja a rendszer viselkedését hosszú távon?

4. ábra. A Z Camelopardalis fénygörbéje 1968-tól 2000-ig (forrás: www.aavso.org). Figyeljük meg, hogy a csillag hosszú, néha évekig tartó fényállandósulásban van (ekkor csak színképe árulja el, hogy a fehér törpe körül akkréciós diszk van), ekkor az akkréciós korong fényes állapotban van, ezért a rendszer fényessége majdnem eléri a kitörések maximális fényességét. Ez a nóvaszerű állapot. Ilyenkor a diszk fényességét a kísérőcsillagról folyamatosan érkező, a kritikusnál több anyag felszabaduló potenciális energiája és a diszk belső súrlódásából származó hő tartja magasan. Amikor ez az állapot megszűnik, akkor a rendszer fényessége először *mindig* lecsökken a nyugalmi állapotra (a diszk elhalványul), majd elkezdődik a nyugalmi állapot és a kitörések váltakozása (törpenóva állapot) mindaddig, amíg váratlanul a rendszer vissza nem tér a nóvaszerű változó állapotába. Az ebbe az állapotba való visszatérés mindig egy kitörés után történik, amikor is a rendszer nem a nyugalmi, hanem a nóvaszerű állapotáig halványodik csak vissza.



Irodalom

1. Applegate J. H., *Astrophysical Journal 385* (1992) 621.
2. Borkovits T., *Fizikai Szemle 59/2* (2009) 41.
3. Borkovits T., Csizmadia Sz., Hegedüs T., Bíró I. B., Sándor Zs., Opitz A., *Astronomy & Astrophysics 392* (2002) 895.
4. Borkovits T., Elkhateeb M. M., Csizmadia Sz. et al., *Astronomy & Astrophysics 441* (2005) 1087.
5. Csizmadia Sz., Klagyivik P., *Astronomy & Astrophysics 426* (2004) 1001.
6. Csizmadia Sz., Marton G., Klagyivik P., Spindler Sz., *Astronomical Notices 328* (2007) 821.
7. Csizmadia Sz., Nagy Zs., Borkovits T., Bíró I. B., Hegedüs Z., Kiss Z. T., *Astronomical Notices 329* (2008) 39.
8. Eggleton, P. P., *Astrophysical Journal 268* (1983) 368.
9. Eggleton, P. P.: *Evolutionary Processes in Binary and Multiple Systems*. Cambridge University Press, 2006.
10. Han et al., *Monthly Notices of the RAS 319* (2000) 2005.
11. Paczynski B., *Monthly Notices of the RAS 368* (2006) 1311.
12. Shafter, A. W., Wheeler, J. C., Cannizzo, J. K., *Astrophysical Journal 305* (1986) 261.
13. Shafter, A. W., Cannizzo, J. K., Waagen, E. O., *Publication of the Astronomical Society of the Pacific 117* (2005) 931.
14. Zeldovics, Ya. B., Blinnyikov, Sz. J., Sakura, Ny. J.: *A csillagszerkezet és a csillagfejlődés fizikai alapjai*. Gondolat, Budapest, 1988.

EGY ÉLET A FIZIKA ÉS TANÍTÁSÁNAK SZOLGÁLATÁBAN: JEGES KÁROLY

A közelmúltban volt tíz éve, hogy meghalt, és száz éve, hogy megszületett *Jeges Károly* (1908. április 28. – 1998. november 26.) Tanár úr (számomra mindörökké Karcsi Bátyám). Élete (néhány év híján) a huszadik század egészén ívelt át, tanúja és résztvevője volt mindazon csodának, amelyek miatt ezt az időszakot a „fizika évszázadának” nevezték el.

Hadd szóljak arról, hogy milyen viszonyban volt Karcsi Bátyám a fizikával. (Amiről majd még az életrajzi adatok is tanúskodnak.)

Egy fizikusból lett regényíró, *Mitchell Wilson* regényének (*Villámok között*) főszereplője – fiatal fizikus – amikor befejezvén az egyetemet első munkahelyére pályázik, leendő főnökének az ismerkedő beszélgetés során feltett kérdésére: „Miért lett fizikus?” – rövid gondolkodás után ennyit válaszol: „Mi más lehettem volna?!” Kimondatlanul is mindig ezt a magától értetődő viszonyt éreztem Karcsi Bátyám és a fizika között. A fizikát „meglátni”, és megszeretni egy pillanat műve. Jeges Károly számára a fizika olyan volt, mint a csodálatosan ragyogó fényű felkelő nap, amelynek látványa mindörökre megigézi azt, aki tágult szemmel belenéz. Jeges Károly tanár urat, Karcsi Bátyámat is rabul ejtette ez a ragyogás, ezt követte egész életében, amint ez vezérel bennünket is. Amikor a természet titkait próbálta ellesni a laboratóriumban, amikor fizikáról beszélt, és amikor fizikát tanított, abban reménykedve tette, hogy tükörként veri vissza ezt a fényességet, ami tanítványaira sugározva néhányukban felgyújtja ugyanezt a tüzet, és erőt ad nekik ahhoz, hogy tanáraik nyomába lépve folytassák munkájukat.

Ezekkel a gondolatokkal emlékezem meg Karcsi Bátyánkról és kérem, hogy tartsuk meg őt és munkáját jó emlékezetünkben.

Jeges Károly élete és munkája

Jeges Károly 1908. április 28-án Bácsfeketehegyen (Vajdaság, Feketić) született. Édesapja néptanító volt, és 1911-ben kinevezték a siklósi iskola igazgató-tanítójának. Így az ifjú Jeges Károly Siklóson kezdte tanulmányait, majd Baján a Tanítóképző Intézetben szerzett tanítói oklevelet 1927-ben. Ezután a szegedi Ferenc József Tudományegyetemre járt, és matematika-fizika szakos tanári oklevelet kapott 1932-ben. Érdeklődése a tudományos kutatás felé fordult, és rövid ideig *Bay Zoltán* intézetében dolgozott. Ez a pozíció azonban nem biztosította a megélhetéshez szükséges jövedelmet, ezért tanári állást vállalt, először Sárbogárdon, majd Szombathelyen polgári iskolában.

1938-tól Kőszegen az Állami Tanítóképző Intézetben egy évtizeden át tanít matematikát és fizikát, közben kísérletezik, kutatómunkát végez, amivel kapcsolatos publikációi, szabadalmai jelennek meg. Itt írja fizikával kapcsolatos első ismeretterjesztő munkáit (*Könnyen összeállítható játékok és készülékek; Ifjú fizikusok kincsestára; Utazás az atomok birodalmában; Megtanulom a fizikát*).

Országos pályázat útján 1948-ban kerül Pécsre, ahol a megalakuló Pécsi Pedagógia Főiskola egyik alapító tagja. A főiskolán a Fizika Tanszék létrehozásával az általános iskolai fizika szakos tanárképzés alapjait teremtette meg. Ettől kezdve 1973-ig (nyugdíjazásáig) irányította a fizika tanszék oktató-kutató munkáját, tanította a tanárjelöltek számos generációját fizikára, a fizika szeretetére és nem utolsó sorban példamutatásával a fizika demonstrációs kísérletekkel támogatott oktatására.

Ehhez számtalan kísérleti eszközt tervezett és alkotott meg. Előadásai mellett magas színvonalú jegyzeteket írt, amelyek nélkülözhetetlennek bizonyultak a főiskolai fizikatanár-képzésben.

Oktató-nevelő munkája mellett minden fennmaradó idejét kutató munkára és a fizika tudományának népszerűsítésére fordította.

Kutatásaiban az elektrolumineszcens fénykibocsátás tulajdonságait vizsgálta, elsősorban óndioxidon. Saját maga konstruálta a vizsgálathoz szükséges eszközök jelentős részét, és saját maga állította elő az óndioxid egykristályokat.

Feleségével Kőszegen

Jeges Károly évtizedeken át elnökként irányította az ELFT Baranya Megyei Csoportját és a Természettudományi Ismeretterjesztő Társulat Baranya Megyei Szervezete Fizika Szakosztályát. Bekapcsolódott a Magyar Tudományos Akadémia Pécsi Bizottságának munkájába is. Nyugdíjba vonulása után fáradhatatlanul dolgozott tovább: sok tanártovábbképző kísérleti bemutató előadást tartott, még 80 éves korában is aktív résztvevője volt a Fizikatanári Ankétoknak: előadásokat tartott és műhelyfoglalkozásokat vezetett, publikált a *Fizikai Szemlé*ben, új könyveket írt és jelentetett meg.

Barátságos, nyugodt, kissé visszahúzódó, csendes humorú ember volt. Kerülte a konfliktusokat, de szükség esetén tekintélyét latba vetve konfrontálódott a Tanszék érdekeinek védelmében. Családja nyugodt hátteret biztosított munkájához, így minden erejét az oktatásra és a kutatásra fordíthatta (egyik munkatársa egyszer így jellemezte: „Jeges tanár úrnak nem világít más, csak az óndioxid”).

Jeges Tanár Úr élete és munkája példaértékű kell legyen minden fizikát szerető kutató, tanár és tanítvány számára.

Jeges Károly kísérletezés közben és emléktáblája a Pécsi Egyetem Fizikai Intézetében.

Tudományos, műszaki és oktatási munkássága (szemelvények)

Kutatási publikációk

1. Rácsrendszerű röntgen stereographia egy lemezen és kiértékelése szabad szemmel. Társszerző: dr. Petrás Pál. *Magyar Radiológia* (1950) 216–223.
2. Elektrolumineszenz von SnO_2 Einkristallen. *Phys. Stat. Sol. 22* (1967) K7.
3. A MoO_3 kristályok színcentrumai és elektromos vezetése. *Magyar Fizikai Folyóirat XXIII/3* (1975) 195–211.

Fizikatanítás módszertanával kapcsolatos publikációk

1. Röntgen lámpa, mint Braun-cső. *Magyar Tanítóképző* (1936) 125–126.
2. Egy új szemléltetési eszköz, a kézi pergőkép. *Magyar Tanítók* (1943) 141–143.
3. Egyszerű atomfizikai kísérletek. *Új Nevelés* (1947) 3–4. sz. 1–6.
4. Egyszerű ködkamra középiskolai atomfizikai kísérletekhez. *Fizikai Szemle 1/2* (1951) 27.
5. A szemmodell. Mint a geometriai fénytan tanításának egyik fontos eszköze. in: *Pécsi Pedagógiai Főiskola Évkönyve 1956,* 275–288.
6. Az elektromos rezgések és analógiás modellkísérletei. in: *Pécsi Pedagógiai Főiskola Évkönyve 1960–61,* 377–389.
7. Expanziós ködkamra demonstrációs célra. *XIII. Országos Középiskolai Fizikatanári Ankét,* Debrecen (1970) 1–9.
8. Diffúziós ködkamra ionlecsapatással. *Fizikai Szemle 30/7* (1980) 266–272.
9. Ionok mozgása a levegőben. *Fizikai Szemle 31/5* (1981) 185–190.
10. Az alumínium külső fotoeffektusa és a fény dualitása. *Fizikai Szemle 39/6* (1989) 224

Találmányok, szabadalmak

1. *Képtovábbító készülék álló- és mozgóképeknek színképére felbontott fény segítségével való továbbítására. (Televíziós készülék)* Szabadalmi Bíróság 1938.
2. *Villanygyufa*. Szabadalmi Bíróság 1938.
3. *Elektroluminescent of light*. USA (szabadalmi leírás) 1957.
4. *Lumineszcencián alapuló világító kondenzátor*. Orsz. Találm. Hiv. (1961) 148.739.
5. *Fénybot vakok és gyengén látók számára*. 1988-ban beküldve.

Fizikát népszerűsítő könyvek

1. *Könnyen összeállítható játékok és készülékek*. Szerző kiadása, Budapest, 1942. 36 oldal.
2. *Megtanulom a fizikát*. Franklin Társulat, Budapest, 1943. 330 oldal
3. *Fizikai kísérletek, játékok elektronokkal, ionokkal*. MOZAIK Oktatási Stúdió, Szeged, 1993.

Fizikát népszerűsítő cikkek

1. Elektromos porábrák. *Élet és Tudomány* (1972. III. 10.) 451–59.
2. Kísérletezzünk és gondolkodjunk! Láthatatlan ionfelhők. *Élet és Tudomány* (1980 X. 10.) 1304–1305.

A fizika tanításával kapcsolatosan írt könyvek (társszerzőkkel)

1. *Természettan a líceum IV. o. számára*. Társszerző: Csekő Árpád. Franklin Társulat, Budapest, 1941. 233 oldal.
2. *Fizikai kísérletek és eszközök*. Társszerzők: Csada, Csekő, Öveges. Közoktatásügyi kiadó vállalat Budapest, 1950. 316 oldal
3. *A hőtan és fénytan tanítása az általános iskolában*. Társszerző: Budaméry B. Tankönyvkiadó, Budapest, 1956. 94 oldal

Fizikai jegyzetek a főiskolai hallgatók számára

1. *Szilárd testek atomfizikája*. Tankönyvkiadó, Budapest, 1963. 43 oldal
2. *Egyszerű hőtani kísérletek*. Felsőoktatási Pedagógiai Kutatóközpont, Budapest, 1976. 134 oldal.
3. *Egyszerű atomfizikai kísérletek*. Felsőoktatási Pedagógiai Kutatóközpont, Budapest, 1978. 123 oldal.

A Fizikai Szemlében megjelent további írások

1. Fázissebesség, csoportsebesség, fésűmodell. *38* (1988) 37.
2. A folyékony ionvezetők alkalmazása a tanításban. *25* (1975) 68.
3. Kísérletek a fény koherencia hosszával kapcsolatban. *32* (1982) 417.
4. Buktatók, meglepetések a kísérletekben. *32* (1982) 226.
5. α-részek által létrehozott ion-örvénygyűrűk és egyéb képződmények. *39* (1989) 178.
6. Darvas Andor, 1908–1963. Társszerzők: Daróczy, Kónya. *13* (1963) 219.
7. A 11. probléma megoldása. (Négyszögletes kerék feladata) *32* (1982) 79.

Ezúton mondok köszönetet *Szűcs József* kollégának az életrajzi adatok javarészének és a publikációs lista adatainak összegyűjtéséért. Tőle kaptam engedélyt a fényképek felhasználásához is.

Lakatos Tibor
Az ELFT Baranya Megyei Csoportjának
örökös tiszteletbeli elnöke

GALILEI SZEREPE A MAI, MODERN VILÁGKÉPÜNK KIALAKULÁSÁBAN – II.

Radnóti Katalin
ELTE TTK Fizikai Intézet

A fizika kapujában – szemelgetés a *Discorsi*ból

Galilei utolsó nagy műve, a *Discorsi* tekinthető az első modern fizikatankönyvnek [1]. Tudományos alapmű, amely a tudomány fejlődése, a fizika kialakulása szempontjából legnagyobb hatású munkája. A könyv teljes címe: *Matematikai érvelések és bizonyítások két új tudományág, a mechanika és a mozgások köréből*. A discorso olasz kifejezés, jelentése beszéd, előadás, beszélgetés. Írását Sienában (toszkán kisváros) kezdte el, ahová a „per” után érkezett a sienai érsek meghívására. Az első két nap beszélgetései készültek el itt. Azonban a római egyház utasítására el kellett hagynia Sienát, és Firenze környéki kis házába, Arcetribe költözött (*1. ábra*). Végül ott készült el a teljes mű. A könyv kiadása nem volt egyszerű dolog, ugyanis az egyház megtiltotta, hogy bármit is kiadjon. Ezért nem vállalkoztak erre sem Velencében, sem Bécsben. Azonban néhány évtizeddel korábban alakult meg a hollandiai Leydenben az *Elzevir* testvérek könyvkiadója és nyomdája, és a legfiatalabb testvér európai körútja során éppen Itáliában járt, hogy készülő tudományos műveket keressen. A szerencsés találkozást követően Galilei könyvét részletekben csempészték ki Itáliából.

Az *első nap* beszélgetéseiben Galilei szinte a kor egész anyagelméleti tudását összegezte. Teljesen természetes módon jelenik meg írásában a korpuszkuláris szemlélet. De nagy helyet foglalnak el benne a végtelenre, az oszthatatlanra és a kontinuumra vonatkozó fejtegetések is, amelyek bizonyos mértékig a mozgások leírását is előkészítik. Vizsgálja a különböző sűrűségű testek különféle közegekben végzett mozgásait, majd ezekből általánosítással, szinte szabályos határátmenettel eljut ahhoz az alapvető tételhez, hogy a vákuumban minden testnek, sűrűségétől és alakjától függetlenül egyforma gyorsulással kell esnie. A következőt írja: „…ha a közeg ellenállását teljesen megszüntetnénk, minden test azonos sebességgel zuhanna”. A könyv további részeiben is sokat foglalkozik a közeg szerepével.

Ez nagyon fontos a fizika oktatása szempontjából is. Ugyanis egyik jellegzetes gyermeki elképzelés az, hogy a nehéz testek hamarabb érnek földet. Tehát célszerű az oktatás során is végigbeszélni a diákokkal sok esetet, mint például vasgolyó és kis sűrűségű műanyaggolyó mozgása vízben, levegőben, vákuumban.

Galilei vizsgálta azt is, hogyha fonálra akaszt különböző testeket, miként változik a lengésidő. Azt találta, hogy mind a súlyos, mind pedig a könnyű testek lengése azonos. Ugyanakkor abban tévedett, hogy a lengésidő nem függ a kitéréstől, mivel ez a függetlenség csak kis kitérések esetében igaz.

Az arisztotelészi elképzelés szerint egy tízszer nagyobb tömegű test tízszer gyorsabban mozog, mint egy egységnyi tömegű. Galilei viszont azt állítja, hogy ezek egyszerre érnek földet. De megjegyzi: „elhanyagolja az egyéb tényezők, például az alak vagy az igen kis részecskék szerepét, pedig ezektől függően a közeg nagymértékben megváltoztathatja a súly hatását”.

Gyakorlatilag megfogalmazza a súlytalanságot is, mivel Simplicio azt állítja, hogy ha egy súlyhoz hozzáteszünk egy másikat, akkor a sebességének is növekednie kell. Salviati viszont azt állítja, hogy nem igaz, hogy növelik egymás súlyát: „a szabad és természetes esés során a kisebb kő nem nehezedik rá a nagyobbra, következésképpen nem növeli meg annak súlyát, mint nyugalmi állapotban teszi”.

A *második nap* beszélgetéseiben a különböző szárazföldi és vízi állatok méretei és mozgásuk kerülnek elő. Továbbá különböző alakú tartók, gerendák teherbírásáról, töréssel szembeni ellenállásáról, tehát tipikus gyakorlati, mérnöki kérdésekről esik szó.

A *harmadik és negyedik nap* beszélgetéseinek nagyon érdekes a kerettörténete. Mintha egy „bizonyos” akadémikus könyvét olvasnák, amelyben szerepelnek a tárgyalt mozgásokkal kapcsolatos leírások, és ezeket

1. ábra. A *Discorsi* címlapja és a Villa „Il Gioiello” Arcetriben, ahol Galilei befejezte utolsó műve írását.

értelmezi a három szereplő. Ez a rész félig latinul, félig olaszul íródott. A „könyv” szövege latin, míg a szereplők párbeszédei olasz nyelven íródtak. A „könyv” felépítése is rendkívül érdekes, és Galilei eddigi írásai alapján szokatlan, mivel *Eukleidész*t és *Arkhimédész*t követő axiomatikus felépítésű tudományos mű benyomását kelti. Vannak az axiómák, amelyeket nem bizonyít, majd következnek a tételek, amelyeket a beszélgetések során bizonyítanak, szigorúan geometriai módszerekkel, elsősorban az arányelméletet használva, nem pedig függvényeket. (Évtizedekkel később *Newton* is arányokkal dolgozott a *Principiá*ban, holott éppen ő alkotta meg a differenciál- és integrálszámítás módszerét, de tartott tőle, hogy másképpen nem értenék meg.) Ezek a tételek valójában feladatok, amelyek akár napjaink példatáraiban is szerepelhetnének. Ha geometriát akarunk gyakorolni, akkor ahhoz használhatók, de ha kinematikát, akkor ott tanulságosak. Át lehet írni mai jelöléseinket felhasználva a nemegyszer nehézkes megfogalmazásokat. De ne feledjük el, hogy abban a korban még nem használták az algebrai jelöléseket a fizikában (sőt még Newton idejében sem). Az a tény, hogy Galilei ábrázolta az időt és a sebességet, kifejezett újításnak volt tekinthető. Bár a matematikában ismert volt már akkor a függvény fogalma (a 14. századtól), de azt nem használták fizikai folyamatok leírásához. Galilei egy, a függvényhez hasonló ábrázolás bevezetésének köszönheti, hogy sikerült leírnia a gyorsuló mozgást.

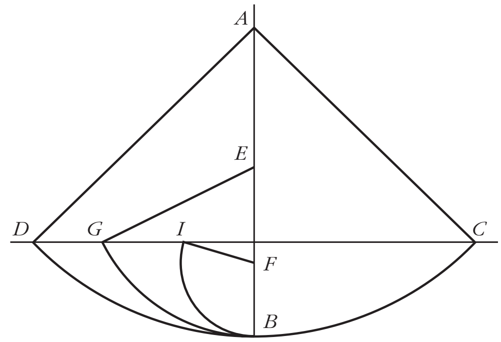
Galilei ókori elődje Arkhimédész volt, akit a mechanika atyjának kell tekintenünk. Ő volt az, aki először kapcsolta össze a fizikai kísérleteket a matematikai összefüggésekkel. Könyvei azonban hosszas lappangás után csak Galilei idejében kerültek elő, megtermékenyítve ezzel az újkori természettudományt.

A *harmadik nap* az egyenes vonalú egyenletes mozgás tárgyalásával kezdődik. A definíció és a négy axióma megfogalmazása olyan, hogy napjaink bármelyik fizika tankönyvében helyet kaphatnának. Az axiómák leírását hat tétel követi, amelyek akár feladatoknak is tekinthetők. Például nézzük a IV. tételt: „Adott két egyenletesen, de különböző sebességgel mozgó test. Különböző időintervallumok alatt megtett útjaik aránya a sebességek arányának és az időintervallumok arányának szorzata.”

Majd következik „a természet szerint gyorsuló mozgás” tárgyalása. Ehhez először definíciót keres, amely a következő miatt szükséges: „mert az ebből általunk levezetett jelenségek láthatóan megfelelnek és megegyeznek azokkal, amelyeket a természetes kísérletek mutatnak az érzékeknek”.

Érdekes a „természet szerinti” kifejezés használata. Ez valószínűleg Galilei arisztotelészi gyökereinek a maradványa. *Arisztotelész* különböztetett meg természetes és kényszerített mozgásokat. Ha egy „nehéz” testet elengedünk, akkor az természete szerint a földre esik (szabadesés).

Végül a következő definíciót alkotta meg: „egy mozgást akkor nevezünk egyenletesen gyorsulónak, ha a nyugalomból induló test sebessége egyenlő időintervallumok alatt egyforma sebességmomentumokkal növekszik”.



2. ábra. Az inga azonos magasságra lendül vissza

A meghatározás után egyetlen elvet posztulál, amely a következő: „Ha egy és ugyanazon test különböző hajlásszögű síkokon mozog lefelé, valahányszor a síkok magassága egyenlő, az általa szerzett sebességek is egyenlőek.”

A súrlódástól és közegellenállástól való eltekintésről természetesen itt is beszélgetnek. Azonban matematikai bizonyítás helyett Galilei egy másik jelenséget ír le. Egy függőlegesen álló falba verjünk szöget, és a szögre függesszünk fel vékony fonálon lógó testet és jelöljük meg a legalsó helyzetet. Majd kitérítve és elengedve az a másik oldalon mindig ugyanolyan magasra megy vissza (*2. ábra*). Ez még akkor is így van, ha a falba még egy szöget verünk, hogy az akadályozza az inga lengését. (Ha a második szög nagyon alacsonyan van, akkor fonál a szög köré csavarodik.)

A Galilei által impetusnak nevezett mennyiség – ez a mai impulzus fogalmunk elődje – attól függ, hogy milyen magasról érkezett a test, amely képes arra, hogy ugyanolyan magasra visszakerüljön.

A megfogalmazottakat lehet a mechanikai energia megmaradása első megnyilvánulásaként is felfogni, amelyet mai jelöléseinkkel leírva:

$$m\,g\,h = \frac{1}{2}\,m\,v^2,$$

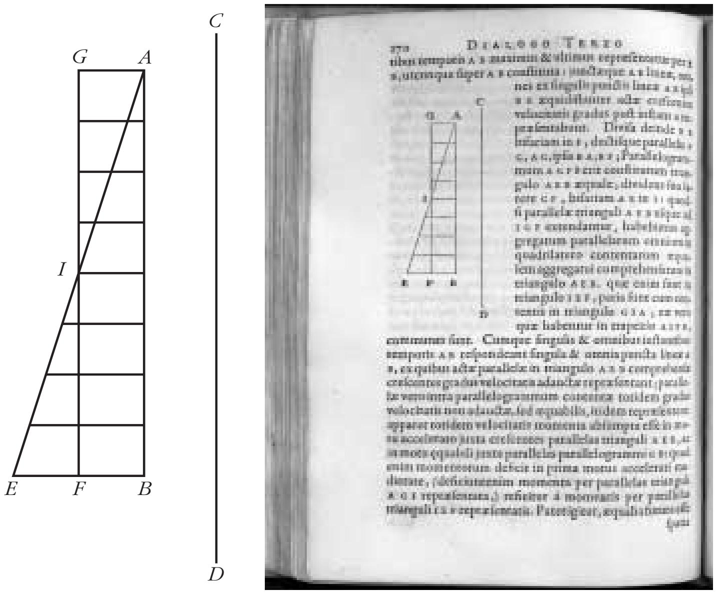
innen a sebesség:

$$v = \sqrt{2\,g\,h}.$$

Majd így ír: „Egyelőre tekintsük ezt az állítást posztulátumnak, amelynek abszolút igazságát az fogja bizonyítani, ha tapasztaljuk: az erre a hipotézisre épülő következtetések pontosan megegyeznek a kísérleti eredményekkel.”

Ezek után következnek a tételek, melyeket Galilei bizonyít is.

A szabadesés törvényszerűségei Galilei színrelépése előtt már közel egy évszázada foglalkoztatták a tudósokat. Sok problémát okozott, hogy vajon az egyenletes változás az idő vagy pedig a hely függvényében értendő-e. Általában ez utóbbi elképzelést tartották valószínűnek, sokáig Galilei is így gondolkodott. Későbbi hipotézise szerint mégis az idő függvé-



3. ábra. Galilei sebesség-idő függvénye lerajzolva és a *Discorsi* 170. oldalán

nyében változik a sebesség a szabadesés során, amelyet már megpróbált a *Dialogó*ban is megfogalmazni. Ez nagyon komoly szemléletváltás volt Galilei részéről, amelyhez valószínűleg több évre, évtizedre volt szükség. A témával kapcsolatos első kísérleteit, méréseit még az 1600 körüli években végezte padovai tanársága alatt, amelyekről feljegyzéseket készített. A *Discorsi* írása alatt ezeket a több évtizeddel korábbi jegyzeteit használta és próbálta megérteni a mozgást, korábban kapott kísérleti eredményeit.

Mai jelölésmódunkat használva a következőképp foglalhatjuk össze gondolatmenetét, amelynek végeredményét kísérletileg vizsgálni lehet:

A sebesség tehát legyen arányos az idővel, vagyis $v = at$. Ha a test nulla kezdősebességgel indul, akkor a középsebesség, vagy átlagsebesség:

$$v_{közép} = \frac{v}{2} = \frac{a\,t}{2}.$$

A megtett út a következőképp számítható:

$$s = v_{közép}\,t = \frac{a\,t}{2}\,t = \frac{a\,t^2}{2}.$$

Ebből az következik, hogy:

$$\frac{s}{t^2} = \frac{a}{2} = \text{állandó},$$

amit másképp, méréssel vizsgálható módon megfogalmazva a következőképp írhatunk fel:

$$\frac{s_1}{t_1^2} = \frac{s_2}{t_2^2} = \ldots.$$

Mind az utat, mind pedig az időt mérni lehet, és így vizsgálni, hogy fennáll-e a kettő között az előbb matematikailag megfogalmazott arányosság. A mérés közvetlen végrehajtásánál azonban felmerült egy nehézség, a szabadesés esetében túlságosan kicsi időket kellene mérni. Galilei zseniális ötlete volt az, hogy vett egy kis hajlásszögű lejtőt, és ezzel – megtartva a jelenség időbeli lefolyásának jellegét – lelassította a szabadesés folyamatát úgy, hogy a rendelkezésére álló időmérő eszközökkel kellően pontos méréseket tudott végezni.

Galilei módszere a következőképp foglalható össze:

1. A fogalmak tisztázása (út, idő, sebesség és a gyorsulás fogalmának „megsejtése”).

2. Hipotézisalkotás a jelenség várható lefolyására vonatkozóan (az idő függvényében egyenletesen változik a sebesség).

3. Hipotéziséből matematikai úton olyan összefüggéseket vezet le, amelyek kísérletileg ellenőrizhetők (s/t^2 = állandó).

4. Kísérleti úton ellenőrzi az elméleti következtetéseket.

Nézzük Galilei szövegét! Az I. tétel a következő: „A nyugalomból induló, egyenletesen gyorsuló test tetszőleges utat ugyanannyi idő alatt tesz meg, mintha olyan egyenletes sebességgel mozogna ugyanezen úton, melynek értéke fele az említett egyenletesen gyorsuló mozgásban szerzett végső és legnagyobb sebességértéknek.”

És itt következik az a grafikus ábrázolás, melyet Galilei alkotott meg a jelenség ábrázolásához, amely valójában nem más, mint egy sebesség-idő függvény. A test a *CD* távolságot teszi meg nyugalomból indulva, állandó gyorsulással. Az *AB* szakasz jelöli az ehhez szükséges időt. Az *EB* szakasz jelzi a végsebesség nagyságát. Közben pedig vízszintes vonalakkal jelöli az egyre növekvő sebességértékeket (*3. ábra*).

Az *ABE* háromszög területe jelzi az út nagyságát. Ezt úgy látja be, hogy veszi a végsebesség felét, melyet az *I*-ben végződő vízszintes egyenes jelöl, és belátja, hogy az *ABGF* téglalap területe megegyezik az előbbi *ABE* háromszög területével. (Mintegy kiintegrálja a „sebességgörbe alatti területet”, ahogy ma mondanánk, csak mi fordítva vesszük fel a tengelyeket.) Vagyis az egyenletesen változó mozgást megpróbálja úgy leírni, mintha egyenes vonalú egyenletes mozgást végezne a test a végsebesség felével. És ezt a módszert alkalmazza a többi esetben is, hiszen csak így tudja elvégezni az integrálást.

Nézzük meg, miként bizonyította Galilei, hogy a megtett távolság az idő négyzetével arányos, és hogy egy ilyen mozgásnál az utak úgy aránylanak egymáshoz, mint az eggyel kezdődő páratlan számok. A bizonyítás során kétszer is alkalmazza az arányossági tételt, amely kissé bonyolult.

1. Hivatkozik arra a 4. tételre, amelyet az egyenes vonalú egyenletes mozgásnál fentebb idéztünk.

2. Majd hozzáteszi a következőt: „Ebben az esetben azonban a sebességek aránya megegyezik az időintervallumok arányával. … Világos tehát, hogy a megtett utak aránya a mozgáshoz szükséges idők arányának négyzete.”

Mai jelöléseinket használva a következőképp írhatjuk fel a fentieket:

1. Az utak arányának kiszámítása a közepes sebességek használatával, amely a legnagyobb sebesség fele:

$$s_1 = \frac{v_1 t_1}{2}, \qquad s_2 = \frac{v_2 t_2}{2}.$$

Majd a kettő aránya:

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{v_1 t_1}{v_2 t_2}.$$

2. Most figyelembe vesszük a sebességek idő szerinti egyenletes változását:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{t_1}{t_2},$$

azután ezt behelyettesítjük az utak arányát leíró összefüggésbe:

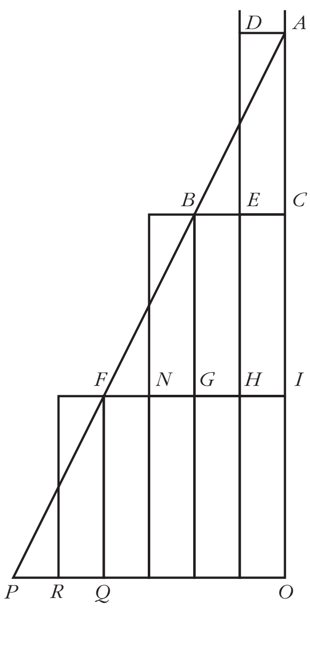
$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{t_1^2}{t_2^2},$$

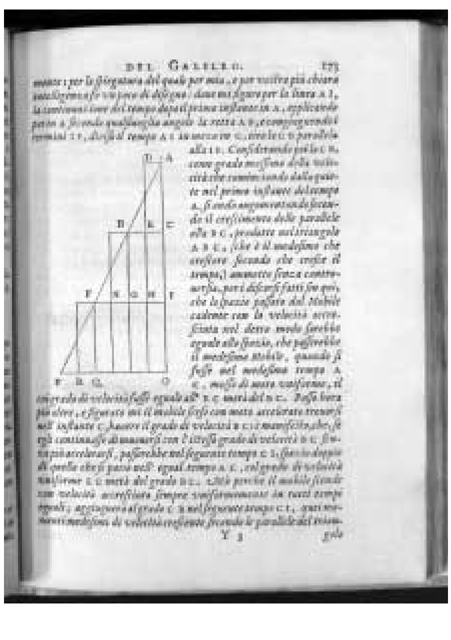
megkapjuk a négyzetes összefüggést.

Galilei további újítása az volt, hogy míg korábban arányokat csak hosszúságokra fogalmaztak meg, addig ő hosszúságok és idők, illetve sebesség és idő arányokat is felhasznált. És valójában ezért volt arra szüksége, hogy valamilyen grafikus ábrázolási lehetőséget keressen, vagyis az időt is ábrázolta, mint hosszúságot, és a sebességet is, mint hosszúságot.

A négyzetes összefüggés magyarázataként Sagredo szájába ad egy egyszerűbb bizonyítási lehetőséget, melyben nem szerepelnek arányok. Az *ábra* szintén egy sebesség-idő függvény, ahol a „görbe alatti terület” a megtett út (*4. ábra*).

4. ábra. A „görbe” alatti terület rajza és az eredeti a *Discorsi* 173. oldalán




DEL GALILEO. 173

Az *AC, CI* és *IO* időegységek egyformák. Az első időegység (*AC*) alatt megtett út az *ACB* terület, mely megegyezik az *ACDE* területtel, mint azt az előbb láttuk. A második időegység alatt (*CI*) megtett út kiszámításához szintén az időintervallum alatti közepes sebességet veszi, amely láthatóan háromszorosa az elsőnek. Az időintervallum kezdetén meglévő sebességgel két egységnyi utat tenne meg, de ehhez hozzáadódik még egy egység a gyorsulás miatt.

A harmadik (*IO*) időintervallum alatt ötszöröse a megtett út az elsőnek, amely az előzőhöz hasonlóan látható. És ezek valóban az egymás után következő páratlan számok.

Továbbá az is leolvasható, hogy egy egység alatt egy, a két egység alatt már négy és a három egység alatt már kilencszeres a megtett út az első egységhez képest. Ami a négyzetes törvény. És a sor az előbbiekhez hasonlóan folytatható.

Az oktatás során a diákok tanulmányozhatják a fent közölt eredeti ábrákat, amely véleményünk szerint segíthet az egyáltalán nem egyszerű és könnyű kinematikai alapfogalmak elsajátításában és megértésében.

Ezen bizonyítások után, a mozgásokkal kapcsolatban először Galilei volt az, aki leírt egy elvégezhető és feltehetően általa ténylegesen elvégzett kísérletet (Simplicio kérésére Salviati mondja el) úgy, hogy részletesen leírja a körülményeket is, ahogy azt ma elvárjuk egy tudományos közleményben:

„Kerestünk egy körülbelül tizenkét rőf hosszú, fél rőf széles, háromujjnyi vastag lécet, illetve deszkát, hosszában (az éle mentén) rendkívül egyenes, ujjnyi széles csatornát vájtunk, gondosan megtisztítottuk és megcsiszoltuk, majd a lehető legfinomabb, tökéletesen sima pergament enyveztünk bele; a csatornában pedig egy tökéletesen gömb alakú és sima bronzgolyót gurítottunk le. A léc egyik végét rögzítettük, a másikat pedig tetszésünk szerint egy- vagy kétrőfnyire a vízszintes fölé emeltük, és, mint említettem, hagytuk, hogy a golyó végigguruljon a csatornában; gondosan megmértük a teljes mozgáshoz szükséges időt (mindjárt megmondom, hogyan); a kísérletet számtalanszor megismételve meggyőződtünk róla, hogy a futási idők soha, még a pulzusütés tizedrészével sem térnek el egymástól. Miután a kísérletet sokszor elvégeztük, és az eredmény mindig ugyanaz volt, úgy intéztük, hogy a golyó csupán a csatorna negyedrészén gurulhasson le; ismét megmértük a mozgáshoz szükséges időt, és megállapítottuk, hogy a lehető legpontosabban fele az előzőnek. A kísérletet különböző részutakkal is elvégeztük, a teljes út megtételéhez szükséges időt előbb a fél, majd a kétharmad és a háromnegyed úthoz szükséges idővel hasonlítottuk össze, valamint más osztásokkal is; a méréseket legalább százszor megismételtük, és mindig az volt az eredmény,

5. ábra. A régi toszkán mértékegység, a braccio kétszerese és alatta a méter hossza a toszkánai Pistoia városháza falán.

hogy a megtett utak úgy aránylanak egymáshoz, mint idők négyzetei, és ez igaz, akárhogyan rögzítjük is a sík, illetve a csatorna (ahol a golyó legurul) vízszintessel bezárt szögét; sőt azt is alkalmunk volt megfigyelni, hogy különböző hajlásszögek esetén a mozgáshoz szükséges idők pontosan úgy aránylanak egymáshoz, mint azt a Szerző egy későbbi tételében állítja és bizonyítja. Az időt pedig a következő módszerrel mértük: felakasztottunk egy nagy, vízzel teli dézsát, amelyből a fenekébe illesztett csövecskéken keresztül vékony sugárban csordogált a víz; a kicsorgó vizet poharakban fogtuk fel mindaddig, amíg a vizsgált mozgás (a teljes csatorna vagy annak egy része mentén) tartott; az így összegyűjtött vizeket időről időre megmértük egy rendkívül pontos mérlegen, súlyaik különbségei és arányai megadták az időkülönbségeket és -arányokat, éspedig, mint említettem, olyan pontosan, hogy sok-sok mérés eredménye között nem volt lényeges eltérés.” (*Dávid Gábor* fordítása.)

A rőf az eredeti szövegben braccio (*5. ábra*), amely egy korabeli toszkán hosszúságegység, és körülbelül 60 cm-nek felel meg. Galilei lejtője 60×12 = 720 cm, vagyis több, mint 7 méter hoszszú volt.

Egy firenzei középiskolában megismételték a fent említett lejtős kísérletet tanulókísérlet formájában [2]. A tanulók az eredeti szöveget tanulmányozták, ez nem volt különösebben nehéz, hiszen olaszul íródott (ráadásul toszkán dialektusban, amely egyben a hivatalos olasz nyelv is napjainkban). Ez egyben nagyon fontos tudománytörténeti bevezető is volt: a tanulók a valóságban is látták, hogy Galilei a kísérlet során milyen kérdésre kereste a választ. (Sok esetben „misztikus” a tanulók számára, hogy éppen mit miért tanulnak, egy-egy kísérlet milyen kérdésre is adott választ, mit honnan is tudunk.) A méréshez egy hasonló lejtőt készítettek, amely 3,2 méter hosszú volt. Az időméréshez bürettát használtak, amelyet 0,1 ml-es pontossággal olvastak le. Egy-egy mérés esetében 3–7 ml víz fogyását mérték. Minden távolságon 30 mérést végeztek, amelyeket hisztogramon ábrázoltak, majd átlagot és hibaszámítást is végeztek. Végül ábrázolták a megtett utat az időnégyzet (vízfogyás ml-ben és ennek a négyzete) függvényében, amelyre egyenest kaptak.

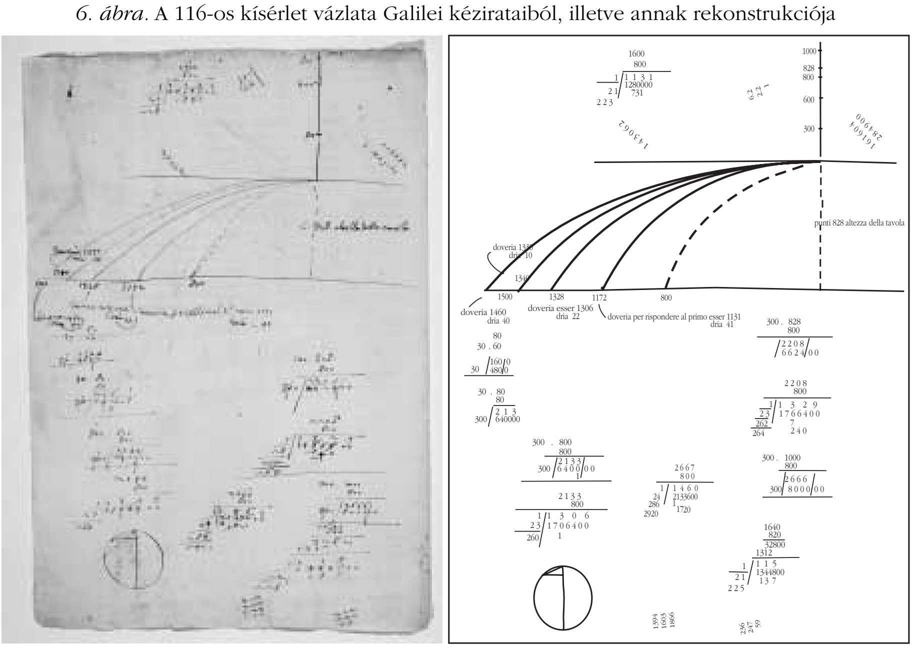
A *negyedik napon* a könyv a lövedékek mozgását tárgyalja, a vízszintes és a függőleges hajítást végző testek pályájáról látja be, hogy azok parabolák. A test két független mozgást végez, egy egyenes vonalú egyenletes mozgást és egy szabadesést. A beszélgetések során tisztázza a vektoriális összegzés módját is. Egy impulzus jellegű mennyiség vektoriális összegzését írja le, amely a következő: „mindkét mozgás impetusát négyzetre kell emelni, majd a négyzetek összegéből négyzetgyököt kell vonni, és ez adja meg a két mozgás eredőjének impetusát”.

Érdekes lehet még annak vizsgálata, hogy Galilei miként is jutott el a szabadesés leírásához. Ahogy azt könyvében leírta, vagy kicsit másképp. Erre mondhatjuk, hogy a végeredmény szempontjából ez nem fontos, de az oktatás számára azonban lehet jelenősége. Az iskolában is csak a végeredményeket szoktuk tanítani, és ahhoz próbálunk valamiféle didaktikus megközelítést megalkotni. Ehhez a munkához nyújthat segítséget a felfedezés folyamata.

Valószínűleg előbb a vízszintes hajítás parabola pályáját vette észre, és ebből következtetett vissza a szabadesés időnégyzetes összefüggésére, majd később a már ismert összefüggést próbálta meg belátni az arányok felhasználásával, illetve az új jelöléssel. Az időnégyzetes függés viszont csak úgy volt magyarázható, ha a sebesség nagysága az idővel arányosan növekszik, nem pedig a távolsággal. Erre jegyzeteiből lehet következtetni, amelyek közül több kísérleti leírást, ábrát (*6. ábra*) és mérési eredményeket is tartalmaz [3].

Ez azért érdekes az oktatás számára, mivel általában úgy gondoljuk, hogy a tanulókat lépésről lépésre kell vezetni az egyszerűbb dolgoktól a bonyolultabbak felé, minthogy azt hisszük, hogy a felfedezési fo-

6. ábra. A 116-os kísérlet vázlata Galilei kézirataiból, illetve annak rekonstrukciója



lyamat is ilyen. Holott nem egy esetben találkozunk ennek az ellenkezőjével, mint például jelen esetben. A legújabb pszichológiai elméletek szerint az emberi megismerés olyan, hogy először bizonyos általános kategóriák alakulnak ki, majd a megismerési folyamat során azok gazdagodnak, telnek meg egyre több tartalommal. Például a gyereknek először van virág fogalma, majd egyre több és több virágot ismer meg. Egy festményre rápillantva először az egészet vesszük szemügyre, majd csak később merülünk el a részletekben. Sokszor a bonyolultabb jelenség megértését követik az egyszerűsítések.

7. ábra. Galilei síremléke a firenzei Santa Croce bazilikában és a templom homlokzata

Ugyanakkor nem akarjuk azt mondani, hogy előbb a ferde hajítást tanítsuk, bár mint jelenséget persze be kell mutatni. De a feldolgozás módszertanát illetően Galilei gondolatmenete példa értékű. Ő nem csak a jelenséget írta le, de megalkotta a feldolgozás didaktikáját is, amelyet azóta is sikerrel használ a fizika oktatása.

Galilei gondolkodásmódját jellemzi, ahogy soksok jelenségben kereste, nem egy esetben sikeresen meg is találta, és ki tudta választani azt, amit felhasznált az általa elfogadott elmélet igazolására. Az ég felé fordított távcsövével azért találhatott nyomban oly sok kitűnő érvet a kopernikuszi világrend mellett, mert akkor már régen töprengett az Univerzum felépítéséről. Ugyanis egészen Newtonig a különböző modellek alkalmazásával csak arra törekedtek, hogy az égitestek helyét leírják, képesek legyenek előre jelezni a korábbi adatok felhasználásával, de mozgásuk okait nem kutatták. A továbblépéshez hozzájárult az is, hogy Galilei végre a kor fizikai tudásának szintjén írta le a korszak gondolkodását jellemző geocentrikus világképet, amelynek előzőleg sokáig ő maga is híve volt. Ez azért fontos lépés a tudomány történetében, mert ilyen módon lehet számba venni egy elmélet alkalmazhatóságát, illetve alkalmazhatóságának korlátait. Továbbá a fizika történetében ő volt az, aki első ízben beszélt a mellékes hatások elhanyagolásának szükségességéről, elképzelte, hogy milyen is lehet az úgynevezett „ideális” eset. Ő volt az, aki ezzel bevezette a modellalkotást a természettudományos jelenségek leírásához, amely kiemeli a lényeges elemeket és a többit elhanyagolja, egyszerűsít, és ezzel a jelenséget hozzáférhetővé teszi a matematikai tárgyalás számára. Napjainkban már természetes módon alkalmazzuk ezt a módszert. A fizika sok modelljét használjuk, mint súrlódásmentes mozgás, ideális gáz, merev test, pontszerű test, nyújthatatlan fonál stb. A pontosabb leírás esetében pedig különböző kiegészítéseket alkalmazunk, mint például az ideális gáz állapotegyenlete helyett a Van der Waals-egyenlet stb. A társadalomtudományok esetében is használnak modelleket, igen gyakoriak a gazdasági modellek; a Brown-féle mozgás modelljének alkalmazása a pénzügyekre egészen a közgazdasági Nobel-díjig vezetett.

Napjainkban ez kiegészül a különböző számítógépes szimulációs programokkal. Tulajdonképpen ezekben az esetekben is a modellalkotás Galilei féle útját kell követni. Ez nagyon szépen felismerhető az anyagtudományok esetében a matematikai modell, a számítógépes szimuláció és a kísérleti tapasztalatok kapcsolatában.

A mozgások leírásához használt módszeréről a következőt írta: „Minthogy a súly, sebesség és az alak végtelen sokféleképp változhat, ezeket a jelenségeket nem tudjuk szigorú törvényekbe foglalni, ha tehát mégis tudóshoz méltóan akarjuk tárgyalni anyagunkat, el kell vonatkoztatni tőlük, majd miután felismertük és bebizonyítottuk az összes zavaró körülménytől elvonatkozatott tulajdonságokat, a mindennapi tapasztalat megtanít, hogy törvényeink milyen korlátozások mellett érvényesek a gyakorlatban.”

Ugyanakkor érdekes tény, hogy Galilei élete végéig az egyenletes körmozgást tekintette alapmozgásnak, mivel valójában „félig” az arisztotelészi szemlélet híve volt.

1642. január 8-án halt meg Firenzében (Newton ugyanezen év karácsonyán született). Galilei sírja, és halála után évtizedekkel később készült síremléke (*7. ábra*) *Michelangelo, Ghiberti, Marconi, Machiavelli, Rossini* sírjának, valamint *Dante* és *Fermi* jelképes sírjának társaságában a firenzei Santa Croce bazilikában, a legkiválóbb toszkánok „panteonjában” van.

Irodalom

1. Galileo Galilei: *Matematikai érvelések és bizonyítások két új tudományág, a mechanika és a mozgások köréből.* Fordította: Dávid Gábor. Jegyzetek: Gazda István. Utószó: Vekerdi László. Európa Könyvkiadó, Budapest, 1638/1986.
2. Straulino, S.: Reconstruction of Galileo Galilei's experiment: the inclined plane. *Physics Education 43/3* (2008) 316–321.
3. Vekerdi László: *Így él Galilei*. Typotex Kiadó, Budapest, 1997.

HANGSZEREK A »SEMMIBŐL«

Nagy Anett, Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium, Szeged
Papp Katalin, SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék, Szeged

Öveges tanár úr kísérleteivel egyetemista koromban találkoztam először. Akkor kaptam kedvet az otthoni kísérletezéshez, és azóta keresem azokat a kísérleteket, amelyekhez csak hétköznapi, mindenki számára hozzáférhető eszközök kellenek. A következőkben Öveges tanár úr emléke előtt tisztelegve olyan egyszerű kísérletek leírása található, amelyek segítségével akár kis koncertet is adhatunk. A végkorrekciós tényező meghatározása egy látszólag egyszerű mérés, azonban nagyon jól használható komolyabb összefüggések meghatározására, fizikai és matematikai fogalmak elmélyítésére.

Elméleti háttér

Poharakkal, csövekkel, üvegekkel zenei előképzettség nélkül is bármelyik osztály adhat szórakoztató koncertet. Annyit kell mindösszesen tudnunk, hogy a természetes (dúr) hangskála hangjainak frekvenciái – dótól dó'-ig olyan arányban nőnek, mint a következő számsor: 24, 27, 30, 32, 36, 40, 45, 48. Ez azt jelenti, hogy ha a házi készítésű hangszeren egy teljes oktávnyi hangot szeretnénk megszólaltatni, akkor a kiinduló (alaphanghoz) képest az oktávon belüli többi egész hanghoz tartozó f frekvenciákat a következő törtek segítségével kaphatjuk meg:

$$f,\ \frac{27}{24}f,\ \frac{30}{24}f,\ \frac{32}{24}f,\ \frac{36}{24}f,\ \frac{36}{24}f,\ \frac{40}{24}f,\ \frac{45}{24}f,\ \frac{48}{24}f.$$

A rezgés során létrejövő legerősebb alaprezgés hullámhossza a rezgő levegő vagy vízoszlop hosszával arányos [1]. Mivel egy hullám f frekvenciája és λ hullámhossza egymással fordítottan arányos mennyiségek, az előbbiek alapján egy adott l hosszúsághoz tartozó kezdő hanghoz képest a többi hosszat az előbbi törtek reciprokaként kaphatjuk meg (a törteket egyszerűsítettem):

$$l,\ \frac{8}{9}l,\ \frac{4}{5}l,\ \frac{3}{4}l,\ \frac{2}{3}l,\ \frac{3}{5}l,\ \frac{8}{15}l,\ \frac{1}{2}l.$$

1. ábra. A zene-csövek

Házi hangszerek

Zene-csövek

A diákok között legnépszerűbb „hangszer” a zene-cső (*1. ábra*). Megszólaltatása senkinek sem jelenthet gondot, és már elsőre is biztosan sikerül. Vékony műanyag csöveket megfelelő hosszúságúra vágva egy olyan hangszert kaphatunk, amellyel zenélhetünk, ha a tenyerünkhöz ütögetjük a cső egyik száját. A csőben levő levegő ekkor rezgésbe jön és a cső hosszától függően különböző hangokat hallhatunk. A csövek oldalára érdemes ráírni a csőhöz tartozó adott hangot, illetve kisebbek számára érdemes színkódot is használni. Így ezzel a hangszerrel akár egy óvodás csoporttal is zenélhetünk, ha kivetítjük a színekkel kódolt hangsort és rámutatunk a soron következő színre.

1. táblázat

Adott hangok frekvenciái és a hozzá tartozó csőhosszak

hang	frekvencia (Hz)	hossz (cm)
C	262	32,3
C#	277	30,5
D	294	28,8
D#	311	27,1
E	330	25,6
F	349	24,1
F#	370	22,7
G	392	21,4
G#	416	20,2
A	440	19,0
H	466	17,9
B	494	16,9
C'	523	15,9
C'#	554	15,0
D'	587	14,1
D'#	622	13,3
E'	659	12,5
F'	698	11,8
F'#	740	11,1
G'	784	10,5
G'#	831	9,8
A'	880	9,4
H'	892	9,2
C'	1046	7,9

2. ábra. Koncert zene-csövekkel

3. ábra. Hangsor poharakból

A zenecsöveket 20 mm külső és 16 mm-es belső átmérőjű, vízvezeték-szereléshez használt műanyag csövekből készítettem, de más csövek is alkalmasak a „zenélésre” (*2. ábra*). Ezek viszonylag olcsón beszerezhetők, általában 2 m-es hosszúságban, amelyből egy nyolc hangból álló hangsor kivágható. A 20 mm-es műanyag csőből készített hangsorban a megfelelő hangokhoz tartozó csőhosszakat mutatja az *1. táblázat* [2].

Néhány egyszerű dallam a gyakorláshoz

A *Boci-boci tarka* előadásához C-től C’-ig az egész hangokra van szükségünk. A dallam a következő hangokból áll:

C	E	C	E	G	G	C	E	C	E	G	G
C’	H	A	G	F	A	G	F	E	D	C	C

A *Hull a pelyhes fehér hó* transzponált dallama a következő:

C	C	G	G	A	A	G	F	F	E	E	D	D	C
C	C	G	G	A	A	G	F	F	E	E	D	D	C
G	G	F	F	E	E	D	G	G	F	F	E	E	D
C	C	G	G	A	A	G	F	F	E	E	D	D	C

Pohár-zene

Tegyünk egymás mellé egyforma üvegpoharakat és töltsük meg különböző magasságig vízzel (*3. ábra*)! Egyik kezünkkel fogjuk le a poharat a talpánál. Nedves ujjunkat végighúzva a pohár peremén, a pohár fala rezgésbe jön és hang keletkezik. Az ujjunk ugyanis hol megtapad, hol megcsúszik a pohár peremén, ezzel rezgésbe hozva a pohár falát. Minden testhez tartozik egy sajátfrekvencia, amelyen rezeg, ha magára hagyjuk. A poharakba töltött különböző magasságú vízoszlopok különbözőképpen módosítják a pohár sajátfrekvenciáját, így különböző magasságú hangokat hallunk. Egy elektronikus hangolóval, vagy énekkaros diákok segítségével néhány perc alatt összeállítható egy hangsor a poharakból. Egy kis gyakorlással pedig egy-egy dalt is előadhatunk a segítségükkel. A kísérlet alkalmat ad egy kis tudománytörténeti emlékezésre, ugyanis hasonló elven működik az üvegharmonika nevű régi hangszer.

Benjamin Franklin angliai látogatása során találkozott egy zenésszel, aki vízzel töltött különböző poharakat egymás mellé téve úgy „zenélt”, hogy végighúzta a poharak peremén a nedves ujját. Miután hazatért, 1761-ben készített egy zenélő eszközt, az üvegharmonikát (*4. ábra*), amely közös tengelyre felfűzött üvegedényekből állt. A hangszert pedállal forgatta, mint a régi varrógépeket, és nedves ujjal szólaltatta meg. A hangszer elkészültekor ezt írta egyik barátjának, a torinói *Beccaria* professzornak. „Talán némi örömet tudok szerezni önnek, hiszen hazája a zene országa. 32 üveg félgömb felhasználásával új hangszert készítettem. Úgy érzem, valamicskével gazdagítottam ezzel a legbűbájosabb tudományt, a muzsikát, amelynek mindannyian rabjai vagyunk. Hangszerem szava édes a fülnek, egyaránt zeng halkan és erősen, s ha egyszer behangoltuk, megtartja pontosságát. Az ön országának tiszteletére olasz nevet adtam találmányomnak, úgy hívják: armonica.” [3]

Az üvegedényeket nagyság szerint fűzte egymásba és színes festékkel jelölte a különböző hangokat. Az

4. ábra. Benjamin Franklin üvegharmonikán játszik. Az általa készített üvegharmonika.

5. ábra. Mozart utolsó kamarazenéje, a többek között üvegharmonikára is íródott KV 617-es *Adagio és Rondo* kottájának kézirata (részlet)

üvegharmonikán nagy nyilvánosság előtt először a bécsi udvarban játszott *Mária Terézia* és *József* trónörökös jelenlétében *Marianna Davies* művésznő, aki ezek után *Marie Antoinette* francia királynőnek is adott leckéket. A hangszer nagyon népszerűvé vált, ezrével gyártották abban az időben. Az üvegharmonika számos zeneszerzőt is megihletett, például *Mozart* is komponált egy darabot – *Adagio és Rondo* KV 617 (*5. ábra*) – és 1815-ben *Beethoven* egy melodrámájában a narrátor elbeszélése alá komponált zenét üvegharmonikára.

A korabeli történetírók szerint az üvegharmonikán rendszeresen játszó zenészek egy része arról számolt be, hogy érzelmileg lehangolja őket a hangszer. Úgy gondolták, hogy a hangszerben keltett rezgések az ujjaikon keresztül bejutnak a szervezetükbe és rosszkedvet gerjesztenek. A vizsgálatok inkább ólommérgezéssel magyarázták a zenészek lehangoltságát. A hangszer üveg félgömbjei ólmot is tartalmaztak, így elképzelhető, hogy a hangszerből jutott nagyobb mennyiségű ólom a szervezetükbe. Mivel azonban a 18. században igen elterjedt volt az ólom használata, így az ólom számos más forrásból is bejuthatott a zenészek testébe [4].

Az üvegharmonika azóta is meg-megjelenik a koncerttermekben, ebben az évben is jó néhány hazai koncerten találkozhattak a hangszer különleges hangjával az érdeklődők.

Befőttes üveg mint hangszer

A poharak mellett befőttes üvegekkel is zenélhetünk. Vegyünk 8 darab egyforma befőttes üveget és töltsük meg azokat különböző magasságig vízzel. Valamilyen pálcával, kanállal üssünk rá az üvegekre. Azt vehetjük észre, hogy minél magasabb a vízoszlop az üvegben, annál mélyebb hangot hallunk. A jelenség magyarázata hasonló a pohár-zenében leírtakhoz: ahogy ráütünk az üvegre, abban rezgéseket keltünk, az üveg a sajátfrekvenciájának megfelelően rezgésbe jön. Az üveg fala érintkezik az üvegbe töltött vízoszloppal, így az is rezgésbe jön és módosítja az üveg sajátfrekvenciáját. Ezért hallunk különböző magasságú hangokat különböző magasságig vízzel töltött üvegek megütésekor. A megfelelő hangsor összeállításához a megfelelő vízoszlop-magasságokat kell megkeresnünk, akár hallás útján vagy egy gitárhangoló segítségével.

Hagyományos 1 literes befőttes üvegeknél a következő *h* magasságokig érdemes tölteni az üvegeket vízzel. Sajnos nagyon különböző befőttesüvegeket találhatunk a boltokban – így érdemes inkább saját üvegeinket hallás útján behangolni –, ezért a természetes skála hangjaihoz rendelhető vízoszlop-magasságok inkább közelítő értékek:

hang	dó	ré	mi	fá	szó	lá	ti	dó’
h (cm)	10	8,9	8	7,5	6,7	6	5,3	5

Hangsor üvegekből

Egy másik egyszerű és olcsó hangszer a műanyag üdítős palack (vagy a sörös üveg, *6. ábra*). Fél literes egyforma üdítős üvegekbe különböző magasságú vízoszlopot töltve szintén készíthetünk hangsort. Az üveg szája felett elfújva a levegőt, a palackban levő levegő rezgésbe jön és a vízszintnek megfelelően hangot ad. A palack megszólaltatásához kell egy kis gyakorlás, de ha valaki egyszer megérezte a kézben tartott palack rezgését, utána már nagyon könnyen előidézheti a megfelelő hangot.

Érdemes felhívni a diákok figyelmét arra, hogy míg a poharas kísérletben a magasabb vízoszlop mélyebb hangot eredményezett, addig ebben a kísérletben annak a palacknak lesz mélyebb a hangja, amelyben alacsonyabb a víz szintje. Ennek a látszólagos ellentmondásnak az a magyarázata, hogy a poharak és a befőttes üvegek esetében az üveg fala a vízoszlopot hozza rezgésbe, amikor átfújunk az üveg szája felett, akkor közvetlenül az üvegben található levegőoszlop jön rezgésbe. Minél nagyobb a levegőoszlop magassága – vagyis minél kevesebb víz van az üvegben –, annál mélyebb lesz a megszólaltatott hang.

6. ábra. Hangsor sörös üvegekből

A palack nagy előnye a poharakkal szemben, hogy sokkal könnyebb behangolni, törhetetlen, és akár egy egész osztály részt vehet vele egy koncerten (*7. ábra*). Gitárhangolóval igen gyorsan összeállítható egy hangsor, és ha az üvegeken alkoholos filctollal megjelöljük a vízszintet a későbbiekben nagyon könnyen feltölthető és beállítható. Mivel egy adott hangmagassághoz tartozó vízszint függ a palack paramétereitől, így nem adható meg egy univerzális hangmagasság-vízoszlop táblázat. Ha nem érzünk elég önbizalmat magunkban a palackok behangolásához, kérjünk segítséget zeneileg képzett diákoktól vagy az iskola énektanárától. A vízoszlopszintek meghatározása csak néhány percet vesz igénybe, így nem jelenthet megterhelést annak, akit megkértünk.

Pille-palackos ütőhangszer

A műanyag csöveket a befőttes üvegekhez hasonlóan is használhatjuk hangszerként. Másfél literes palackokat töltsünk meg különböző magasságokig vízzel és szájuknál fogva kössük fel őket sorban egy hosszú lécre. Kezdjük azzal, amelyikben a legtöbb víz van – ez lesz a legmélyebb hangú – és fejezzük be a legkevesebb vizet tartalmazóval. A hangszer megszólaltatásához üssünk rá valamivel a lécről lelógó palackok oldalára. Az így kapott hangszer a befőttes üveghez képest tompább hangot ad, de nagy előnye, hogy törhetetlen, ha pedig elreped, akkor sem balesetveszélyes. A természetes skála hangjaihoz rendelhető *h* vízoszlop-magasságok:

hangok	dó	ré	mi	fá	szó	lá	ti	dó’
h (cm)	30	26,7	24	22,5	20	18	16	15

Papírhenger-xilofon

Alufólia vagy folpack (esetleg papírtörlő) papírhengeréből egyszerűen készíthetünk xilofont (*8. ábra*). Vegyünk 8 egyforma papírhengert és vágjunk le a végeikből úgy, hogy a természetes skála hangjaihoz a következő hosszúságú csöveket kapjuk:

hangok	dó	ré	mi	fá	szó	lá	ti	dó’
h (cm)	30	26,7	24	22,5	20	18	16	15

8. ábra. Alufólia papírhengeréből készült xilofon

7. ábra. Koncert üdítős üvegekkel a 10. B-vel

Tegyük a hengereket egymástól 2 cm távolságra! Egy zsinór segítségével rögzítsük egymáshoz a hengereket úgy, hogy a zsinórt áthurkoljuk a hengereken. Az így elkészült xilofonon egy műanyag bot segítségével játszhatunk [5].

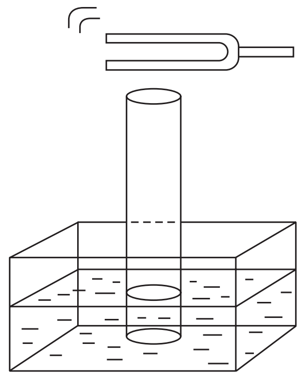
Egy kísérleti feladat üvegcsövekkel

A hang terjedési sebességének és a végkorrekciónak mérése üvegcsövek segítségével

1998-ban az OKTV kísérleti fordulójában a diákok a hang terjedési sebességét mérték üvegcső-rezonátor segítségével. Hangforrásként egy telefonkagylót használtak, ami a számítógéppel megvalósított jelgenerátorhoz volt kapcsolva. A számítógépes programban a diákok a hang frekvenciáját és amplitúdóját változtathatták. A hang terjedési sebességének meghatározása után a diákoknak össze kellett hasonlítaniuk a tényleges frekvenciához elméletileg adódó rezonanciahosszat a mért értékekkel, és olyan korrekciós eljárást kellett keresniük, amelynek figyelembevételével a mért adatokból közvetlenül megkapható a terjedési sebesség helyes értéke [6].

Ez a kísérlet nagyon egyszerűen elvégezhető egy üvegedény, különböző átmérőjű üveg- és műanyag csövek segítségével. Az üvegcsövet egyik kezünkkel tartva helyezzük az üvegedénybe. A cső felső szájához helyezzünk egy rezgő hangvillát és az üvegcső mozgatásával keressük meg a rezonancia helyét (*9. ábra*). A rezonáló levegőoszlop, vagyis a vízből kiemelkedő csőhossz mérésével a hang terjedési sebessége számolható.

9. ábra. Kísérleti elrendezés a hangsebesség méréséhez



2. táblázat

A rezonáló levegőoszlop hossza különböző átmérőjű üvegcsövek és különböző frekvenciájú hangvillák segítségével elvégzett kísérletekben

f (Hz)	üvegcső belső átmérője (cm)							
	1,6	2,2	2,4	2,7	3,4	3,7	4,2	4,9
	a rezonáló levegőoszlop hossza és annak szórása (cm)							
256	33,6 (0,16)	33,2 (0,13)	32,9 (0,10)	32,8 (0,08)	32,6 (0,10)	32,4 (0,10)	32,2 (0,08)	31,6 (0,06)
320	26,6 (0,08)	26,3 (0,10)	25,9 (0,08)	25,7 (0,08)	25,5 (0,06)	25,4 (0,08)	25,3 (0,16)	24,9 (0,08)
384	21,9 (0,08)	21,8 (0,10)	21,6 (0,05)	21,5 (0,08)	21,2 (0,15)	21,0 (0,13)	20,8 (0,10)	20,2 (0,06)
440	19,1 (0,06)	18,9 (0,10)	18,7 (0,10)	18,5 (0,08)	18,4 (0,13)	18,3 (0,13)	18,1 (0,08)	17,8 (0,10)
512	16,2 (0,10)	16,1 (0,06)	16,0 (0,08)	15,9 (0,05)	15,7 (0,06)	15,5 (0,08)	15,3 (0,08)	15,0 (0,08)
640	13,1 (0,05)	12,8 (0,10)	12,6 (0,06)	12,4 (0,05)	12,2 (0,10)	12,1 (0,08)	12,0 (0,10)	11,6 (0,06)
798	10,7 (0,08)	10,3 (0,06)	10,2 (0,05)	10,1 (0,05)	9,9 (0,05)	9,9 (0,05)	9,7 (0,00)	9,3 (0,10)
1024	7,7 (0,10)	7,5 (0,08)	7,4 (0,13)	7,3 (0,08)	7,0 (0,13)	6,9 (0,08)	6,7 (0,10)	6,1 (0,10)

Az üvegcső egyik végén zárt, a másik végén nyitott rezonátorként alkalmazható. Ekkor a levegőoszlop sajátrezgését a csővégekről visszavert hullámok interferenciája alakítja ki, pontosabban arra a frekvenciára rezonál a cső, amelyen ezeknek a hullámoknak a fáziskülönbsége adott helyen állandó. Ahol a cső impedanciája igen nagy (zárt csővég) a nyomáshullám 0 fázisugrással, ahol nulla (nyitott csővég) π fázisugrással verődik vissza, mégpedig 100%-ban. Így a rezonátor energiája állandó maradna, ha a belső veszteségek apránként nem emésztenék fel. Mindez azt is jelenti, hogy csőben rezonáló levegőoszlop rezgéseit kívülről nem lehetne hallani – energia a csőből nem lépne ki. Fülünket a cső nyitott végének közelében tartva azonban meggyőződhetünk arról, hogy ez nincsen így: a cső vízből kiálló részének hosszát változtatgatva, könnyen találunk olyan csőhosszat, amelynél a cső jól hallhatóan zeng (rezonál). Ez azt is jelenti, hogy a cső a nyitott végén sugároz, vagyis a nyitott végen bekövetkező fázisugrás mégsem lehet π. Ekkor azonban a rezonáló levegőoszlop hossza nem lehet pontosan $\lambda/4$ páratlan számú többszöröse, hanem kisebb annál, mert a fázisugrás kisebb mint π.

Az, hogy a nyitott végen bekövetkező fázisugrás mennyire különbözik π-től, s így a kialakuló állóhullámképnek a nyitott vég fele eső duzzadóhelye menynyivel esne a csövön kívülre, az a nyitott végen bekövetkező impedanciaugrástól, tehát a szabad tér és a cső impedanciájának viszonyától függ: minél nagyobb a cső keresztmetszete, annál kisebb az impedanciája. A kisebb impedanciaugrás kisebb fázisugrást eredményez, így nagyobb csőkeresztmetszetnél nagyobb „kilógás” várható.

Az elméleti esetben – amikor a csőhossz $(2k+1)\lambda/4$ alakú – a rezonátorcső hosszának megmérésével a hang terjedési sebessége könnyen meghatározható:

$$c = \lambda f = \frac{4\,l}{2\,k+1}\,f.$$

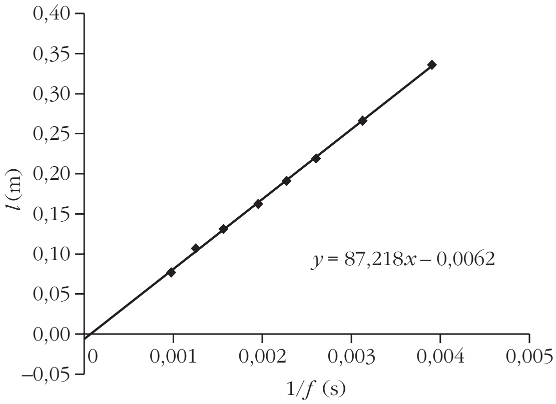
Ha l helyett (az állóhullámkép hossza a duzzadóhelytől csomópontig) kisebb értékkel számolunk (a rezonátorcső hosszával) a sebességre a ténylegesnél kisebb értéket kapunk. A *2. táblázat* a különböző átmérőjű csövekkel végzett méréseink eredményeit tartalmazza.

A *2. táblázat* adataiból jól látható, hogy egy adott átmérőjű üvegcső esetén a frekvencia növelésével a rezonáló levegőoszlop hossza, így a hullámhossz csökken, mivel a frekvencia és a hullámhossz között fordított arányosság van, ha a terjedési sebesség állandó. Mivel a kísérlet közben a hőmérséklet közel állandónak tekinthető, és a levegő összetételét sem változtattuk meg, a terjedési sebességet állandónak tételezhetjük fel. Ha az adott átmérőjű csőnél a különböző frekvenciák esetén kapott levegőoszlophosszakból terjedési sebességet számolunk, a kapott sebességértékek a valóságosnál kisebbnek adódnak. Ezt az eltérést nagyobb átmérőjű csöveknél nagyobbnak találtuk. A *3. táblázat*ban a különböző átmérőjű üvegcsövekkel végzett kísérleteink eredményeit foglaltuk össze. Ha a csőhosszakat a frekvenciaértékek reciprokainak függvényében ábrázoljuk, olyan lineáris függvényeket kapunk, melyek nem az origóban metszik a függőleges tengelyt, hanem attól $-b$ méterre. A legkisebb és a legnagyobb átmérőjű csövekkel végzett kísérletekhez tartozó grafikonok a *10.* és *11. ábrá*n láthatók.

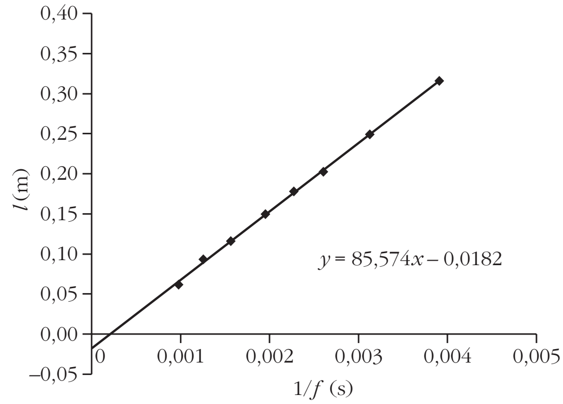
3. táblázat

Különböző *d* átmérőjű üvegcsövek esetén kapott egyenesek meredekségéből számolt *c* terjedési sebességek és *b*/*d* korrekciós tényezők

d (m)	c (m/s)	b/d
0,016	348,872	0,387
0,022	348,008	0,377
0,024	344,960	0,367
0,027	344,104	0,359
0,034	344,864	0,356
0,037	343,800	0,346
0,042	343,568	0,345
0,059	342,296	0,309



10. ábra. A d = 1,6 cm átmérőjű cső rezonanciagörbéje



11. ábra. A d = 5,9 cm belső átmérőjű cső rezonanciagörbéje

A különböző átmérőjű csövek esetében kapott egyenesek meredekségeiből számolt c terjedési sebességeket és a b/d végkorrekciókat a *3. táblázat*ban foglaltuk össze. Az adatokból látható, hogy a kapott értékekre illesztett egyenesek meredekségéből számított terjedési sebességek átlaga igen jól megközelíti a hang terjedési sebességének elfogadott értékét. A *táblázat* utolsó oszlopában a számolt végkorrekciós értékeket tüntettük fel. A kapott értékek jól megközelítik a szakirodalomban elfogadott 0,3–0,4 közötti értéket. A végkorrekció az átmérő növekedésével – kísérleti eredményeink alapján – enyhe monoton csökkenést mutat (*12. ábra*).

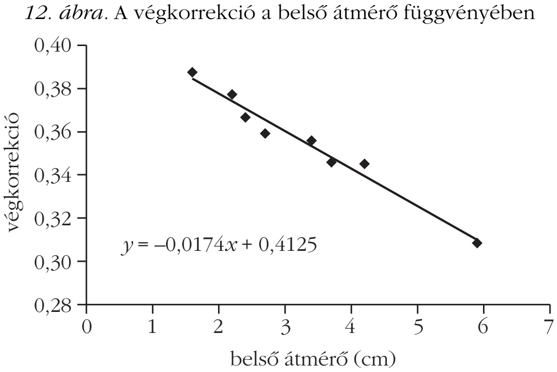
Van azonban más lehetőség is a korrekciós tényező meghatározására. Ha a rezonáló levegőoszlop hosszát egy adott frekvencián a csövek belső átmérőinek függvényében ábrázoljuk, akkor egy olyan süllyedő egyenest kapunk, amelynek meredeksége a korrekciós tényező értékével egyezik meg, és az adott frekvenciához tartozó, elméletileg megállapított effektív hossznál metszi a tengelyt. Mivel $l_{eff} = l + x d$, ezért:

$$l = l_{eff} - x\,d = \frac{\lambda}{4} - x\,d = \frac{c}{4f} - x\,d.$$

A különböző frekvenciákon mért rezonanciahosszakat a belső átmérő függvényében ábrázoltuk, a grafikonok a meredekségeit (a korrekciós tényezők −1-szeresét) és a tengelymetszetekből számolt terjedési sebességeket a *4. táblázat*ban gyűjtöttük össze.

Az eredmények nagyon jól megközelítik azokat az értékeket, amelyeket az adott belső átmérők esetében a rezonanciahossznak a frekvencia reciprokától való függésének vizsgálatakor kaptunk (*2. táblázat*).

12. ábra. A végkorrekció a belső átmérő függvényében



A kísérletet különböző átmérőjű műanyag csövekkel is elvégeztük. A mérési eredményeket, az *5. táblázat* tartalmazza. (A rezonanciahosszakat a frekvencia reciprokainak függvényében ábrázoltuk.) Érdekes, hogy műanyag csövek esetében a korrekciós tényező értéke nagyobb volt, míg a terjedési sebesség értéke kisebbnek adódott. Az üveg- és műanyag csövekkel elvégzett kísérletek eredményeinek különbözősége azonban nem meglepő, hiszen ezen anyagok rugalmassági tulajdonságai eltérnek egymástól.

A rezonanciahely közvetlen közelében – a csőhosszat igen finoman növelve – feltűnő, hogy maximális intenzitást bevezető viszonylag gyors erősödést egy igen gyorsan bekövetkező elhalkulás követi,

4. táblázat

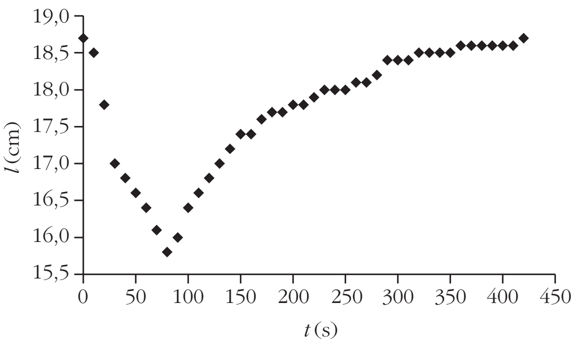
Különböző frekvenciákon végzett mérések eredményeiből készített grafikonokról meghatározott *a* meredekség és *c* terjedésisebesség-értékek

f (Hz)	a	c (m/s)
256	−0,4419	349,184
320	−0,3894	345,216
384	−0,4076	347,136
440	−0,3001	342,496
512	−0,3222	343,245
640	−0,3428	344,576
798	−0,304	350,8
1024	−0,375	339,148

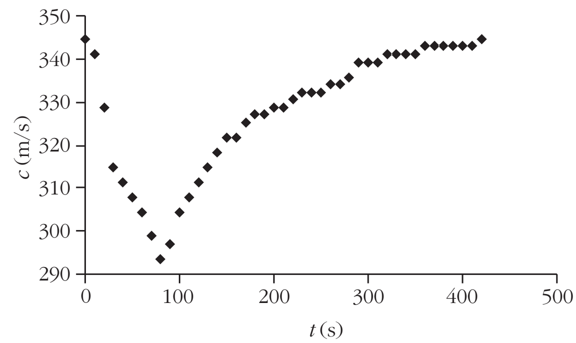
5. táblázat

Különböző *d* átmérőjű műanyag csövek esetén kapott *c* terjedési sebességek és az ebből kapott *b/d* korrekciós tényező értékek

d (cm)	c (m/s)	b/d
1,16	321,5	0,41
1,52	327,0	0,41
1,98	335,6	0,40
2,84	320,2	0,36
3,64	319,5	0,45
4,64	315,5	0,45
5,97	314,0	0,42



13. ábra. A rezonanciahossz változása az idő függvényében a pezsgőtablettából felszabaduló szén-dioxid hatására (d = 2,4 cm, f = 440 Hz)



14. ábra. A hang terjedési sebessége a gázoszlopban az idő függvényében, a pezsgőtablettából felszabaduló szén-dioxid hatására

amelyben az észlelhető intenzitás jóval a rezonanciától távoli helyzet intenzitása alá esik, majd csak ezt követően áll vissza arra az értékre, ami a rezonanciától mentes helyzetekre jellemző. Ennek magyarázata abban rejlik, hogy amikor a csőben uralkodó intenzitásviszonyokra a csövön kívüli észlelésből következtetünk, lényegében nem azt vizsgáljuk, amire kíváncsiak vagyunk. A csövön kívül észlelt intenzitás nemcsak attól függ, hogy magában a csőben milyen intenzitásviszonyok uralkodnak, hanem, hogy a belépő és kilépő hullám milyen fázisban találkozik. A rezonanciahelyet átlépve a rezonátor fázisa π-t ugrik, így ha a kilépő hullám korábban erősítést adott a belépővel, akkor a váltás után nem meglepő a gyengítés. Mindez azt is jelenti, hogy a kívül észlelt intenzitásmaximum nem szükségképpen esik egybe a belül tapasztalt amplitúdómaximummal, ez a maximum és a minimum hely közé esik. Ezek alapján rezonanciahelyzeten azt értjük, amikor az amplitúdó a csövön belül a legnagyobb, vagyis amikor a cső szájánál kifelé haladó hullám visszaverődés után pontosan azonos fázisban találkozik a cső szájánál éppen belépő külső hullámmal. Az előbbiek alapján ez a helyzet a csövön kívül intenzitásészlelés alapján pontosan meg sem kereshető, de az egymáshoz közel eső minimum- és maximumhelyek együttes figyelembevételével kisebb hibával határozható meg, mint csupán a maximumok megfigyelésével.

A hang terjedési sebességének és a hőmérsékletnek, illetve a közeg anyagi minőségének a kapcsolata

A hang terjedési sebességét, így a rezonáló levegőoszlop hosszát befolyásolja a levegő hőmérséklete. Kísérletileg ezt a jelenséget is vizsgálhatjuk az előbbi egyszerű kísérleti elrendezéssel. Tegyünk egy vízen úszó gyertyát a víz felszínére, és az üvegcsövet helyezzük úgy a vízbe, hogy a gyertya a csövön belül legyen. Ha egy hangvillával megkeressük a rezonancia helyét, akkor – leolvasva a rezonáló cső hosszát – megkaphatjuk a hang terjedési sebességét a megemelkedett hőmérsékleten. A kísérletet 440 Hz-es hangvillával és 4 cm-es belső átmérőjű csővel elvégezve a rezonáló levegőoszlop hosszára 18,9 cm helyett 19,6 cm-t kaptunk, amiből terjedési sebességre korrekció nélkül 345 m/s-ot, korrekcióval 350 m/s-ot kapunk.

A kísérlet arra is jól használható, hogy egyszerű eszközökkel demonstráljuk: a hang terjedési sebessége különböző gázokban különböző. Ha egy pezsgőtablettát dobunk a vízzel teli tárolóedénybe, és biztosítjuk, hogy a pezsgőtabletta mindvégig a vízben úszva a csőben maradjon, akkor a felette levő levegőoszlopban szén-dioxid molekulák is lesznek. Ezáltal megváltozik a hang terjedési sebessége. Ezt a kísérletet 3 cm-es belső átmérőjű üvegcsővel és 440 Hz frekvenciájú hangvillával végeztük el. Egy metronóm hangjára figyelve a pezsgőtabletta vízbe dobásától kezdődően 10 másodpercenként megmértük a rezonáló levegőoszlop hosszát.

Ha a rezonáló gázoszlop hosszát, illetve az ebből számolt terjedési sebességet az eltelt idő függvényében ábrázoljuk (*13.* és *14. ábra*), látható, hogy a pezsgőtabletta oldódásával a rezonanciahossz megváltozik.

A *13. ábrá*n jól látszik, hogy a pezsgőtabletta oldódása során egyre csökkent a rezonáló gázoszlop hossza, amely a bedobástól számítva a 80. másodperc körül volt a legkisebb. Ekkor lehetett a szén-dioxid mennyisége a legnagyobb a csőben található levegőoszlopban. Ezután a gázoszlop hossza ismét nőtt, míg a 7. perc végére az eredeti rezonanciahosszat mértük. A kapott terjedési sebességek legkisebb értéke 294 m/s, ami a szén-dioxid megnövekedett mennyiségének hatásával magyarázható (*14. ábra*). Ezzel az egyszerű kísérlettel tehát jól demonstrálható, hogy a hang terjedési sebessége függ annak a közegnek az összetételétől, amelyben terjed.

15. ábra. A *Tavaszi szél vizet áraszt* a Tavaszi Fesztiválon

Összefoglalás

2008 tavaszán osztályommal felléptünk a gimnáziumunkban a Tavaszi Kulturális Fesztiválon, ahol üvegekkel, poharakkal és csövekkel adtuk elő a *Tavaszi szél vizet áraszt* című népdalt különböző „hangszereken” (*15. ábra*). A nagy „sikerre” való tekintettel házi hangszereinkkel (és egy másik osztállyal) az Arany János Tehetséggondozó Program szegedi konferenciáját nyitottuk meg.

Kísérletezni mindig élmény, tanárnak, diáknak egyaránt. A hétköznapi eszközök nagy előnye, hogy a kísérleteket otthon is megismételhetjük, továbbfejleszthetjük.

Az előbbi kísérletek további nagy előnye, hogy miközben a fizikával foglalkozunk, csapatot is építünk és jól is szórakozunk. Ezért mindenkinek jó szívvel ajánlom, hogy próbálják ki ezeket a hangszereket a „semmiből”.

Irodalom

1. Öveges J.: *Az élő fizika*. Aranyhal Könyvkiadó, Budapest, 1999.
2. http://www.stevespanglerscience.com/product/1185
3. http://www.pbs.org/benfranklin/l3_inquiring_glass.html
4. http://www.sk-szeged.hu/statikus_html/kiallitas/franklin/talalmany.html
5. Tit T.: *Tom Tit második száz kísérlete és produkcziója*. Atheneum, Budapest, 1904.
6. Gecső E. (szerk.): *Országos Középiskolai Tanulmányi Verseny fizikából, 1994–1998*. OKSZ, Budapest, 1999, 43–49.

A XXXII. ORSZÁGOS ÁLTALÁNOS ISKOLAI FIZIKATANÁRI ANKÉT ÉS ESZKÖZKIÁLLÍTÁS

A 800 éves Gyula Magyarország délkeleti régiójában fekszik, jelképe a 600 éves téglavár a Várszínházzal. A Várfürdő vize értékes kincse a városnak. A Petőfi tér hajdanán a város főtere volt, itt van a város első artézi kútja. A Városház utcában található a smaragdzöld üveggömb Világóra. A kaszkádmedence, a vízkapu, az anamorfózis-kép a nap valamennyi szakaszában varázslatos látványossága a Kossuth térnek. A város megújult parkjai, terei, főutcái mediterrán hangulatot varázsolnak az alföldi városba.

Ebbe a mediterrán hangulatba csöppentek bele azok a kollégák, akik résztvevői voltak 2008. június 23. és 26. között a XXXII. Országos Általános Iskolai Fizikatanári Ankét és Eszközkiállításnak, amelynek Gyula városa, közelebbről az Erkel Ferenc Gimnázium és Kollégium adott otthont.

Vasárnap délután a regisztráció és elhelyezkedés után *Márki-Zay Lajos* tanár úr vezetésével ismerkedtünk a várossal. Az Erkel ház megtekintése után ellátogattunk Gyulaváriba, *Bay Zoltán* szülőhelyére. A szülőház helyén lévő családi ház oldalán elhelyezett emléktábla előtt fejet hajtottunk. A Holdról radarvisszhangot detektáló Bay Zoltán jelentős alakja volt a huszadik század kísérleti fizikájának.

A gyulai Várban a Reneszánsz Vármúzeum megtekintését sem hagytuk ki. A közös vacsora után az esti Gyula fényeit csodálhattuk.

Humor a kortárs irodalomban – a *Bárka* irodalmi folyóirat bemutatkozó estjét sokan választották vasárnap esti szórakozásként. *Elek Tibor* főszerkesztő, *Kiss László* gimnáziumi tanár, *Kiss Ottó* író, *Asztalos János* költő napjaink költészetéből olvastak fel szemelvényeket. A vasárnap estét lézer show zárta, amelyet *Pál Zoltán* fizikatanár mutatott be. A 3-4 perces zenés előadások, valamint a piros, zöld, kék és sárga színek varázsa élményt jelentett mindenkinek.

Június 23-án kezdődött az ankét hivatalos része. Az Erkel Ferenc Zeneiskola dísztermében *Pataki Attila* vezetésével zenei előadás köszöntötte a résztvevőket.

Az elnökségben helyet foglaló vendégek: *Arató Gergely,* az Oktatási és Kulturális Minisztérium államtitkára, *Erdmann Gyula* alpolgármester, *Kádár György,* az Eötvös Loránd Fizikai Társulat főtitkára, *Szabó Gábor* akadémikus, egyetemi tanár; *Kerecsényi Miklós,* az Erkel Ferenc Gimnázium igazgatója és *Kiss Gyula,* az ELFT Általános Iskolai Oktatási Szakcsoportjának elnöke.

Az ankétot Kiss Gyula nyitotta meg, üdvözölve a megjelent kollégákat, vendégeket, és a házigazdákat. A hagyománynak megfelelően a Mikola Sándor-díj és az Öveges Érem átadása következett.

A Mikola Sándor-díjat az idén az ELFT *Szelecz László*nak ítélte oda, kísérletező tevékenysége elismeréséül. Szelecz László 1988 óta dolgozik Győr-Moson-Sopron megyében a péri általános iskolában. 1997 óta szervezője az Ifjú Fizikusok Találkozójának. Lelkiismeretes munkájának is köszönhetően tanítványai a különböző fizikaversenyeken igen eredményesen szerepelnek.

Az Öveges József Országos Fizikaverseny győztesét és felkészítő tanárát megillető Öveges Érmet ebben az évben *Bolgár Dániel* pécsi tanulónak és tanárának, *Sebestyén Klárá*nak adhatta át Arató Gergely Oktatási államtitkár.

Az érdemi munka Arató Gergely államtitkár *Új tudás-műveltség mindenkinek* című előadásával kezdődött. Beszélt az uniós fejlődési forrásokról, a hátrányos helyzetű gyermekek óvodához jutásának szükségességéről, az integráció kérdésének fontosságáról. Kiemelten szólt az oktatás tartalmi fejlesztéséről, a kooperatív oktatásról és a nyelvoktatásról. Hangsúlyozta a természettudományos oktatás fontosságát, annak megerősítését, amelyet nem kizárólag egy in-

A 2008. évi Öveges Érem kitüntettjei: Bolgár Dániel, az Öveges-verseny első helyezettje és tanára, Sebestyén Klára. A fényképeket Pál Zoltán készítette.

tegrált természettudományos tantárgy bevezetésével tud elképzelni. Szívesen hallottunk a teljesítményösztönző pénzkeret emeléséről, a kutatótanári ösztöndíj növeléséről, a tehetséggondozás fontosságáról, a Géniusz programról.

Az előadás után kérdéseket lehetett feltenni az államtitkár úrnak. Rövid idő állt rendelkezésre, így soksok kérdés maradt a kollégákban. Akik lehetőséget kaptak, azok a pedagógusképzésről, a pedagógus elbocsátásról, a felvételi rendszerről és az uniós pénzek felhasználásáról kérdeztek.

A szünet után Szabó Gábor akadémikus (Szeged) *Kell-e fizikát tanulni?* címmel tartotta meg előadását. A gazdasági versenyképesség és az innováció összhangját emelte ki. A fiatalokhoz azzal az üzenettel fordult, hogy érdemes természettudományos (különösen műszaki) diplomát szerezni. Beszélt arról, hogy a technika tanítását vissza kell állítani az iskolákban, a tanárok (ezen belül a fizikatanárok) anyagi megbecsüléséről, a mestertanárok fontosságáról. Összefoglalásként megállapította, hogy a fizika tanításához tanárra, eszközre, módszertani kutatásokra van szükség. A fizikaoktatás mai helyzetén változtatni kell.

A délelőtt utolsó programjaként *Vida József* (Eger) beszámolóját hallgattuk meg a 2008-as Öveges József Országos Fizikaversenyről, amelyre 300 iskola közel 1000 tanulója nevezett. Az országos döntőn 77 tanuló vett részt, közülük 11 határon túli magyar iskolákból. A verseny megnyitóján az Öveges-család képviseletében megjelent *Göncz Kinga* miniszter asszony.

A versenyfeladatok összeállításánál arra törekedtek, hogy a jelenségelemzés és a gondolkodtató feladatok kerüljenek előtérbe a számításos feladatokkal szemben.

Győr városa, a Kazinczy Gimnázium elvállalta a jövő évi verseny megtartását. Köszönjük a lehetőséget, a meghívást!

Délután az Erkel Ferenc Gimnáziumban folytattuk a programot. Az eszközkiállítás ismét lehetővé tette sokféle régi és új eszköz kipróbálását.

A hagyományoknak megfelelően láthattuk *Márki-Zay János* szórakoztató kísérleteit a papírral. A papír anyagi tulajdonságainak és különféle formáinak összefüggéseivel ismertette meg az érdeklődőket.

Mészáros Sándor ezer apró eszköze mellett Bay Zoltán holdvisszhang kísérletének antennamodelljét hozta magával a kiállításra.

Varga István ebben az évben nyomásváltozással kapcsolatos kísérleteket mutatott be, természetesen saját maga által készített eszközökkel.

A szolnoki Varga Katalin Gimnázium tanulói, *Nagy Tibor* tanár úr vezetésével hologramok és háromdimenziós képek készítésének rejtelmeibe vezettek be bennünket. Ők képviselték Magyarországot a Comenius Természettudományos Nemzetközi Találkozón Lancasterben.

Két eszközforgalmazó cég is részt vett az Ankéton. A Meló-Diák régi kiállító. A megszokott igényes eszközöket ajánlotta. Idén az optikai készleteket kínálta féláron az iskoláknak. Az NTL Magyarország Kft. új kiállítóként igen komoly kísérleti csomagokat hozott a fizika oktatás minden területére. Sajnos, bármennyire is hasznos lenne a tanításban, csak kevés iskola engedheti meg magának, hogy ezeket az eszközöket megvásárolja.

A Mozaik Kiadó Kft. és a Nemzeti Tankönyvkiadó Zrt. három napon keresztül kínálta természettudományos könyveit engedményes áron.

A délutáni program *Jármezei Tamás* (Nyíregyháza) tájékoztatójával folytatódott. A 10 éves Jedlik Ányos Országos Fizikaversenyről számolt be. Az 1998-as első versenyt *Király Árpád,* a Jedlik Társaság főtitkára támogatta. Kezdetben a hetedik osztályosok levelező versenyeivel indult, ma már három évfolyamból vesznek részt a gyerekek a vetélkedőn.

Nagy várakozással tekintettünk a *Tudomány és áltudomány* címmel meghirdetett Vitafórum elé, amely *Härtlein Károly, Füstöss László* és *Orosz* László, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Fizikai Intézete munkatársainak vezetésével zajlott. Hallottunk a kristálygyógyászatról, az energia fogalmával való visszaélésekről, az örökmozgókról, az áltudományos halandzsáról.

Az áltudomány egyre inkább áttekinthetetlen birodalom, leképezi az egész tudományt. A gyerekeket arra kell nevelni, hogy kérdezzenek, nekünk pedig a tudomány segítségével kell válaszolnunk.

Az eszközkiállításon

Kirándulás Nagyváradra

teafilter, a narancshéj, az összesodort papírpénz és egyéb hétköznapi tárgyak hogyan lehetnek egy-egy motiváló kísérlet főszereplői.

Horváthné Fazekas Erika egy klímaváltozásról szóló oktatási programba engedett bepillantani bennünket, amelyet az ország kilenc iskolájában próbáltak ki, hetedik és kilencedik osztályos tanulók körében.

Härtlein Károly valamint *Tóth Pál* a „Fizibusz” kísérleteit mutatták be, amelyeket a legkisebb faluba is el tudnak vinni.

Szakcsoportunk éves taggyűlését június 23-án, hétfőn este tartottuk. Kiss Gyula elnök ismertette a tagcsoport éves munkáját. Kiemelte, hogy az Öveges József fizikaverseny sikeresen zajlott. A tanulók felkészültek voltak, a zsűri jól végezte a munkáját, a rendezők mindent megtettek annak érdekében, hogy élményekben gazdagon térhessenek vissza a versenyzők iskolájukba.

Szót ejtettünk az ankétok fontosságáról, szakmai hasznosságukról. Megállapodtunk abban, hogy még szélesebb körhöz kell eljuttatni a következő ankét felhívását.

Az első nap vacsorával és baráti beszélgetéssel zárult, a szervező iskola vendéglátásával.

Az Ankét második napja volt a legfárasztóbb, de egyben legszínesebb is. Műhelyfoglalkozásról műhelyfoglalkozásra mentünk szinte szünet nélkül. Ügyes beosztással mindenki eljutott minden műhelyre, amely érdekelte.

Zátonyi Sándor A környezeti nevelés lehetősége a fizika tanításában címmel tartotta meg előadását a tőle megszokott lebilincselő stílusban. Rövid videófilmek bemutatásával tette mindenki számára érthetővé a különleges energiafajták hasznosságát.

*Ifj. Zátonyi Sándor*tól klasszikus és modern elektrosztatikai kísérleteket láthattuk, amelyeket már csak látványosságuk miatt is érdemes tanórákon bemutatni.

Tompa Lajos Orosházáról az interaktív tábla használatába avatott be bennünket, a hangsúlyt a tábla informatikai szerepére helyezve.

Vida József *Horror vacui, azaz az üres terektől való félelem fizika órán* címmel 20 kísérletet mutatott be a légnyomás tanításához.

Lévainé Kovács Róza beavatott bennünket abba a mesterségbe, hogy miképpen kell fejlesztési tervet készíteni a fizika oktatásához.

Márki-Zay János a globális felmelegedés elleni lokális védelem teendőivel ismertetett meg minket. Megmutatta, mi mindent tehetünk a Föld környezetvédelmi gondjainak mérsékléséért.

Nagy Anett OK, avagy otthoni kísérletek címmel tartotta meg műhelyfoglalkozását. Láthattuk, hogy a

Varga István kolléga a 8. osztályos optikai kísérletek eszközeit egyszerű anyagokból állította össze, és ezekkel látványos kísérleteket mutatott be.

Sipos Márta jogásznő a fizikatanár jogairól és lehetőségeiről beszélgetett a hallgatókkal. A sokféle szakmai műhely között újszerű volt, sok érdeklődőt vonzott.

Este az Erkel Ferenc vegyeskar hangversenyére kaptunk meghívást a gyulai református templomba. Reneszánsz motettákkal, reformáció korabeli zsoltárokkal, Kodály-, Liszt-, Erkel-művekkel kápráztattak el bennünket.

Az Ankét harmadik napja ismét az Erkel Ferenc Zeneiskola dísztermében kezdődött.

Jarosievitz Zoltán az Elektrotechnikai Múzeum érdekes kísérleti eszközeit hozta Gyulára. A kísérletek sokaságát mutatta be, természetesen bevonva a résztvevőket is.

Ebéd előtt két olyan előadás részesei lehettünk, amelyek nem fizikai kísérletekkel foglalkoztak. *Zs. Sejtes Györgyi Kompetenciadivat, vagy egy lehetséges alternatíva a szemléletváltásra* címmel próbált eligazítani a nevelés, oktatás új fogalmaiban. *Bácsi János* a kommunikáció fontosságáról beszélt, amely a kulcskompetenciák alapja. A feladat- és problémaalapú tanítás különbözőségéről hallottunk.

Ebéd után buszra ültünk és Sarkadon keresztül a „Pece-parti Párizsba”, Nagyváradra indultunk. Avatott vezetőnk Márky-Zay János kollégánk volt. Útközben rövid időre megálltunk Nagyszalontán, ahol Arany János emlékének tisztelegtünk a református templom előtt.

Nagyváradon az Ady Endre Líceumban *Bartos-Elekes István* tanár úr mutatta be a fizikumot, és ámulva hallgattuk színes, élvezetes beszámolóját az itt folyó magas színvonalú fizikatanításról.

Ezután sétálva megnéztük a város fontosabb látnivalóit, a színházat, a Szent László teret, a Sas palotát, a püspöki székesegyházat, a kanonok sort. Nagyváradon a szecessziós palotákat szinte kivétel nélkül állványok borítják, nagy erővel folyik a felújításuk. Pár év múlva a város szebb lesz, mint valaha.

Mindnyájan új erőre kaptunk a tűző nyári délutánon, miután a Meló-Diák Taneszközcentrum Kft. vendégeiként a színház melletti patinás századeleji vendéglő árnyas kerthelyiségében hideg üdítőt fogyasztottunk.

Hazafelé a madarasi csárdában hangulatos vacsorával ért véget tanulságos tanulmányi kirándulásunk.

Az utolsó nap is sok érdekességet kínált számunkra. *Geresdi István* (Pécs) napjaink egyik legveszélyesebb, legsürgetőbb problémájáról, a klímaváltozásról tartott gondolatébresztő előadást.

Ezt követően *Vinkó József* (Szeged) csillagász *Kozmikus hatások a földi éghajlat alakulásában* című előadásával ráhangolódhattunk a „Csillagászat évé”-re.

Az ankét zárása előtt a műhelyfoglalkozások vezetőinek és az eszközkiállítóknak köszöntük meg, hogy munkájukkal hozzájárultak az ankét sikeréhez.

A bírálóbizottság szavazatai alapján az eszközkiállítók közül a Knorr-Bremse-díjat Varga István (Ajak) kapta, 2. díjas a Varga Katalin Gimnázium (Szolnok) és 3. díjas *Pál Zoltán* (Tormás).

A résztvevők véleménye alapján a gyulai találkozó érdekes, hasznos tanácskozás volt. Bízunk benne, hogy a 2009 júniusában megrendezésre kerülő ankétnak még több résztvevője lesz. Sok szeretettel várunk mindenkit.

Horváthné Fazekas Erika, Ősz György, Szénási Istvánné

XI. SZILÁRD LEÓ NUKLEÁRIS TANULMÁNYI VERSENY

Beszámoló, II. rész

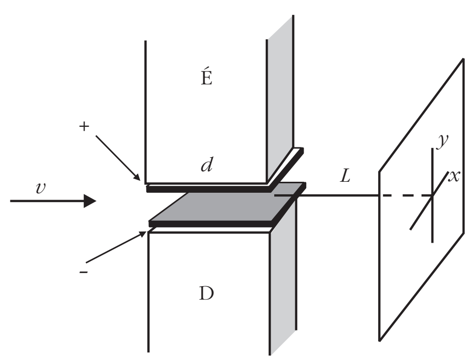
Sükösd Csaba
BME Nukleáris Technika Tanszék

I. kategória (11–12. osztályosok) utolsó két feladata

9. feladat (kitűzte: *Mester András*)

Joseph John Thomson 1912-ben kimutatta a neon két izotópját. Kezdeti módszeréből fejlődött ki a tömegspektroszkópia, az izotópokra és atommagokra vonatkozó ismeretek egyik fő forrása. A módszer lényege: ionsugarak keskeny nyalábját állítják elő, a nyaláb a részecskék sebességére merőleges, egymással párhuzamos irányú elektromos és mágneses mezőn halad át, nagy vákuumban. A részecskéket az elektromos és mágneses mezők eltérítik, majd ezután egy fotolemezre jutnak. A lemez síkja merőleges a sebességre (lásd *ábra*). Az azonos pontból induló, de különböző sebességű részecskék becsapódásai egy jellegzetes görbét rajzolnak a fotolemezre.

a) Határozd meg a fotolemezen kialakuló $y = f(x)$ görbét, feltételezve, hogy a mágneses mező által létrehozott irányváltozás szöge nem túl nagy! Hogyan lehet ezzel a módszerrel felismerni az izotópokat? A részecskék d hosszan haladnak az elektromos és mágneses mezőben, majd L távolságot tesznek meg az ernyőig. ($d \ll L$, és a gravitációs hatástól tekintsünk el!)



b) Milyen egyéb, atomfizikával kapcsolatos dolog fűződik J. J. Thomson nevéhez?

Megoldás: a) Az ionokat az elektromos tér függőlegesen, a mágneses tér vízszintesen téríti el. Ernyőre merőleges gyorsulásuk nincs. Egy v sebességű részecske $t = d/v$ idő alatt halad át az elektromos, illetve mágneses mezők tartományán. Ennyi ideig hatnak rá az erők. Az eredő erő x irányú komponense a mágneses Lorentz-erő: $F = evB$. Bár ez az erő mindig merőleges a sebességre, de a feladat szövege szerint a sebesség iránya csak kicsit változik az áthaladás során, ezért ennek az erőnek a nagyságát és irányát is állandónak vehetjük. Emiatt az x irányú gyorsulás

$$a_x = \frac{evB}{m}.$$

Ennek következtében t idő alatt a sebességnek lesz x irányú komponense is:

$$v_x = a_x t = \frac{evB}{m}\frac{d}{v} = \frac{eBd}{m}.$$

Az elektromos mező y irányban gyorsít, tehát a gyorsulás y komponense:

$$a_y = \frac{eE}{m}.$$

Emiatt az elektromos mező elhagyása után a részecskének lesz y irányú sebessége is:

$$v_y = a_y t = \frac{eE}{m}\frac{d}{v} = \frac{eEd}{mv}.$$

Hasonló háromszögekből:

$$\frac{y}{L} = \frac{v_y}{v} = \frac{eEd}{mv^2} \quad \text{és} \quad \frac{x}{L} = \frac{v_x}{v} = \frac{eBd}{mv}.$$

Itt a részecske becsapódási pontjának mindkét koordinátája függ a részecske sebességétől. A részecske sebességét ki kell küszöbölnünk ahhoz, hogy megkapjuk az y és x közötti összefüggést. A második egyenletből

$$\frac{1}{v} = \frac{m}{L\,e\,B\,d}\,x.$$

Ezt behelyettesítve az első egyenletbe kapjuk:

$$\frac{y}{L} = \frac{e\,E\,d}{m\,v^2} = \frac{e\,E\,d}{m}\left(\frac{m}{L\,e\,B\,d}\right)^2 x^2.$$

Végül egyszerűsítések után adódik:

$$y = \frac{m}{e}\,\frac{E}{L\,B^2\,d}\,x^2.$$

Az ernyőn megjelenő görbe tehát *parabola.*

Az x^2 előtti szorzótényezőben szerepel az m/e hányados, tehát az azonos töltésű, különböző tömegű ionok *más-más parabolát határoznak meg.*

b) J. J. Thomson volt az első atommodell, az úgynevezett pudingmodell megalkotója. Az ő nevéhez fűződik az elektron felfedezése is: 1897-ben kimutatta, hogy a katódsugárzás negatív elektromos töltésű részecskékből áll.

10. feladat (kitűzte *Szűcs József*)

Bergengócia „infravörös csillagászai” titokzatos, nagyméretű, hidrogénból álló, sugárzó, gömb alakú objektumot fedeztek fel távol a Bergenverzumban. A gömb átmérője 1 millió km. A felszín 300 K hőmérsékletű feketetest-sugárzása jelentősen kiemelkedik a 3 kelvines kozmikus háttérből. A csillagászok megfigyelései szerint a hidrogén-gömb átmérője nem csökken, ezért a sugárzási energia nem származhat gravitációs összehúzódásból. A titokzatos égi objektum felfedezésének hírét Bergengócia elméleti fizikusai nagy örömmel fogadták, mivel igazolva látják elméletüket, amely szerint Bergenverzumban az atomok tömege úgy marad állandó, hogy az elektronok tömege igen lassan növekszik, a protonok tömege pedig ugyanannyival csökken.

a) A hidrogénatom hullámmodellje segítségével értelmezzük a hidrogén-gömb sugárzását az elméleti fizikusok hipotézise alapján!

b) Becsüljük meg, hogy évszázadonként hány százalékos az elektronok tömegnövekedése, ha a csillagászok becslése alapján tudjuk, hogy a gömbben a hidrogénatomok átlagos sűrűsége 1 mól köbméterenként!

Megoldás: A gömb alakú H-felhő hőmérsékleti sugárzása:

$$P_s = \sigma\,T^4\,4\,R^2\,\pi =$$
$$= 5{,}67\cdot 10^{-8}\;\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^2\,K^4}}\;300^4\;\mathrm{K}^4\;12{,}56\left(5\cdot 10^8\;\mathrm{m}\right)^2 =$$
$$= 1{,}44\cdot 10^{21}\;\mathrm{W}.$$

Ezt a felületi sugárzást térfogati energiafelszabadulás táplálja, amely – a hipotézis szerint – az elektronok tömegnövekedéséből ered. A térfogati teljesítmény sűrűség:

$$\frac{P_s}{\frac{4\,\pi}{3}\,R^3} = \frac{1{,}44\cdot 10^{21}\;\mathrm{W}}{\frac{4\,\pi}{3}\left(5\cdot 10^8\;\mathrm{m}\right)^3} = 2{,}75\cdot 10^{-6}\;\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^3}.$$

Így az egy H-atomra jutó teljesítmény:

$$P_{atom} = \frac{P_V}{N_A} = \frac{2{,}75\cdot 10^{-6}}{6\cdot 10^{23}} = 4{,}59\cdot 10^{-30}\;\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{atom}}.$$

A H-atom alapállapotbeli energiája függ az elektron tömegétől:

$$E_0 = -\,m\left(\frac{k^2\,e^4}{2\,\hbar^2}\right).$$

Ha változik az elektronok tömege, változik az energia is.

$$\frac{\Delta E_0}{\Delta t} = -\,\frac{\Delta m}{\Delta t}\left(\frac{k^2\,e^4}{2\,\hbar^2}\right) = -4{,}59\cdot 10^{-30}\;\mathrm{W}.$$

Az elektrontömeg növekedésével az atomok egyre mélyebb energiájú állapotba kerülnek, ebből származik a felszabaduló energia. Az ismert konstansok behelyettesítésével kapjuk:

$$\frac{\Delta m}{\Delta t} = 1{,}926\cdot 10^{-42}\;\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{s}}.$$

Ez évszázadonként 0,66%-os relatív csökkenésnek felel meg.

II. kategória (9–10. osztályosok) utolsó két feladata

9. feladat (kitűzte *Ujvári Sándor*)

Rutherford a következő kísérlettel határozta meg, hogy milyen részecskékből áll az alfa-sugárzás: egy légritkított üvegballonba rádiumot helyezett, majd egy idő múlva az összegyűlt gázt kisülési csőbe sűrítette. A kisülés színképét elemezve megállapította, hogy a keletkezett gáz hélium. Két nap alatt mennyi (hány mól) hélium gyűlt össze, ha a ballonban elhelyezett rádium tömege két gramm volt? (A rádium leányelemeinek további bomlásától tekintsünk el.)

Megoldás: A rádium atomsúlya 226, így 2 g rádiumban lévő atomok száma:

$$N = \frac{2}{226}\,6\cdot 10^{23} = 5{,}3\cdot 10^{21}.$$

A rádium felezési ideje 1600 év = $50{,}5\cdot 10^9$ s. Az aktivitás tehát

$$A = \ln 2\,\frac{N}{T} = 7{,}27\cdot 10^{10}\;\frac{\mathrm{bomlás}}{\mathrm{s}}.$$

Két nap alatt a kezdeti aktivitás nem változik lényegesen, ezért a két nap alatt bekövetkező bomlások száma: $48\cdot 3600\cdot 7{,}27\cdot 10^{10} = 1{,}26\cdot 10^{16}$. Mivel minden bomlásból egy He atommag keletkezik, ezért

$$\frac{1{,}26 \cdot 10^{16}}{6 \cdot 10^{23}} = 2{,}1 \cdot 10^{-8}$$

mólnyi hélium gyűlt össze a ballonban.

10. feladat (kitűzte *Vastagh György*)

Egy E_1 kezdeti mozgási energiájú alfa-részecske centrálisan ütközött egy nyugvónak tekinthető atommaggal. A mozgási energiája az ütközés után E_2-re csökkent.

a) Határozd meg a két mag tömegeinek arányát!

b) Mi lehetett a második mag, ha E_2 az E_1-nek 25%-a?

Megoldás: A rugalmas ütközésnél a lendület és a mozgási energia megmarad: $p_1 = p_3 \pm p_2$, valamint $E_1 = E_2 + E_3$. Itt az 1-es index a bejövő alfa-részecskét, a 2-es index az ütközés utáni alfa-részecskét, és a 3-as index az ismeretlen tömegű (kezdetben nyugvó) atommagot jelöli. A kettős előjelre azért van szükség a lendületnél, mert a feladat nem rendelkezik arról, hogy az alfa-részecske „visszapattant”, vagy továbbhaladt.

Figyelembe véve, hogy $p = \sqrt{2\,m\,E}$, az első egyenlet így írható:

$$\sqrt{2\,m\,E_1} = \sqrt{2\,M(E_1 - E_2)} \pm \sqrt{2\,m\,E_2}.$$

Osszunk végig $\sqrt{2\,m\,E_1}$-gyel:

$$1 = \sqrt{\frac{M}{m}\left(1 - \frac{E_2}{E_1}\right)} \pm \sqrt{\frac{E_2}{E_1}}.$$

Ebből a tömegek arányát már könnyen kifejezhetjük (a két különböző előjel esetére):

$$\sqrt{\frac{M}{m}} = \frac{1 - \sqrt{\frac{E_2}{E_1}}}{\sqrt{1 - \frac{E_2}{E_1}}}, \quad \text{illetve} \quad \sqrt{\frac{M}{m}} = \frac{1 + \sqrt{\frac{E_2}{E_1}}}{\sqrt{1 - \frac{E_2}{E_1}}}.$$

b) Mivel

$$\frac{E_2}{E_1} = 0{,}25, \quad \text{így} \quad \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} = 0{,}5.$$

Behelyettesítve:

$$\sqrt{\frac{M}{n}} = \frac{1 - 0{,}5}{\sqrt{1 - 0{,}25}} = \frac{0{,}5}{\sqrt{0{,}75}}, \text{ azaz } \frac{M}{m} = \frac{0{,}25}{0{,}75} = \frac{1}{3},$$

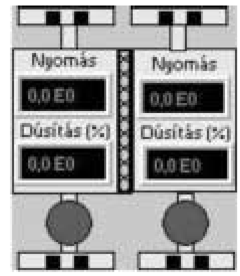
ha azt feltételezzük, hogy az alfa-részecske továbbhaladt. A másik esetben:

$$\sqrt{\frac{M}{n}} = \frac{1 + 0{,}5}{\sqrt{1 - 0{,}25}} = \frac{1{,}5}{\sqrt{0{,}75}}, \text{ azaz } \frac{M}{m} = \frac{2{,}25}{0{,}75} = 3,$$

ha az alfa-részecske visszapattant.

Az első esetnek nincs megfelelő tömegű atommag (M ~ 4/3 u), a másodiknak megfelelő viszont van: a 12-es tömegszámú atommag, a ^{12}C.

Számítógépes feladat



A program diffúziós urándúsító építését és működésének szimulációját tette lehetővé. Kinduláskor a szimulációs területen három „tartály” látható. Az egyik tartály tele volt természetes uránt tartalmazó UF_6 (uránhexafluorid) gázzal, a másik két tartály pedig üres volt. A szimulációs programban „diffúziós cellákat” lehetett elhelyezni (ld. *ábra*), és a cellák ki-, illetve bemeneteit csővezetékekkel összekötni.

Mindegyik cella két „oldalból” állt, amelyek között lévő porózus falon keresztül mehet végbe a gázdiffúzió. Mindkét oldal hőmérsékletét, és az átáramló gáz mennyiségét szabályozni lehet. A versenyzők (a program részletes ismertetőjén túl) a következő szövegű feladatlapot kapták:

Feladatok:

1) Ismerkedj meg a szimulációs programmal! A program használatát külön útmutató magyarázza el.

2) Hozz létre egyetlen dúsító cellát! Vizsgáld meg az egyes paraméterek hatását a dúsításra! Az észrevételeidet rögzítsd jegyzőkönyv formájában!

3) Vizsgálj egy kétcellás elrendezést! Vizsgáld meg, milyen hatásai lehetnek annak, ha visszavezeted a gázt egy korábbi fokozatra! Az észrevételeidet rögzítsd a jegyzőkönyvben!

4) Tapasztalataid alapján építs és üzemeltess egy diffúziós elven alapuló urándúsító telepet! Maximálisan 6 db dúsító cellát használhatsz. A jegyzőkönyvben írd le, hogy milyen szempontok alapján tervezted úgy az elrendezést, ahogyan megépítetted.

5) Vizsgáld a megépített urándúsító működését, és próbáld úgy beállítani a paramétereket, hogy 5 perc (300 s) alatt a lehető legtöbb, és legnagyobb dúsítású uránt tudj összegyűjteni.

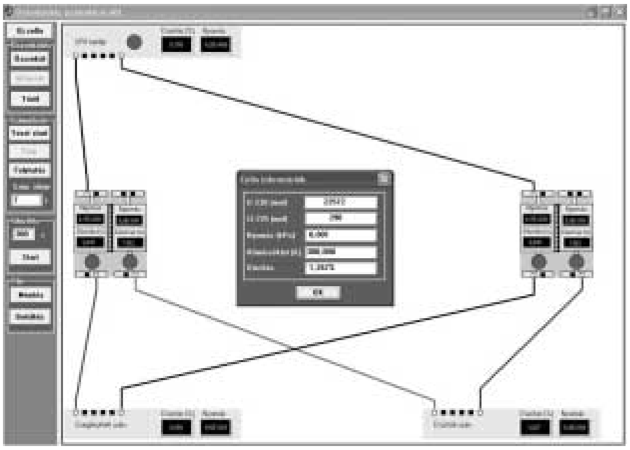
6) A rendelkezésedre álló idő utolsó 5 percében üzemeltesd a dúsítót 300 s-ra időzített üzemmódban. (A zsűri csak ennek az eredményét fogja látni.)

7) A futás befejezésekor mentsd el az eredményt. A fájl neve legyen az azonosítód. A fájlnévnek nem kell kiterjesztést adnod, a program automatikusan ad *.DIF kiterjesztést.

A zsűri a feladatot a következő szempontok alapján pontozza.

1) Score = $N \cdot (d/0{,}709 - 1)^8$, ahol N a 300 s idő alatt összegyűjtött ^{235}U mólok száma a „dúsított urán” tartályban, d pedig a dúsítás százalékban kifejezett értéke.

2) A „Score” alapján adja a zsűri a végső pontszámod 2/3 részét. A további 1/3 rész a számítógépes „kísérletről” készült jegyzőkönyv értékeléséből adódik.



Egy kétcellás elrendezés (demonstráció)

Figyelem! A számítógépes feladat elvégzéséről külön „mérési jegyzőkönyvet” kell beadni. A jegyzőkönyv tartalmazzon minden olyan adatot, amelyek a „kísérlet” megismétléséhez és az eredmények ellenőrzéséhez szükségesek! Fontos, hogy a levont következtetések, megfigyelések is legyenek rögzítve a jegyzőkönyvben. A zsűri azt is figyeli, hogy az elért eredmény mennyire logikus gondolkozás és tervezés eredménye. A jobb munkaszervezés érdekében célszerű a jegyzőkönyvet akkor véglegesíteni, amíg a 300 s-os, utolsó „futás” történik. (A kiértékeléshez és a jegyzőkönyv elkészítéséhez minden segédeszköz használható – beleértve a számítógépen rendelkezésre álló eszközöket, programokat is. Ezek használata esetén azonban a programok eredményét is el kell menteni, és a jegyzőkönyvben fel kell tüntetni a nevét, hogy a kiértékeléskor a zsűri belenézhessen.)

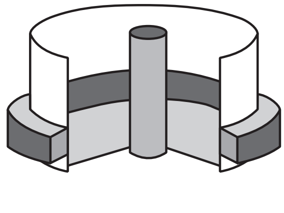
Kísérleti feladat

A mérési eszközök mellé a versenyzők a következő tájékoztatót kapták:

Elektromágneses keringető szivattyú modellje

*Szilárd Leó*nak és *Albert Einstein*nek közös szabadalma egy mozgó alkatrészeket nem tartalmazó, elektromágneses elven működő szivattyú. A találmány lényege az, hogy elektromosan vezető folyadékon (pl. folyékony fémen) áramot hajtunk át, és olyan mágneses mezőbe helyezzük, amely merőleges az áram irányára. Az elektromos és a mágneses mező együttes hatása a folyadékot mozgásba hozza. Ezt a találmányt akár folyékony fém (pl. folyékony nátrium) hűtésű atomerőművekben is fel lehet használni a hűtőfolyadék mozgásban tartására.

A mérés elve: A mérés során nem folyékony fémmel, hanem 0,3 mólos $CuSO_4$ oldattal végzünk méréseket. Az oldat vezeti az elektromos áramot, és ezzel „modellezi” a folyékony fémet. Az oldatot olyan hengeres edénybe öntjük (*ábra*), amelynek a szélén és a közepén egy-egy hengeres vezető van.



Ezeknek a sugarát jelöljük R_1, illetve R_2-vel ($R_1 < R_2$). R_1 = 2 mm, R_2 értékét mérd le. A két vezetőre U egyenfeszültséget kapcsolunk egy tápegységből, amelynek hatására a folyadékban sugárirányú áram indul meg. Ennek az erősségét jelöljük I_1-gyel. U a tápegységen beállítható. A feszültség és az áram aktuális értéke a tápegység beépített műszerén mérhető. A hengeres edényt olyan elektromágnes belsejébe helyezzük, ahol a mágneses mező iránya a henger tengelyével párhuzamos. Az elektromágnessel B indukciójú mágneses mezőt állítunk elő. Az elektromágnes adatai: menetszám: 200, belső átmérő 11 cm, a mágneses indukció kiszámításához szükséges egyéb adatokat mérd le (a folyadék relatív permeabilitását vegyük 1-nek). A tekercset egy másik tápegységből tápláljuk, a tekercsen átfolyó áram (I_2) beállítható, és a tápegység beépített műszerén leolvasható.

A sugárirányú áramra a rá merőleges mágneses tér erőt gyakorol, amelynek hatására a folyadék forgásba jön. A folyadék azonban nem merev testként forog! Elméleti számítások szerint a középponttól r távolságra lévő folyadékrétegek körülfordulási idejére jó közelítéssel fennáll a következő összefüggés:

$$T(r) = \frac{2\pi}{K}\, r^2 + T_0,$$

ahol T_0 és K egy állandó (mértékegységük s, ill: m^2/s).

Feladatok:

1) Állítsd össze a mérési elrendezést!

2) Igazold a fenti összefüggést, és határozd meg a K állandó értékét legalább 3 különböző mágneses térerősség mellett!

Tanácsok:

a) Az összefüggés igazolásához mérd meg a folyadék forgási sebességét (pl. a körülfordulási időt) több különböző sugár mellett!

b) Válassz olyan ábrázolási módot, hogy lineáris összefüggés legyen az ábrázolandó mennyiségek között!

c) Illessz egyenest a mérési pontjaidra (grafikusan, vagy számítással), és ennek alapján határozd meg a K állandó értékét!

3) A méréseid alapján rajzold fel, hogy hogyan függ a K állandó értéke a mágneses tér erősségétől!

A méréshez rendelkezésre áll:

- Műanyag edény, amelynek alján henger alakú, sárgaréz elektróda van;
- sárgaréz rúd, amelyet a henger közepébe be lehet lógatni Bunsen-állványon;
- 0,3 mólos $CuSO_4$ (rézszulfát) oldat;
- egyenáramú tápegység 3 kimenettel és 2 beépített mérőműszerrel (U és I);
- vonalzó,
- koncentrikusan rajzolt körök (a pályasugár méréséhez).
- Az idő mérésére használhatod a mobiltelefonod stopperóráját. (A mobiltelefont másra tilos használni!)

Fontos!

Beadandó a „Mérési jegyzőkönyv”, amely tartalmazza

– a mérést végző azonosítóját,
– a mérések minden fontos paraméterét,
– a mért nyers adatokat,
– az eljárást (lépésenként), amellyel a végeredményhez eljutottunk,
– a végeredményeket,
– a végeredmények hibáját és a hiba kiszámítási vagy becslési módját,
– az eredmények diszkutálását,
– valamint minden olyan információt, amely a mérés reprodukáláshoz szükséges.

A mérési jegyzőkönyvnek olyannak kell lenni, hogy annak alapján bárki a mérést megismételhesse, és (a mérési hibákon belül) hasonló eredményt kaphasson.

A verseny értékelése

A verseny döntőjének délelőttjén a tíz elméleti feladat megoldására 3 óra, délután a számítógépes feladatra másfél óra, a kísérleti feladatra szintén másfél óra állt a versenyzők rendelkezésére. Egy-egy feladat teljes megoldása 5 pontot, a számítógépes feladat teljes megoldása 25 pontot, a kísérleti feladat teljes megoldása 25 pontot hozhatott. Maximálisan tehát 100 pontot lehetett szerezni. A legkiválóbb I. kategóriás versenyző 82 pontot ért el (tavaly 70 pont volt a legjobb eredmény). A legjobb junior versenyző 63 pontot ért el (tavaly 76 pont volt a legjobb). Az elméleti feladatok közül legnehezebbnek az I. kategóriás versenyzők 9. és 10. feladata bizonyult, de minden feladatra – még ezekre is – érkezett helyes megoldás! Az elméleti feladatok megoldásában *Lovas Lia Izabella* (Leőwey Klára Gimnázium, Pécs), valamint *Nagy Viktor* (Zrínyi Miklós Gimnázium, Zalaegerszeg) érték el a legjobb eredményt 43, illetve 41 pontot a maximális 50-ből. A mérési feladatban *Gubicza Ágnes* (Kazinczy Ferenc Gimnázium, Győr), valamint *Tolner Ferenc* (Zrínyi Miklós Gimnázium, Zalaegerszeg) volt a legjobb 24, illetve 23 ponttal (a maximális 25-ből). A számítógépes feladatra a legtöbb pontot *Hartstein Máté* (Leőwey Klára Gimnázium, Pécs) kapta, aki a maximális 25 pontból 24 pontot tudott megszerezni. Különösen értékelendő, hogy Hartstein Máté Junior kategóriás versenyzőként érte el ezt a szép eredményt.

Az összesített pontszámok alapján 2008-ban a díjakat a következő diákok kapták.

I. kategória (11–12. osztályosok)

I. díj: NAGY VIKTOR (82 pont), Zrínyi Miklós Gimnázium (Zalaegerszeg), tanára *Pálovics Róbert,*

II. díj: GUBICZA ÁGNES (77 pont), Kazinczy Ferenc Gimnázium (Győr), tanárai *Nikházy Lászlóné* és *Berta Miklós,*

III. díj: ALMÁSI GÁBOR és LOVAS LIA IZABELLA (74–74 pont), Leőwey Klára Gimnázium (Pécs), tanáruk *Simon Péter.*

A kísérleti feladat megoldása közben

„Junior” kategória

I. helyezett: VARGA ÁDÁM (63 pont), SZTE Ságvári Endre Gyakorló Gimnázium (Szeged), tanára *Kovács László,*

II. helyezettek: KOVÁCS BENJÁMIN (57 pont), Leőwey Klára Gimnázium (Pécs), tanára Simon Péter, és PÁSZTOR ÁDÁM (57 pont), Verseghy Ferenc Gimnázium (Szolnok), tanára *Pécsi István.*

A záróülésen a tanulói díjak és oklevelek átadása után került sor az idei *Delfin-díj* átadására, amelyet minden évben a tanárok pontversenyében a legjobb eredményt elért tanárnak ítél oda a versenybizottság. Ebben az évben a Delfin-díjat SIMON PÉTER, a Leőwey Klára Gimnázium (Pécs) tanára vehette át, aki már 2004-ben is elnyerte azt. Az ilyen esetekre tekintettel az alapítók a következőképpen módosították a Delfin-díj alapszabályát:

„5§. Az a tanár, aki a Szilárd Leó Tanári Delfindíjat egy alkalommal már elnyerte, második alkalommal emlékplakettet kap, amelyen feltüntetésre kerül a díj, és a díjazott neve mellett a díj elnyerésének évszámai. Harmadik és minden további alkalommal a korábban elnyert emlékplakettre az Alapítvány rávéseti a díj újabb elnyerésének évszámát. Az emlékplaketthez ugyanakkora összegű kutatási ösztöndíj is jár, mintha a díjazott a Díjat először nyerné el. Az emlékplakettel kapcsolatos szabályozás a 2008. évtől lép életbe.”

(A Delfin Díj Alapító Okirata a következő címen olvasható teljes terjedelemben:http://www.szilardverseny.hu/index.php?kp=orszagos-delfin-alapito.php)

A *Marx György Vándordíj*at – amelyet minden évben a pontversenyben legkiválóbb eredményt elért iskolának ítél oda a Versenybizottság – idén a *Leőwey Klára Gimnázium* (Pécs) nyerte el.

Az ünnepi beszédek után *Sükösd Csaba* köszönetét fejezte ki a versenyt támogató Paksi Atomerőmű Zrt.-nek és a paksi Energetikai Szakközépiskolának a verseny megrendezésében nyújtott segítségükért. A versenyt 2009-ban is megrendezzük változatlan tematikával. Ismételten *bátorítjuk a határon túli magyar tannyelvű iskolák* tanulóit is arra, hogy nevezzenek be az Országos Szilárd Leó Tanulmányi Versenyre. A nevezéseket a verseny megújult honlapjáról kiindulva lehet megtenni: http://www.szilardverseny.hu

Abonyi Iván: KIEMELKEDŐ FEJEZETEK A XVII–XIX. SZÁZAD FIZIKÁJÁBÓL

Magyar Tudománytörténeti Intézet, Piliscsaba, 2008, 142 oldal

Milyen tudománytörténeti könyveket érdemes megvenni manapság, amikor egy kattintásra a kevésbé ismert kutatók adatai is százával jönnek elő az internetes keresőkön? Életrajzi tényekért és adatokért bizony csak az vásároljon könyvet, akit az orvos eltiltott a képernyőtől vagy térerőmentes környezetben akarja képezni magát.

Más a helyzet, ha nem lexikális ismeretekről, hanem egy tudós szerző élményeiről van szó. Ha könyv formájában adta közre, mint *Abonyi Iván* esszékötetét a Magyar Tudománytörténeti Intézet, akkor külön örülhetünk az olvasóbarát megvalósításnak, a kiváló tipográfiának és a gondosan kidolgozott ábráknak. Mindez a kiadó és a nyomda érdeme, az azonban már a szerzőt dicséri, hogy a terjedelmes és cseppet sem blikkfangos cím ellenére az egyes dolgozatok lendületesek, személyes élményekkel telítettek, igényes stílusúak.

Kiemelkedő fejezetek a XVII–XIX. század fizikájából az esszégyűjtemény címe, és az írások zömének előzménye egy-egy cikk a *Természet Világa* valamelyik régebbi számában. Érdemes volt egybegyűjteni ezeket az írásokat, mert mutatják, hogy mennyire a szerzőt jellemzi a témák megközelítése. Legyen a téma *Galilei, Newton, Maxwell* vagy *Segner, Kempelen,* a napfogyatkozás, netán a bolognai csepp, a szerzőnek minden esetben számtalan szempontja van, az előzmények és hatások megvitatása az ókortól napjainkig terjed. Nem véletlenül került a kötetbe *Arthur Koestler képe az újkori tudomány születéséről* – egy olyan gondolkodó írása, aki természettudós hőseit saját koruk szempontjai szerint vizsgálta, aki bebizonyította, hogy a nagy felfedezések nem közvetlenül a tervszerű kutatómunka eredményei, hanem inkább az alvajárók rácsodálkozása arra, ahová eljutottak. Galilei nem becsülte érdeme szerint *Kepler*t, ezért a Kepler rajongó Koestler kevés jóindulattal foglalkozott Galileivel. Abonyi *Vekerdi László* nyomán helyreállítja a Galilei-képet, megmutatva a tudós hihetetlen sokoldalúságát, könyvei évszázadokra szóló jelentőségét, miközben inkvizíciós kalandjairól azt írja: „Elgondolkodtató, vajon nem Koestlernek van-e igaza, hogy vigyázni kell, ha valaki egy egyébként talán türelmes és nem barátságtalan oroszlán bajuszát kivagyiságból tépázni akarja.”

Newton, gravitáció, napfogyatkozások – mi az a kevés, amit tudunk a newtoni dinamikáról, és mi az, ami ennél sokkal több, és ötszáz oldalas könyvvé duzzasztja a *Principiá*t. Szóba kerül a differenciálegyenletek bevezetése, a kauzalitás, az általános tömegvonzás mint elemi törvény. A gravitáció a bolygópályáktól az általános relativitáselméletig pásztázza a tudománytörténetet, akárcsak a napfogyatkozások, amelyektől hamarosan eljutunk a korallzátonyok időmérő szerepéig.

Nem kevésbé változatos a magyar kutatók szerepének bemutatása. Segner János András működése annyira összenőtt a köztudatban a Segner-kerékkel, hogy többen ismerik az eszközt, mint ahányan a névadót. Ebben a fejezetben nemcsak Segner pörgettyűmozgásról írt fontos munkájának ürügyén tudunk meg a halhatatlansághoz vezető út kacskaringóiról egyet-mást, hanem a pörgettyűmozgás fizikájának alapjaihoz is hozzájutunk.

Teleki Sámuel levelei, *Teleki József* naplóbejegyzései baráti közelségből tükrözik a *Bernoulli*ak korát és problémáit: „Reggel mentem Bernoulli Daniel uramhoz, híres mathematicushoz, aki egyéb részeiben is a Mathesisnek, de kivált az Analysisben nagy embernek esmertetik a tudós világtol. Három Bernoulli-ak vóltak ekkor Basiléában, egyik Bernoulli Miklós igen öreg, és amint mondották már tanítani alkalmatlan ember, de tsak ugyan Professor; a másik Bernoulli Dániel…” árad a szó Teleki József naplójában, és az olvasó úgy érzi, hogy egész otthonosan mozog ebben a 250 éve volt világban.

Kempelen Farkas is megkapja valódi jelentőségét mint univerzális tervező-megvalósító mérnök ember, akinek a sakkautomatára elsősorban mint figyelemkeltő eszközre volt szüksége. Abonyi *Az emberi beszéd mechanizmusa* című munkájára irányítja figyelmünket, amellyel Kempelen „…utat tört valami újnak, a hangkeltés és hangérzékelés műszaki megoldásainak”.

A matematikus *Makó Pál* nemcsak az átlagolvasó előtt ismeretlen, de a Magyar Nagylexikon is említetlenül hagyja. Pedig alapvető matematika- és logikatankönyvein kívül két kötetben jelentette meg a fizikai ismeretek kézikönyvét 1763-ban, benne helyet adva egyebek között a villámok, a hold légköre, a Föld alakja és az északi fény kérdéseinek. Az viszont már Abonyira jellemző, hogy Makótól elindulva *Zemplén Győző*ig jut, aki a megfelelő matematikai nyelv hiányában a differenciálás fogalmát elkerülve írta meg Maxwell szellemében *Az elektromosság és gyakorlati alkalmazásai* című könyvét majd 700 oldalon.

Ha már sikerült eljutni Maxwellig, akkor a könyv legfontosabb fejezetéhez érkeztünk. Abonyi büszke rá, hogy első mestere *Novobátzky Károly* volt, aki számára a klasszikus térelmélet a tudományos igazságot és az esztétikailag megragadható szépséget kovácsolta egybe. Az itt olvasható húsz oldalas tanulmánynál tömörebben, ám mégis sokatmondóan összefoglalni a Maxwell-elméletet aligha lehet. Maxwell a kötetben egyedül képviseli a XIX. század fizikáját, és erre a kizárólagos képviseletre valóban ő helyes választás.

A címben zárásként jelölt XIX. századdal nem ér véget a karcsú, 142 oldalas kötet – majd 30 oldal marad még a leleményes befejezésre; a pályafutását a 17. században kezdő bolognai csepp ürügyén a lökéshullámok jelenségének tárgyalására, és annak híres magyar teoretikusára, Zemplén Győzőre. Az atombomba hatásmechanizmusában szerepet játszó lökéshullámnak a csillagok magneto-hidrodinamikájában van kozmikus szerep, és ezt mind, Zemplén munkásságának jelentőségével együtt, egész jól meg lehet érteni ebből a könyvből.

Talán ezért lehet Abonyi írásait a leginkább szeretni, mert olyan jól el tudja magyarázni a fizikát meg a fizikusokat.

Füstöss László

HÍREK – ESEMÉNYEK

A TÁRSULATI ÉLET HÍREI

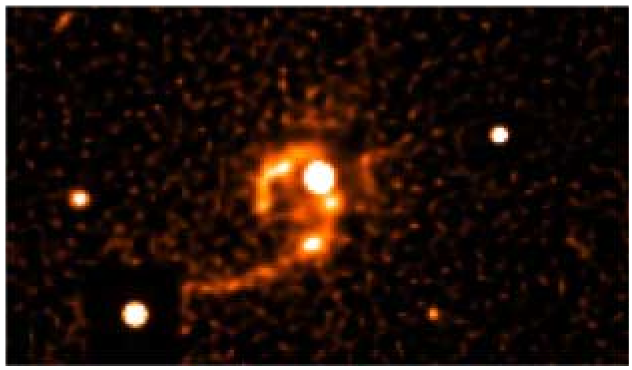
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2009. évi Küldöttközgyűlése

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2009. május 23-án, szombaton 10.00 órai kezdettel tartja Küldöttközgyűlését az Eötvös Egyetem Fizikai épületének (Budapest, XI. Pázmány Péter sétány 1/A) 083. előadótermében.

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

Amennyiben a küldöttközgyűlés a meghirdetett időpontban nem határozatképes, akkor munkáját 10.30-kor, vagy a napirend előtti előadás után kezdi meg. Az ily módon megismételt Küldöttközgyűlés a megjelent küldöttek számára való tekintet nélkül határozatképes, de a jelen értesítésben szereplő tárgysorozatot nem módosíthatja.

A 2008-as Közgyűlést megelőző előadás hallgatósága



A HE 1013-2136 jelű kvazár, az ESO felvétele

Napirend előtti előadást (kezdete 10 óra) tart *Frey Sándor* (FÖMI Kozmikus Geodéziai Obszervatórium): *Kvazárok a távoli világegyetemben* címmel.

Az Elnökség a Küldöttközgyűlésnek a következő tárgysorozatot javasolja:

1. Elnöki megnyitó – Megemlékezés a Magyar Fizikusok Egyesülete megalakulásának 60. évfordulójáról; 2. A Szavazatszámláló bizottság felkérése; 3. Főtitkári beszámoló, 3.1 A Társulat 2008. évi közhasznúsági jelentése, 3.2 A Társulat 2009. évi költségvetése, 3.3 Határozati javaslat; 4. A Felügyelő Bizottság jelentése; 5. Javaslat az Alapszabály módosítására, 6. Vita és szavazás a napirend 3.–4. pontjaival kapcsolatban; 7. A jelölőbizottság előterjesztése új tisztségviselők megválasztására; 8. Vita és választás; 9. A Társulat díjainak kiosztása; 10. Zárszó.

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT
megjelenését anyagilag támogatják:
Nemzeti Kulturális Alap
paksi atomerőmű
Nemzeti Civil Alapprogram
A FIZIKA BARÁTAI

ISSN 0015325-7
9 770015 325009 09002