

fizikai szemle

2022/7

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat havonta megjelenő folyóirata.

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

Főszerkesztő:
Lendvai János

Szerkesztőbizottság:

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

Műszaki szerkesztő:
Kármán Tamás

A folyóirat e-mailcíme:
szerkesztok@fizikaiszemle.hu

A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük.

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

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



A címlapon:

Az 1961-ben átadott Parkes-rádiótvésző – Ausztrália ikonikus tudományos nagyberendezése – a folyamatok fejlesztéseknél köszönhetően ma is a kutatás élvonalába tartozik, lásd Könyves-Tóth Réka és Krezinger Máté írását.

Jáger Gabriella, Tomán János, Jubász Laura, Vecsei Gergő, Erdélyi Zoltán, Cserháti Csaba: Két anyag aszimmetrikus házassága és egy új anyag születése 197

A cikk a heterogén szilárdtest-reakcióban képződő $ZnAl_2O_4$ spinell vegyületfázis kialakulásának és növekedésének vizsgálatát írja le.

Könyves-Tóth Réka, Krezinger Máté: Egyre többet tudunk a gyors rádiókitörésekről 201

Az egyre korszerűbb megfigyelő eszközök teszik lehetővé a rádiótartományban felbukkanó tranziens események megfigyelését, amelyek közé tartozik a jelen cikk tárgyát képező gyors rádiókitörés (fast radio burst, FRB) jelensége is.

Angeli István, Darai Judit: Az első magmodellek születése kvantumos asszisztenciával 210

Hogyan befolyásolta a kvantummechanika a magmodellek fejlődését.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Bartos-Elekes István: Stroboszkópos fényképekkel támogatott fizikatanítás az Ady Endre Líceum Fizikumában 217

Mai napig kiválóan használható mérésösszeállítás azokból az időkből, amikor a kísérletező tanár még minden eszközt maga építette.

HÍREK – ESEMÉNYEK

Koltay Ede, 1930–2022 232

G. Jáger, J. Tomán, L. Jubász, G. Vecsei, Z. Erdélyi, Cs. Cserháti: The asymmetric marriage of two substances and the birth of a new material

R. Könyves-Tóth, M. Krezinger: We know more and more about fast radio bursts

I. Angeli, J. Darai: Birth of the first nuclear models with the assistance of quantum mechanics

TEACHING PHYSICS

I. Bartos-Elekes: Physics teaching supported by stroboscopic photographs in the physics classroom of the Ady Endre Lyceum, Oradea

EVENTS

Ede Koltay, 1930–2022

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

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

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtítkárral, felelős szerkesztő Lendvai János főszerkesztő.

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

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

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

Megjelenik havonta (évente egyszer duplaszámmal), egyes szám ára: 1100.- Ft (duplaszámé 2200.- Ft) + postaköltség.

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



KÉT ANYAG ASZIMMETRIKUS HÁZASSÁGA ÉS EGY ÚJ ANYAG SZÜLETÉSE

Jáger Gabriella, Tomán János, Juhász Laura,
Vecsei Gergő, Erdélyi Zoltán, Cserhāti Csaba
Debreceni Egyetem

A szilárd anyagokban lejátszódó kémiai reakciók némileg idegennek tűnhetnek a legtöbb ember számára. Hogyan is tudna két szilárd anyag reakcióba lépni és egy új anyagot létrehozni? Ehhez először is tudnunk kell, hogy a szilárd halmazállapotú anyagokban is lejátszódik a diffúzió jelensége. Tehát kellően magas hőmérsékleten az atomok elég energiára tesznek szert ahhoz, hogy elszakadjanak szomszédjaiktól és arrébb ugorjanak. Ezt leggyakrabban úgy tudják megtenni, ha a szomszédos rácshelyről hiányzik egy atom, azaz ott egy „lyuk”, szakított néven egy vakancia található. Ebből az is következik, hogy az atomok mozgásával ellentétesen kialakul a vakanciák áramlása is. Mi-

vel az atomnak az ugráshoz ideiglenesen el kell szakítania a szomszédjaival kialakított kötéseit, annál nehezebben tud ugrani, minél erősebbek ezek a kötések és minél több ilyen kötése van.

Ebből könnyen belátható, hogy általában az olyan esetekben, amikor az anyag nem alkot tökéletes kristályt, az atomok könnyebben tudnak arrébb ugrani. Erre példa a szemcsehatár-diffúzió. Amikor különböző irányokba álló kristályok (szemcsék) találkoznak, határukon az atomok kénytelenek megbontani a tökéletes rendet. Ennek az a következménye, hogy a szemcsehatáron lévő atomoknak jellemzően kevesebb szomszédjuk van, és még az azokkal kialakított kötések sem ideálisak. Ennek következtében az atomok diffúziója a szemcsehatárokon alacsonyabb hőmérsékleten is le tud játszódni, mint a tökéletes kristály belsejében, hiszen kisebb energia is elég a kötések ideiglenes elszakításához. Hasonló gondolkodás érvényes két különböző anyag határfe-

A munka az Innovációs és Technológiai Minisztérium által meghirdetett Tématerületi Kiválósági Program (TKP2021-NKTA-34), valamint az Innovációs és Technológiai Minisztérium ÚNKP-21-3-II-DE-297 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával valósult meg (ösztöndíjas: J. G.).



Jáger Gabriella jelenleg PhD hallgató a Debreceni Egyetem Szilárdtest Fizikai Tanszékén. 2016 óta végez kutatómunkát Erdélyi Zoltán és Tomán János vezetése mellett. A szilárdtestekben zajló diffúziós folyamatok tanulmányozása céljából szimulációs (SKMF) és kísérleti munkában is részt vesz.



Vecsei Gergő, a Debreceni Egyetem Szilárdtest Fizikai Tanszék PhD hallgatója. PhD munkája során atommozgási folyamatokat vizsgál 2 és 3 dimenziós nanoszerkezetekben.



Tomán János egyetemi adjunktus, okleveles anyagkutató. 2016 óta a Debreceni Egyetem Szilárdtest Fizikai Tanszékének munkatársa. Kutatásának gerincét a szilárd testekben lejátszó atommozgási folyamatok elméleti leírása, valamint különböző módszerekkel történő számítógépes szimulációja képezi. Tagja a háromdimenziós sztochasztikus kinetikus átlagtérmodell (SKMF) fejlesztőcsapatának.



Erdélyi Zoltán az MTA doktora, a Debreceni Egyetem Szilárdtest Fizikai Tanszékének tanszékvezető egyetemi tanára. PhD fokozatot anyagtudományból Franciaországból, fizikából a Debreceni Egyetemen szerzett. Több európai és egy japán egyetemen volt vendégprofesszor, vendégkutató. Főbb kutatási területe az atommozgási folyamatokkal összefüggő jelenségek kísérleti és elméleti vizsgálata. Munkásságát Selényi Pál-díjjal ismerték el.



Juhász Laura PhD, 2022-től a Debreceni Egyetem Szilárdtest Fizikai Tanszékének adjunktusa. PhD munkája során porózus arany nanorészecskék termikus stabilitását és optikai tulajdonságait vizsgálta. Jelenleg atommozgási folyamatokat kutat 2D és 3D fém-oxid rendszerekben.



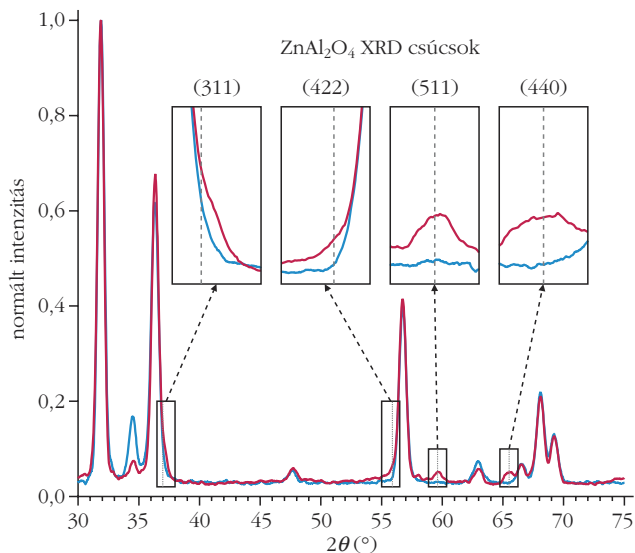
Cserhāti Csaba az MTA doktora, egyetemi tanár, okleveles fizikus, 1989-től a Debreceni Egyetem Szilárdtest Fizikai Tanszékének munkatársa. Több külföldi egyetemen volt vendégkutató. Kutatási tevékenysége a szilárd testekben különböző méretskálán lejátszódó diffúziós, valamint szilárdtestreakciós jelenségek vizsgálata.

lületére is. (E jelenség véglete a felületen lévő atomok diffúziója, amely esetben az atom szomszédainak akár több mint a fele is hiányozhat, így ezek az atomi ugrások még alacsonyabb hőmérsékleten megtörténhetnek.) Jelen cikkünkben tárgyalt esetben azonban az atomok mozgásán túl egy másik folyamat is lezajlik. Nevezetesen, energetikailag kedvezőbb lesz egy új, speciális kristályszerkezet kialakítása, ami az atomok szabályos elrendeződése miatt specifikus összetételt is jelent. Ezt nevezzük szilárdtestreakciónak.

A hasonló folyamatok ismerete és szabályozott használata a modern technológiai fejlődés egyik alapköve. Legyen szó a nanométeres vezetékek csatlakozási pontjairól a mikroprocesszorokban, vagy épp a napelemek számtalan rétegének ideális kialakításáról, a szilárdtestreakciók mindenhol jelen vannak. Ezen folyamatok speciális csoportját alkotják a különböző oxidok között lejátszódó reakciók. És ezeken belül is különleges helyet foglalnak el az olyan reakciók, amelyekben egy úgynevezett spinellszerkezetű anyag keletkezik.

A spinellcsoport tagjai olyan AB_2O_4 általános képlettel jelölt kristályok, ahol az A alkotó két-, a B alkotó pedig háromvegyértékű fém. Mivel ez igen sok lehetséges kristályt jelent, a spinelltípusú anyagok igen változatos mágneses, optikai, elektronikai, katalitikus tulajdonságokkal fordulnak elő, emiatt számos alkalmazási területük van, például adattárolás, biotechnológia, elektronika, lézer- vagy szenzorgyártás, konverziós reakciók, energiatárolás/átalakítás [1]. A spinellek témakörét napjainkban is élénk érdeklődés övezi, amelyet számos, újonnan megjelenő publikáció bizonyít; ezekben – többek között – olvashatunk újabb kiemelkedő optikai, mechanikai és elektromos tulajdonságokkal [2], különleges mágneses tulajdonságokkal [3], vagy egyszerre katalitikus és mágneses tulajdonságokkal rendelkező (ezáltal újrahasznosítható) [4] stb. spinellekről. Magas kémiai és hőstabilitása, nagy mechanikai ellenállóképessége miatt kedvelt spinelltípusú oxid a cink-alumínát ($ZnAl_2O_4$), amely optikai réteggént, mátrixanyagként, magas hőmérsékletű kerámiaként, katalizátorként és katalizátorhordozóként stb. alkalmazható. Mivel a $ZnAl_2O_4$ széles tiltott sávval (3,8 eV) rendelkező félvezető anyag, így UV fotoelektronikai alkalmazásai is vannak [5].

Kedvező tulajdonságai mellett ipari szempontból is előnyös anyag, ugyanis sokféle előállítási módja lehetővé teszi a gyártási költségek optimalizálását. A lehetséges előállítási módszerek között említhetjük például a szol-gél módszert, a hidrotermális szintézist, szilárd-gáz reakciókat, sóoldékban lejátszódó reakciót, valamint két szilárd fázis között lejátszódó reakciót. Utóbbi, amikor a $ZnAl_2O_4$ cink-oxid (ZnO) és alumínium-oxid (Al_2O_3) heterogén szilárdtestreakciójában képződik, elektronika, optoelektronika, katalízis és kontrollált gyógyszerhatóanyag-kibocsátás szempontjából is ígéretes üregek $ZnAl_2O_4$ nanocsövek [6], vagy hengeres $Al_2O_3/ZnAl_2O_4$ kompozit nanolaminátok [7] kialakítását teszi lehetővé.



1. ábra. Az előhőkezelt (kék vonal) és az előhőkezelt, majd hőkezelt (piros vonal) minták röntgendiffraktogramjai, a hőkezelés után megjelent $ZnAl_2O_4$ fázishoz tartozó néhány csúcs kinagyított képével.

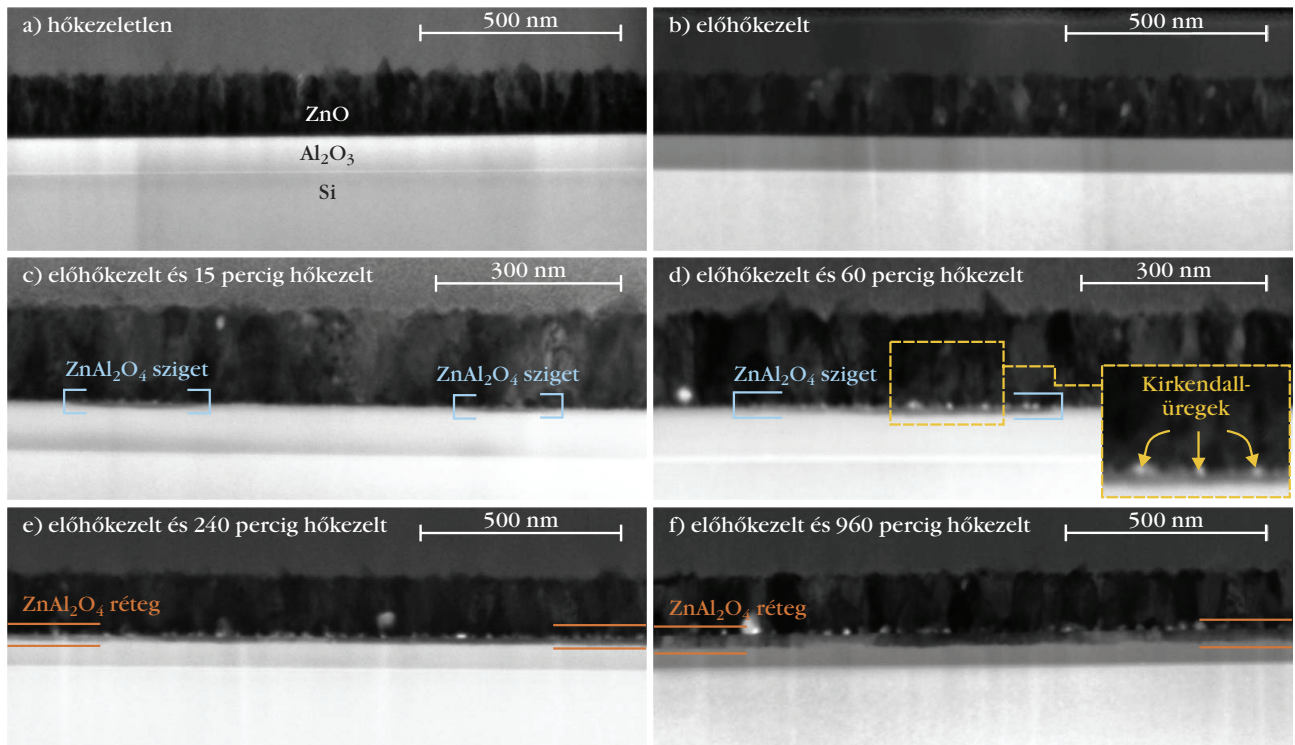
A spinellképződési folyamat feltárása céljából munkánk során a



heterogén szilárdtestreakcióban képződő $ZnAl_2O_4$ spinellszerkezetű vegyületfázis kialakulását és növekedését vizsgáltuk alacsony hőmérsékletű atomi rétegválasztás (ALD) útján előállított $ZnO-Al_2O_3$ kettősrétegben. Bár a szilárd fázisok reakciójában kialakuló termékfázisok nukleációjára és növekedési kinetikájára léteznek elméleti leírások (például [8]), kísérleti megfigyeléseknek híján vagyunk az ehhez hasonló oxid-oxid, spinellképző rendszerekben. Vizsgálataink során fókuszált ionnyalábbal (FIB) és pásztázó transzmissziós detektorral (TSEM) egybeépített pásztázó elektronmikroszkópot (SEM), valamint sűrűlódó beesésű röntgendiffrakciós (GIXRD) berendezéseket használtunk.

A kísérletsorozat leírása

A kísérletsorozat első lépéseként Beneq TFS-200-186 reaktorban, alacsony hőmérsékletű (100 °C) atomi rétegválasztás útján Al_2O_3/ZnO kettősréteget állítottunk elő felületi natív SiO_2 réteggel rendelkező, (111) orientációjú szilícium egykristályhordozón, dietil-cink (DEZ), trimetil-alumínium (TMA) és desztillált víz (H_2O) prekursorokkal. Ezt követően a mintát csökkenőben kétlépéses előhőkezelésnek vetettük alá levegőatmoszférán. Erre azért volt szükség, hogy eredményeink összehasonlíthatók legyenek a jövőben tervezett Al_2O_3/ZnO duplafalú nanocsövmintákon végzett mérésekkel, amelyekben a sablonként használt polimerszál eltávolításához szükséges ez a hőkezelési lépés. Az előhőkezelés két szakaszból áll: a gyors felfűt-



2. ábra A kísérlet egyes állomásaiban, világos látóterű leképezési módban készült TSEM felvételek. A ZnAl_2O_4 -ZnO határfelület kinagyított részletén a kialakult Kirkendall-üregek figyelhetők meg.

si szakaszban a mintát szobahőmérsékletéről $230\text{ }^\circ\text{C}$ -ra fűtjük $10\text{ }^\circ\text{C}/\text{perc}$ sebességgel, majd a lassú felfűtési szakaszban $230\text{ }^\circ\text{C}$ -ról $550\text{ }^\circ\text{C}$ -ra $2\text{ }^\circ\text{C}/\text{perc}$ sebességgel. Az $550\text{ }^\circ\text{C}$ elérésekor a mintát kivesszük, és szobahőmérsékleten hagyjuk kihűlni [9].

Előhőkezelés után a kettősréteget szintén levegőatmoszférán, előfűtött csökemencében, $700\text{ }^\circ\text{C}$ -os izoterm hőkezelésnek vetettük alá különböző időtartamokig. A korábban publikált kísérleti eredmények alapján ezen a hőmérsékleten jól vizsgálható a folyamat (például [6, 7, 10]). Minden hőkezelési lépés után röntgendiffraktogramokat készítettünk a rendelkezésünkre álló Rigaku Smartlab röntgendiffrakciós berendezésben, valamint világos látóterű TSEM felvételeket a Thermo Fisher Scientific Scios 2 DualBeam fókuszált ionnyalábbal és transzmissziós (TSEM) detektorral felszerelt pásztázó elektronmikroszkópban (FIB-SEM). Utóbbihoz természetesen az elektronnyalábbal átvilágítható TEM lamellákat készítettünk.

Megfigyelések, következtetések

A $\text{Si}(111)|\text{Al}_2\text{O}_3|\text{ZnO}$ kettősréteg előállítás után a fent említett vizsgálati módszerek segítségével megállapítottuk, hogy a leválasztott Al_2O_3 réteg amorf, míg a ZnO réteg kristályos. Az amorf Al_2O_3 tette lehetővé, hogy a hőkezeletlen minta TSEM felvételén (2.a ábra) is látható igen éles, sima határfelület jöjjön létre a két réteg között. Az előhőkezelés mintá röntgendiffraktogramjából az is kiderült, hogy az előhőkezelési lépés során nem játszódott le reakció az anyafázisok között,

miel még mindig csak az eredeti ZnO csúcsok vannak jelen (1. ábra). A mintáról készült TSEM felvétel (2.b ábra) is ezt a megállapítást erősíti, amelyen semmilyen változás nem észlelhető a hőkezeletlen minta képéhez képest. Az előhőkezelés, majd $700\text{ }^\circ\text{C}$ -os izoterm hőkezelés hatását vizsgálva azt tapasztaltuk, hogy mindössze 15 perc izoterm hőkezelés elegendő volt a kristályos ZnAl_2O_4 vegyületfázis megjelenéséhez (2.c ábra).

Az 1. ábrán egy előhőkezelés és egy másik, 32 órán át $700\text{ }^\circ\text{C}$ -on hőkezelés mintá röntgendiffraktogramja látható. A fentiek értelmében az előhőkezelés mintá röntgendiffraktogramján megjelenő csúcsok csak a kristályos ZnO-hoz tartoznak. Ugyanakkor az előhőkezelés, majd $700\text{ }^\circ\text{C}$ -on hőkezelés mintá röntgendiffraktogramján megjelennek a ZnAl_2O_4 kristályos fázishoz tartozó csúcsok. Érdeemes megjegyezni, hogy kristályos Al_2O_3 fázishoz tartozó csúcsok megjelenésére még hosszú hőkezelés után sem számíthatunk, mivel az ALD útján gyártott amorf Al_2O_3 kristályosodása nem indul be $800\text{ }^\circ\text{C}$ alatt [11].

A kísérlet különböző állomásait bemutató TSEM képsorozatból (2. ábra) megállapítható, hogy egy epitaxiális ZnO- Al_2O_3 rétegeket tartalmazó rendszerrel [12] ellentétben az amorf Al_2O_3 és kristályos ZnO réteg közötti kölcsönös diffúzió nem szimmetrikus, ugyanis az új fázis az Al_2O_3 rétegben képződik és növekszik; ellenkező esetben a határfelület mindkét oldalára szimmetrikusan alakulna ki és növekedne az új fázis. Az aszimmetria további vonzata a Kirkendall-effektus fellépése: a ZnO-dal ellentétesen áramló vakanciák úgynevezett Kirkendall-ürekké kondenzá-

lódnak az új fázis és a ZnO határfelületén. Ez a jelenség hasznosítható például a bevezetőben is említett üreges ZnAl₂O₄ nanocsövek, vagy Al₂O₃/ZnAl₂O₄ hengeres nanolaminátok előállításában.

A TSEM képsorozaton (2. ábra), illetve a növekedési folyamatot összefoglaló, méretarányhű, sematikus 3. ábrán keresztül megfigyelhető a vegyületfázis evolúciója a hőkezelés során. Először a határfelület mentén, több helyen, kis szigetekben nukleálódik a spinellfázis. Ezt követően a szigetek főleg oldalirányban terjeszkednek: képanalízis alapján a növekedési kinetikát leíró függvény hatványkitevője 0,8. Végül az összenőtt szigeteket egybefüggő réteggé vastagodnak. A szakirodalomban olvashatunk olyan lehetőségről, amikor a szilárdtest-reakcióban képződő fázis növekedése is két lépésben valósul meg, azaz:

1. szigeteket nukleálódhatnak és oldalirányban növekednek (összenövésig): a szakirodalom alapján a laterális méret az idővel lineárisan változik;
2. a már egybefüggő réteg klasszikus diffúziókontrollált módon, az idő négyzetgyökével arányosan növekszik.

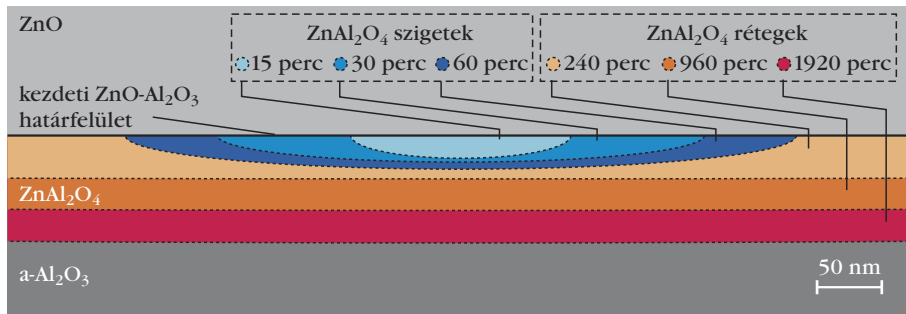
Ez a szigetes növekedés csak úgy valósulhat meg, ha a reakció szempontjából kellően alacsony a hőmérséklet, így nincs térfogati diffúzió, ezért a diffúzió és szilárdtest-reakció csak a fázishatáron zajlik. A szigetek oldalirányú növekedési kinetikájában tapasztalt, az elméletileg jóslott lineáristól való eltérést véleményünk szerint a kristályos fázisokon keresztül zajló szemcsehatár-diffúzió járuléka okozhatja.

Az új fázis átlagos vastagságát a hőkezelési idő függvényében log-log skálán szemlélteti a 4. ábra.¹ A pontokra illeszthető egyenes alapján az átlagos vastagság a hőkezelési idő 0,37-ik hatványával arányosan változik. A szakirodalom alapján a hatványkitevőt, azaz a keletkező fázis vastagságnövekedési kinetikáját a növekedést kontrolláló folyamatok határozzák meg [13]:

- térfogati diffúzió vagy szemcsenövekedés nélküli szemcsehatár-diffúzió esetén 0,5;
- szemcsedurvulással kísért szemcsehatár-diffúzió esetén 0,5 alatti érték (mert a szemcsék összterületének növekedésével a szemcsehatárok összterülete csökken);
- határfelületi reakció esetén 1,0.

Ez alapján megállapítható, hogy az amorf Al₂O₃ – kristályos ZnO vékonyrétegek szilárdtest-reakciójában képződő kristályos ZnAl₂O₄ növekedését a szemcsedurvulással kísért szemcsehatár-diffúzió kontrollálja.

¹Az ábrázolt vastagságok a TSEM képeken látható fázis teljes szélességében, egyenletes közzel vett pontok átlagolásából születtek.



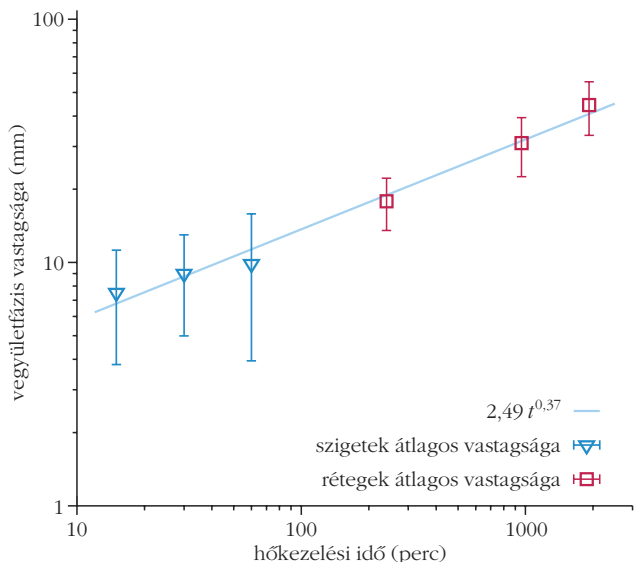
3. ábra. A cink-alumínát spinellszerkezetű vegyületfázis növekedését összefoglaló, méretarányokat megőrző sematikus ábra.

Összefoglalás

Az itt bemutatott kísérletsorozat GIXRD és TSEM felvételeken keresztül végigkövette a ZnAl₂O₄ spinellfázis fejlődését egy alacsony hőmérsékletű ALD módszerrel előállított Si(111)|a-Al₂O₃|ZnO kettősréteg izoterm hőkezelése során. Méréseink megerősítették, hogy az epitaxiális sík rétegekkel ellentétben, az ilyen módon gyártott ALD vékonyrétegekben a kölcsönös diffúzió nem szimmetrikus, és az új fázis az amorf Al₂O₃-ban nukleálódik. Az aszimmetria további vonzata a Kirkendall-üregek megjelenése az új fázis és a ZnO között, ami a ZnO áramával szemben áramló vakanciák üregekké való kikondenzálódása a határfelületen.

A szilárdtest-reakciókban képződő termékfázis egyik növekedési elméletéhez hasonlóan, ebben az oxid-oxid rendszerben is az új fázis első lépésben lapos szigetekben nukleálódott a határfelületen, majd mérete a határfelülettel párhuzamosan növekedett a többi szigetrel való összenövésig; második lépésben az összenőtt réteg vastagodása valósult meg. A szakirodalom alapján megállapítottuk, hogy az ilyen módon történő szigetes növekedés csak a szilárdtest-reakció szempontjából alacsony hőmérsékleten, a határfelületeken zajló diffúzió

4. ábra. A ZnAl₂O₄ fázis átlagos vastagsága a hőkezelési idő függvényében, logaritmus tengelyeken ábrázolva.



ziónal és szilárdtest-reakcióval tud megvalósulni, amikor nincs térfogati diffúzió. A lapos szigetecskék oldalirányú növekedését vizsgálva megállapítottuk, hogy a szigetecskék átmérője a hőkezelési idő 0,8-ik hatványával arányosan változik, míg a szakirodalom alapján a laterális méret az idővel lineárisan kellene változzon. A tapasztalt eltérést véleményünk szerint a kristályos fázisokon keresztül zajló szemcsehatár-diffúzió járuléka okozhatja. Végül az új fázis átlagos vastagságát tekintve, legyen szó szigetecskéről vagy rétegről, azt kaptuk, hogy a növekedést leíró függvény hatványkitevője 0,37. A szakirodalom alapján ebből arra következtethetünk, hogy a növekedést kontrolláló fő folyamat a szemcsedurvulással kísért szemcsehatár-diffúzió, ami megerősíti a szigetecskék növekedésénél tett megállapításainkat.

Irodalom

1. Q. Zhao, Z. Yan, C. Chen, J. Chen: Spinel: Controlled Preparation, Oxygen Reduction/Evolution Reaction Application, and Beyond. *Chemical Reviews* 117(2017) 10121–10211.
2. B. Wang, H. Wang, B. Chen, P. Xu, Q. Chen, B. Tu, W. Wang, Z. Fu: A novel durable spinel-type $ZnGa_2O_4$ transparent ceramic with wide transmission range. *Scripta Materialia* 205(2021) 114186.
3. L. Xie, H. L. Huang, H. G. Zhang, J. Q. Yu, J. Z. Zhang, Y. L. Lu: Tunable magnetization reversal and exchange bias in $NiCr_2O_4$ ceramics doped with non-magnetic ions. *Scripta Materialia* 205(2021) 114210.
4. S. Gul, M. A. Yousuf, A. Anwar, M. F. Warsi, P. O. Agboola, I. Shakir, M. Shahid: Al-substituted zinc spinel ferrite nanoparticles: Preparation and evaluation of structural, electrical, magnetic and photocatalytic properties. *Ceramics International* 46(2020) 14195–14205.
5. S. Battiston, C. Rigo, E. Da Cruz Severo, M. A. Mazutti, R. C. Kuhn, A. Gündel, E. L. Foletto: Synthesis of zinc aluminate ($ZnAl_2O_4$) Spinel and its application as photocatalyst. *Materials Research* 17(2014) 734–738.
6. H. J. Fan, M. Knez, R. Scholz, K. Nielsch, E. Pippel, D. Hesse, M. Zacharias, U. Gösele: Monocrystalline spinel nanotube fabrication based on the Kirkendall effect. *Nature Materials* 5(2006) 627–631.
7. Q. Peng, X. Y. Sun, J. C. Spagnola, C. Saquing, S. A. Khan, R. J. Spontak, G. N. Parsons: Bi-directional Kirkendall effect in coaxial microtube nanolaminated assemblies fabricated by atomic layer deposition. *ACS nano* 3(2009) 546–554.
8. A. M. Gusak, Yu. A. Lyashenko, S. V. Kornienko, M. O. Pasichnyy, A. S. Shirinyan, T. V. Zaporozhets (szerk.): *Diffusion-Controlled Solid State Reactions*. Wiley–VCH Verlag GmbH Co. KGaA (2010).
9. O. Kéri, E. Kocsis, Zs. K. Nagy, B. Pardiitka, Z. Erdélyi: *Preparation of Al_2O_3 coated PVA and PVP nanofibers and Al_2O_3 nanotubes by electrospinning and atomic layer deposition*. Cartimex (2018).
10. Y. Yang, D. S. Kim, M. Knez, R. Scholz, A. Berger, E. Pippel, D. Hesse, U. Go, M. Zacharias: Influence of Temperature on Evolution of Coaxial ZnO/Al_2O_3 One-Dimensional Heterostructures: From Core-Shell Nanowires to Spinel Nanotubes and Porous Nanowires. *J. Phys. Chem. C* 112(2008) 4068–4074.
11. V. V. Afanas'ev, A. Stesmans, B. J. Mrstik, C. Zhao: Impact of annealing-induced compaction on electronic properties of atomic-layer-deposited Al_2O_3 . *Applied Physics Letters* 81(2002) 1678–1680.
12. S. Pin, M. A. Newton, F. D'Acapito, M. Zema, S. C. Tarantino, G. Spinolo, R. A. De Souza, M. Martin, P. Ghigna: Mechanisms of Reactions in the Solid State: (110) Al_2O_3 + (001) ZnO Interfacial Reaction. *The Journal of Physical Chemistry C* (2012) 980–986.
13. K. Meguro, M. Kajihara: Growth behavior of compounds due to solid-state reactive diffusion between Cu and Al. *Journal of Materials Science* 47(2012) 4955–4964.

EGYRE TÖBBET TUDUNK A GYORS RÁDIÓKITÖRÉSEKRŐL

Könyves-Tóth Réka, Krezinger Máté
CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Tranziensek a rádióégbolton

Elődeink már évezredekkel ezelőtt felfigyeltek arra, hogy a csillagos égbolt folyamatosan változik: a letűnt korok csillagászai hirtelen felfényesedő, majd az örök sötétség honába halványuló új égi objektumokat fedeztek fel, amelyek közül sok esemény egyszeri és

A szerzők köszönetüket fejezik ki a cikkírás lehetőségéért és a szöveg szakmai, illetve nyelvhelyességi lektorálásáért Frey Sándornak és Szabados Lászlónak.

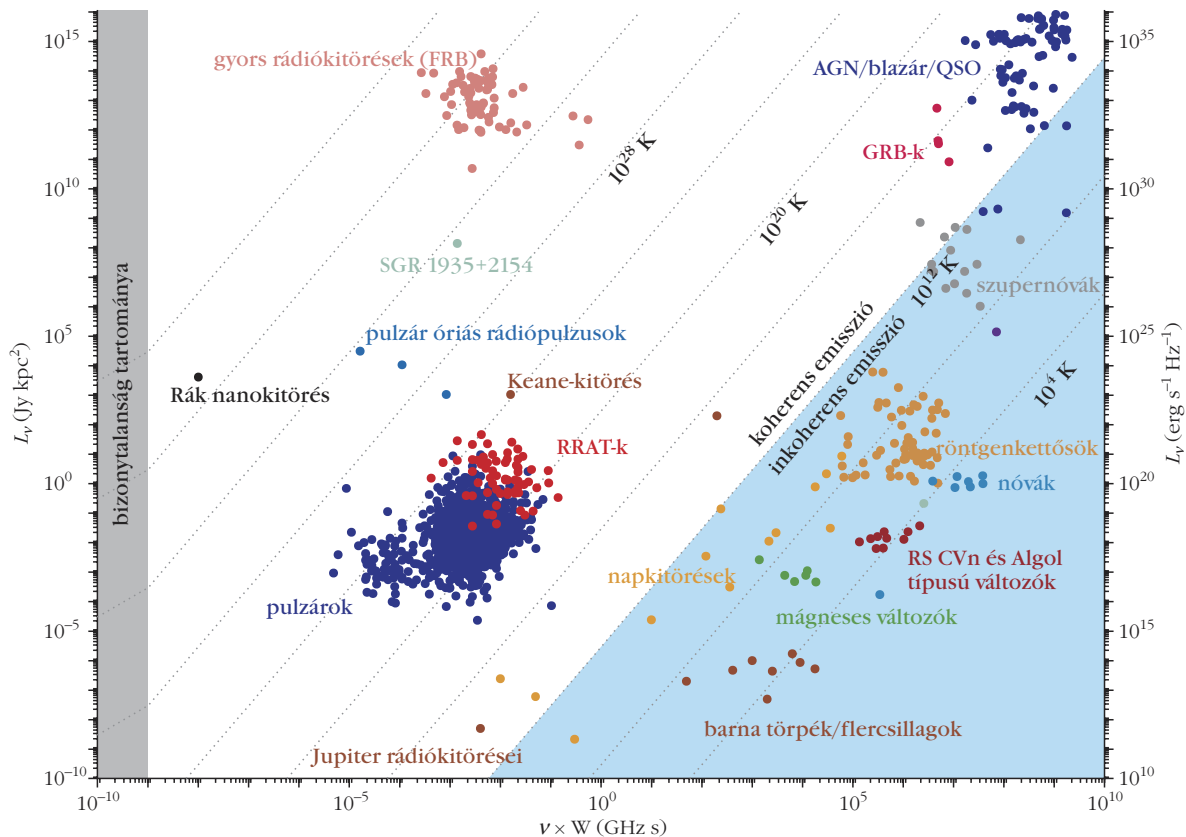


Könyves-Tóth Réka 2020-ban végezte el a csillagász mesterszakot az ELTE TTK-n, majd az SZTE TTIK Fizika Doktori Iskolájának asztrofizika szakirányán 2022-ben megszerezte a doktori fokozatot Vinkó József témavezetésével. Jelenleg a Konkoly-Thege Miklós Csillagászati Intézet fiatal kutatója, kutatási témája a szupernóva-robbanások asztrofizikája.

megismételhetetlen volt, míg mások szabályos vagy éppen szabálytalan időközönként ismétlődni látszóttak. A napjainkig tartó technológiai fejlődésnek köszönhetően az ember immár nemcsak szabad szemmel, hanem távcsövek segítségével is megfigyelheti az égbolton. Emellett földfelszíni és űrteleszkópok, távcsőhálózatok és interferométerek segítik a szabad szemmel láthatatlan (gamma-, röntgen-, ultraibolya-, infravörös és rádió-) tartományokban sugárzó objektumok, jelenségek megfigyelését. Ezek közül is kü-



Krezinger Máté 2020-ban végezte el a csillagász MSc-t az ELTE TTK-n, majd 2020-tól az ELTE Fizika Doktori Iskolájának doktorandusz hallgatója Frey Sándor témavezetésével. Doktori témája a nagy vörösel-tolódású rádiókvazárok vizsgálata.



1. ábra. Tranziens objektumok fázistere (www.nature.com).

lönlegesen érdekesek a rádiótartományban felbukkanó tranziens események, amelyek közé tartozik a jelen cikk tárgyát képező gyors rádiókitörés (fast radio burst, FRB) jelensége is.

Mit is jelent a „tranziens” kifejezés? Bár e fogalomnak napjainkig nincs pontos definíciója, a közmegegyezés szerint ide tartoznak azok az események, amelyek során egy eddig ismeretlen objektum hirtelen feltűnik az égbolton, felfényesedik, egy adott időszakon át láthatóvá válik, végül pedig elhalványul. Tranziensnek számítanak például a másodperc törtrésze alatt lezajló gamma-kitörések (gamma-ray burst, GRB), továbbá a hónapokig vagy akár évekig látható nóvakitörések és a bizonyos csillagok halálakor bekövetkező monumentális robbanások, a szupernóvák, illetve az aktív galaxismagok (active galactic nuclei, AGN) rádiótartományban megfigyelhető kitörései is. Az 1. ábrán az optikai és más hullámhosszbeli tranziensek között megjelennek a rádiótranziensek is. Az ábra vízszintes tengelye a frekvencia és a tranziens időtartamának szorzatát jeleníti meg, míg a függőleges tengelyen a frekvenciaegységre jutó sugárzási teljesítmény (luminozitás) látszik.

A feltüntetett rádiótranziensek közül kiemelendők az ábra bal alsó sarkában látható pulzárók. Ezek olyan erősen mágnesezett, gyorsan forgó neutroncsillagok, amelyek forgástengelye és mágneses tengelye különböző irányú. A mágneses tengely mentén kis térszögben megfigyelhető egy kifelé terjedő relativisztikus nyaláb (jet), amelyet a fénysebességhez közeli sebességgel mozgó elektromos töltések hoznak létre. Emiatt a pulzárók erős rádió-, gamma-, illetve röntgensugárzást bocsátanak ki, amely akkor észlelhető, amikor a jet a látóirányba esik: ekkor a pulzárt felvillanni látjuk. Ez időben ismétlődő jelenség, amelynek periódusa a milliszekundumostól egészen a néhány másodperces időskáláig terjed. A pulzárók éppen ezért alkalmasak az atomórákhoz hasonlóan pontos időmérésre is. A pulzárók rádiótartományban történő vizsgálatakor azonban 2006-ban felfedeztek egy olyan „különleges” neutroncsillagot is, amely nem minden periódusban bocsát ki pulzusokat. Később az ehhez hasonló objektumokat forgó rádiótranziensnek (Rotating Radio Transient RRAT) [1] nevezték el, amelyek külön tranziensosztályként jelennek meg az 1. ábrán a pulzárók fölött. A forgó rádiótranziensek vizsgálata önmagában is számos érdekes eredményhez vezetett, sőt mintegy melléktermékeként magával hozta egy mindmáig rejtélyes objektumtípus felfedezését, amely a gyors rádiókitörés nevet viseli, és az 1. ábra bal oldala tetején jelenik meg, ezzel szemléltetve, hogy luminozitása meghaladja a legtöbb ismert rádiótranziensét.

De vajon mik is azok az FRB-k, és hogyan fedezték fel őket? Milyen szülőobjektumtól származhatnak? Vannak-e különböző csoportjaik? A galaxisunkból vagy távolabbi galaxisokból eredeztethetők? Azokon belül hol fordulnak elő? Milyen fizikai folyamatok okozzák? Hogyan tudunk segítségükkel hozzájárulni az Univerzum fizikájának mélyebb megértéséhez? Ezen kérdések közül még nem mindre tudunk egyér-

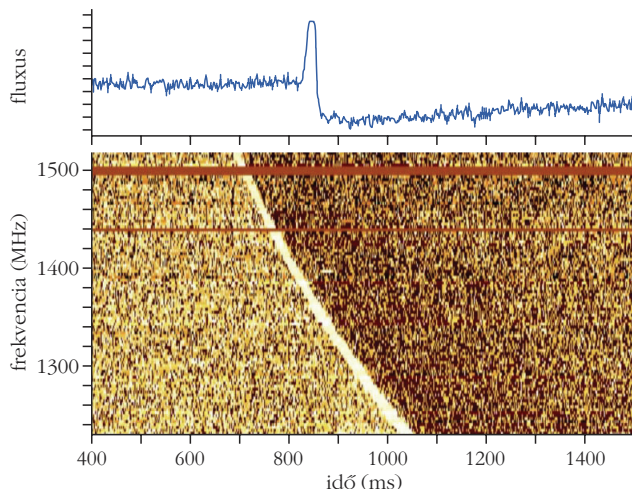
telmű választ adni a birtokunkban lévő adatok és információk alapján: az FRB-k számos tulajdonságát napjainkig homály fedi. Éppen ezért kutatásuk a 21. századi csillagászat egyik legdinamikusabban fejlődő területe, és szinte hetente jelennek meg új, jelentős eredményekről beszámoló szakcikkek a témában. Az alábbiakban *Petroff* és munkatársai (2019, 2022) [2, 3] összefoglaló cikkei alapján igyekszünk bemutatni a tudomány FRB-kkel kapcsolatos jelenlegi álláspontját.

Az FRB-k felfedezésének története

Az első gyors rádiótranszienszt csaknem két évtizeddel ezelőtt detektálták. Ekkor az a globális probléma jellemezte a rádiócsillagások mindennapi életét, hogy egyre nehezebbé vált megszerezni az anyagi forrásokat a nagy rádiótávcsövek működtetésére: még a legnagyobb gyűjtőfelületű teleszkópnak számító, ám mára meghibásodása miatt a használatból kivont, 305 méteres átmérőjű Arecibo-távcső (Puerto Rico) is pénzügyi gondokkal küszködött. A később az FRB-k felfedezőjeként is ismert, 64 méteres átmérőjű ausztráliai Parkes-teleszkóp (lásd a címlapot) számára egy új észlelési technika kifejlesztése és alkalmazása jelentette a csőd elől való menekülést. Ezen új technika megvalósítása egy több vevőből álló rendszer kiépítésével kezdődött, amelynek köszönhetően a távcső látómezeje sokszorosára növekedett, ilyen módon lehetőséget biztosítva arra, hogy újabb pulzárokat fedezzenek fel vele. Ez a projekt lendítette vissza a Parkes-rádiótávcsövet a tudomány élvonalába: új algoritmusokkal és észlelési technikákkal egyre több és egyre halványabb pulzárokat sikerült azonosítani.

Emellett nemcsak periodikus, hanem egyedi jelek érzékelésére is alkalmassá vált a műszer, ami 2006-ban a gyorsan forgó rádiótransziensek felfedezéséhez vezetett. A jelenleg elfogadott álláspontok szerint az RRAT-k által kibocsátott, rövid ideig tartó felfényesedés forrása egy neutroncsillag mágneses terének sugárzása. Az onnan kiinduló jel később áthalad a galaxisok között található ritka, ionizált anyagon, és en-

2. ábra. Az FRB 010724 néven is ismert Lorimer-kitörés [2].



nek következtében frekvenciától függő időkést szenved, amely jelenséget diszperzióknak nevezünk. A megfigyelés és azonosítás egyik legfőbb nehézsége az, hogy nem ismerjük a diszperzió mértékének (dispersion measure, DM) pontos értékét, ugyanis a hirtelen felfényesedés egy adott frekvenciatartományban észlelve a frekvenciától függően „elkenődik” (vagyis az impulzus eltérő időpontokban érkezik a vevőbe). Ahhoz viszont, hogy korrigálni tudjuk a jelet erre, és ilyen módon tisztán kimutassuk az RRAT jelenlétét, pontosan meg kell ismernünk a diszperzió mértékét rengeteg lehetséges érték végigpróbálásával. A Tejútrendszerben már nagyon sok pulzárt ismerünk, így galaxisunk DM -eloszlása jó közelítéssel becsülhető. A diszperzió mértéke egyenesen arányos a látóirányba eső szabad elektronok sűrűségével és a megfigyelt objektum távolságával:

$$DM = \int_0^D n_e(l) dl$$

Itt n_e az elektronok számsűrűsége, l egy skálahosszúság és D a rádióforrás távolsága. Az RRAT-k felfedezését követően rendszerezetten újraelemezték a több év alatt felhalmozódott adatokat, további hasonló objektumok felfedezésének reményében. Ezen kutatás során sikerült azonosítani egy szokatlanul erős, mindössze néhány ezred másodpercig tartó jelet (2. ábra). Ez később a felfedezője után a Lorimer-kitörés nevet kapta. Különösen meglepő volt, hogy az ehhez számolt $DM = 375 \text{ pc/cm}^3$ -es érték jócskán meghaladta az adott látóirányban a Tejútrendszerbeli várható értéket. A kutatók első gondolata ekkor az volt, hogy a jelet biztosan valamilyen műszereffektus okozhatta, mint ahogy ez sok más korábbi esetben is megtörtént. Ez a különleges jel azonban nem jelentkezett a Parkes-távcső minden vevőjében, ezzel kizárva a földi zavaró interferencia lehetőségét. Észszerű magyarázatnak tűnt ekkor az az elmélet, miszerint a jel nem a Tejútrendszerből, hanem egy extragalaxisból származik, és így a diszperzió mértékének kimagasló értéke az objektum szülőgalaxisának, valamint a galaxisközi tér ionizált anyagának számlájára írható. A jel távolságának meghatározása után felvetődött, hogy egy pulzár esetében előfordul „óriáspulzust”, vagy esetleg egy távoli RRAT-t sikerült detektálni, ám ekkor bizonyos idő eltelte után ismét jeleket kellett volna észlelnünk abból az irányból. Ez azonban azóta sem következett be, így a kutatók azt a végső következtetést vonták le, hogy egy új jelenséggel állnak szemben, amelyet ma gyors rádiókitörés néven ismerünk.

Tapogatózás a sötétben – honnan erednek az FRB-k?

A gyors rádiókitörések eredetének feltárásához hosszú és rögös út vezetett, sőt a kitörés fizikai mechanizmusát illetően még napjainkban is egyre újabb kérdések vetődnek fel. Az első FRB detektálásakor,

ahogy azt már korábban említettük, felmerült e jelek extragalaktikus eredetének gondolata, tehát az, hogy nem a Tejútrendszerből, hanem távolabbi galaxisokból származnak. Ennek egyértelmű bizonyítása azonban 2013-ig váratott magára. A jel forrása pontos égi helyzetének meghatározása során a legnagyobb probléma a Parkes-távcső korlátozott, 15 ívperces szögfelbontása volt, ezen belül a gyors rádiókitörés helyzete ismeretlen maradt. A kutatókat megrémisztette az a felfedezés is, hogy az obszervatóriumban működő mikrohullámú sütők is képesek az első FRB-éhez hasonló jeleket produkálni [4], noha szerencsére azok a jelek bizonyítottan földi eredetűek, mivel – az első FRB jeleivel ellentétben – megjelennek a Parkes-távcső összes vevőjében. A 2013-as év négy új FRB felfedezését hozta, illetve egy olyan becslést, amely szerint az égbolton naponta akár több ezer gyors rádiókitörés is várható. Ez további optimizmusra adott okot.

Egészen 2014-ig kizárólag a Parkes-teleszkóppal sikerült gyors rádiókitörést azonosítani, hiszen ez a távcső biztosított lehetőséget a legnagyobb égterület végigpásztázására. Később azonban mind az arecibói, mind más rádiótávcsövek is sikeresen rögzítettek FRB-eket. Eredetüket illetően is számos elképzelés látott napvilágot: a legtöbben egyetértettek abban, hogy a jel kozmikus eredetű, a detektálás időtartamából pedig arra következtettek, hogy a forrás nagy valószínűséggel egy gyorsan forgó, mágnesezett neutroncsillag vagy akár egy fekete lyuk. A becslések szerint – távoli csillagelődöt feltételezve – a kitörés során felszabaduló energia értéke nagyságrendekkel meghaladhatja a pulzárak által kibocsátott energiát, ami arra utal, hogy az FRB-k szülőobjektuma különleges.

Korábban létezett olyan elképzelés is, miszerint az FRB-k szülőobjektuma egy, a galaxisunkban lévő főszorozati csillag, amely kitöréseket produkál. Ezzel a feltételezéssel nemcsak az energiaprobléma oldódna meg, hanem a *DM*-többletet is meg lehetne magyarázni a csillagkorona jelenlétével. Mivel a gyors rádiókitörések felfedezése után még néhány évig nem ismertünk ismétlődő FRB-eket, a fizikai mechanizmus tekintetében felvetődött a kataklizmikus eredet is. Eszerint a szülőcsillag egy, a határtömegét megközelítő, gyorsan forgó, mágneses neutroncsillag (magnetár), amely mágneses fékeződésen megy keresztül, végül pedig fekete lyukká omlik össze. Mások szerint az FRB-k akár aktív galaxismagokból is eredhetnek, mégpedig olyan módon, hogy az általuk kibocsátott relativisztikus jet kölcsönhat a körülötte lévő csillagközi anyaggal. A szülőobjektum és a fizikai mechanizmus mélyebb megismerését az FRB-k pontos helymeghatározása tette lehetővé.

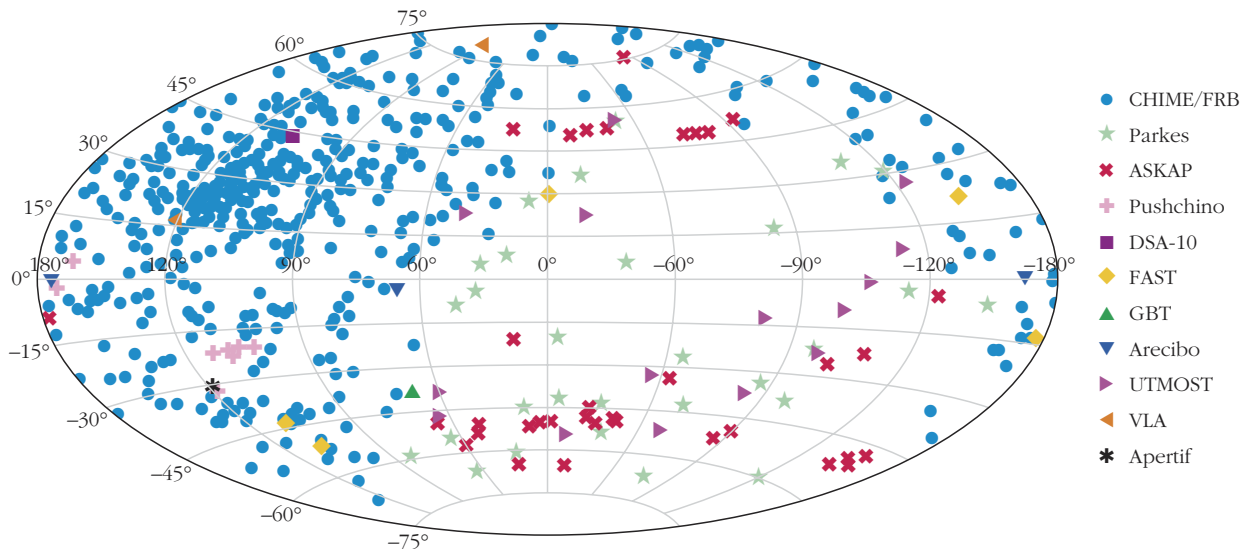
Mielőtt azonban rátérünk a legújabb eredményekre, megjegyezzük, hogy az FRB-k helyének pontos ismerete új távlatokat nyithat a kozmológiai kutatások terén is, hiszen segítségükkel feltérképezhetővé válhat a galaxisok közötti tér barionos anyagának eloszlása. A gyors rádiókitörések által kibocsátott jel diszperziójának mértéke ugyanis összefügg a látóirányba eső szabad elektronok oszlopsűrűségével. Bár Uni-

verzumnaknak a sötét anyag, illetve a sötét energia mellett csak nagyjából a 4,6%-át teszi ki a barionos anyag, még ennek eloszlása és eredete sem ismert pontosan. Az újabb FRB-k felfedezése, szülőgalaxisuk azonosítása és azok pontos helymeghatározása tehát új kozmológiai áttörésekhez vezethet a jövőben, és magyarázatot adhat a hiányzó barionos anyag problémájára [2].

Az eddig leírtak alapján tehát az FRB-k egyszeri és megismételhetetlen eseménynek tűnhetnek. Ebben a hitben élt a tudományos közösség is, egészen addig, amíg 2016-ban fel nem fedezték az első ismétlődő FRB-t [5]. Az FRB121102 (a szokványos jelölésben a számok az első kitörés dátumára utalnak) ismétlődő természete lehetővé tette, hogy több interferométeres hálózat, az amerikai Very Large Array (VLA), illetve az Európai VLBI Hálózat (EVN) is folyamatosan figyelemmel kísérje az adott égterületet egy új kitörés detektálása, a gazdagalaxis azonosítása és a pontos helymeghatározás reményében. Az újabb kitörésre – amelyet végül mindkét említett hálózattal rögzítettek – azonban csak hosszú hónapok várakozása után került sor. Ezáltal egyrészt sikerült kizárni azt a gyanút, miszerint az FRB-k csupán egy műszereffektus következményei, hiszen két rádióteleszkóp-hálózat számos műszerével is egyidejűleg sikerült megfigyelni. A nagy felbontást és pozíciós pontosságot nyújtó vizsgálatok során sikerült azonosítani az FRB gazdagalaxisát, illetve a galaxis spektrumvonalainak vöröseltolódásából kiszámolni annak távolságát. Később azt is megállapították, hogy az FRB121102 egy fém-szegény törpegalaxisból származik, s annak is a szélén, egy intenzív csillagkeletkezéssel jellemezhető területen történt. Ez a felfedezés felvetette azt a kérdést, hogy vajon a szintén ilyen környezetben előforduló szuperfényes szupernóvák (superluminous supernova, SLSN) vagy a hosszú gammakitörések (long gamma-ray burst, LGRB) és az FRB-k között lehetséges-e bármiféle kapcsolat. Mindezek az érdekes elméletek azonban mindaddig pusztán spekulatív jellegűek maradtak, amíg nem állt rendelkezésünkre egy több száz FRB-ből álló minta.

Az ismert FRB-k számának rohamos növekedése – lehetőség az újabb áttörésekre

A gyors rádiókitörések rejtélyei olyannyira felkeltették a kutatók érdeklődését, hogy az utóbbi években számos program indult az FRB-k keresésére. Ilyen keresőprogramokat indított például az Ausztráliában található Australian Square Kilometre Array Pathfinder (ASKAP) és UTMOST interferométer, a Hollandiában működő Low-Frequency Array (LOFAR), a kanadai Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment (CHIME), illetve az EVN is. Ezek segítségével napjainkra több száz FRB-t sikerült azonosítani. Az utóbbi 2-3 év rohamos fejlődését remekül szemlélteti, hogy míg 2019-ben a CHIME/FRB-katalógus mindössze körülbelül 60 objektumot számlált, amelyek közül



3. ábra. A 2022 januárjáig felfedezett FRB-k eloszlása az égbolton [3].

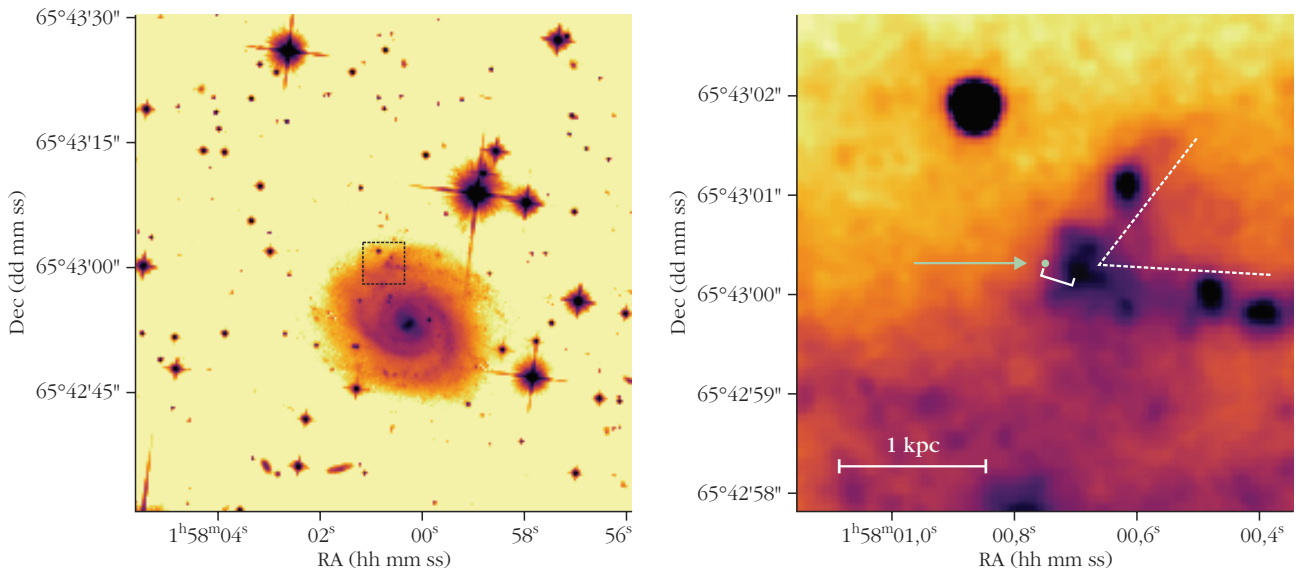
kettőt osztályoztak ismétlődő FRB-nek, 2022-re ez a szám átlépte a 600-at, s az ismétlődő FRB-k csoportja is több tucatnyi objektummal bővült, közöttük volt olyan, amelynek aktivitásában periodicitást fedeztek fel. A 3. ábra a 2022 januárjáig felfedezett FRB-k eloszlását mutatja az égbolton.

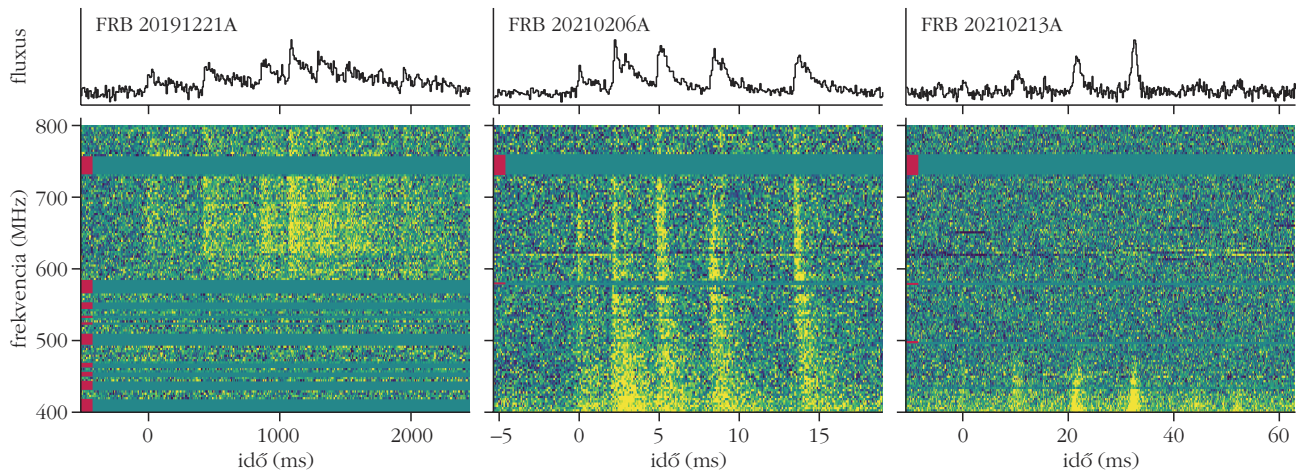
Szintén áttörést jelentett, hogy míg 2019-ben csak egy FRB-hez tudtak gazdagalaxist társítani, napjainkban már 19 galaxist tartalmaz ez a minta. Közöttük van a Tejútrendszerünkhöz közeli is (M81), és éppen ezért részletesebben vizsgálható, mint a távolabbi galaxisok. Ezt a fejlődést jórészt az ASKAP interferométer új észlelési technikája és nagy látómezeje tette lehetővé, míg a galaxisok vizsgálatában és azok pontos hely- és távolságmeghatározásában jelentős szerepet vállalt az EVN. A pozíció meghatározásában hasznos segítséget nyújtottak a Hubble-űrtávcső (Hubble Space Telescope, HST) képei is (4. ábra). Amellett,

hogy immár részletes vizsgálatnak vethetjük alá a különböző FRB-gazdagalaxisokat, saját galaxisunkban is sikerült azonosítani egy gyors rádiókitöréshez hasonló pulzusokat produkáló magnetárt, és ilyen módon bizonyítékot találni az FRB-k és a magnetárok közötti kapcsolatra. Az egyre bővülő FRB-minta alapján továbbá a DM és a vöröseltolódás kapcsolatát leíró Macquart-reláció is megerősíthető.

A gyors rádiókitörések iránti érdeklődés hatására napjainkra több mint 600 objektum adatai szerepelnek a CHIME katalógusban. Ez az elemszám már elég nagy ahhoz, hogy statisztikai vizsgálatnak vethessük alá az eddig megismert objektumokat, és ilyen módon elgondolkodjunk az FRB-k alcsoportokra osztásán. Jelenlegi ismereteink alapján kézenfekvőnek tűnik két altípus, az ismétlődő és a klasszikus (csupán egyszeri tranzienszt mutató) FRB-k elkülönítése. E két csoport tagjai ugyanis több megfigyelési jellemzőjük-

4. ábra. A Hubble-űrtávcsővel készített képek az FRB 20180916B gazdagalaxisáról. Bal oldalt a galaxissal együtt látszik annak közvetlen környezete is, míg a jobb oldali kép ránagyít az FRB pozíciójára [6].





5. ábra. A CHIME/FRB által észlelt periodikus, illetve kváziperiodikus kitörések [7].

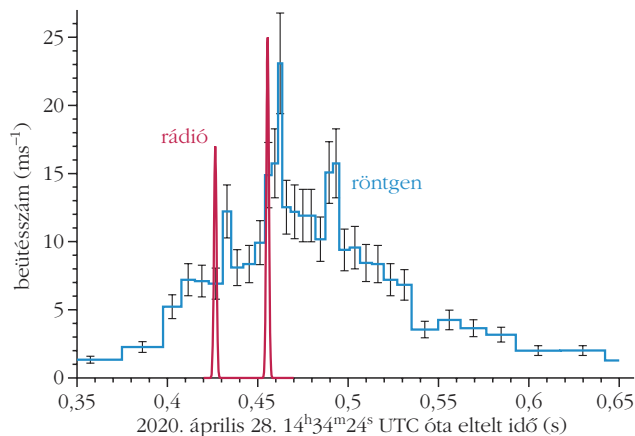
ben, például színeképükben, vagy a kitörés morfológiája alapján is különböznek egymástól. Fontos megjegyezni azonban, hogy az eddig ismert FRB-k csupán 4%-át sorolták az ismétlődő csoportba, és azok nagy részét is mindössze kétszer sikerült detektálni. Az ismétlődő FRB-k közül két alkalommal fedeztek fel periódust az ismétlődésben, ami szintén egy új csoport létezésének lehetőségét sejteti. Megfigyelt jellemzőik alapján tehát az említett két altípus tagjai különböznek egymástól, ám hogy ezt a különbséget a szülőobjektumok eltérő mivolta, vagy azonos típusú csillagelődők kisugárzási folyamatainak sokfélesége okozza, napjainkig vitatott. A minta elemszámának további növekedése a közeljövőben utat engedhet – többek között – e kérdés megválaszolására is, illetve a két említett alcsoport létezésének minden kétséget kizáró bizonyítására.

Minél több FRB-t ismerünk meg, annál nagyobb az esélye, hogy egyedi, érdekes objektumokra is bukkanjunk közöttük. Ennek ékes példája a több energián is megfigyelhető FRB 20191221A jelölésű ismétlődő FRB. Ez mindmáig az egyetlen olyan objektum, amely szigorú periodicitást mutat az egyes alkítörései között. A periodicitás oka jelenleg ismeretlen, ám nagy valószínűséggel ez az FRB különleges eset, amelyet talán a többitől eltérő fizikai mechanizmus hoz létre. Ezen a különleges eseten kívül időbeli változékonyságot figyeltek meg az FRB 20121102A, az FRB 20180916B és az FRB 20201124A objektumokban is. Ezeknél a változás üteme nem periodikus, ám megfigyelhető, hogy az alkítörések nagyjából egyforma erősségűek, s néhány milliszekundum telik el közöttük (5. ábra).

Az utóbbi néhány évben jelentős előrelépés történt a gyors rádiókitörések származásával kapcsolatban is. Már korábban is bizonyosságot nyert az FRB-k extragalaktikus eredete, s ezt megerősítette az a tapasztalat, miszerint több tucatnyi gyors rádiókitörés pontos pozíciója megegyezik valamelyik galaxis koordinátaival, így nagy valószínűséggel az esemény abban a galaxisban történt. Bár az eddig ismert gazdagalaxisok rendkívül sokfélék, az ismétlődő FRB-k esetén

megfigyeltek egy olyan trendet, miszerint az esetek nagy részében erős csillagkeletkezést mutató galaxisokban fordulnak elő. Akadt azonban ellenpélda is, amikor a gyors rádiókitörést egy galaxis csillagkeletkezési régiójától távol azonosították. Ez a következő kérdést vetette fel: lehetséges, hogy az ismétlődő FRB-k kék óriáscsillagokból származnak, amelyekből a szülőkörnyezetüktől viszonylag távol alakult ki szupernóva, és annak maradványaként neutroncsillag? Ennek megválaszolása a jövőbeli kutatások egyik feltett célja. Megfigyelhető továbbá, hogy a klasszikus értelemben vett, tehát az ismétlődés nélküli FRB-k általában csillagkeletkezést nem vagy csak enyhén mutató galaxisok szélénél fordulnak elő. Ez a tapasztalat ahhoz az elmülethez vezetett, amely szerint az FRB-k szülőobjektumának vélt magnetár különféleképpen jöhetett létre, többek között magöszseomlásos szupernóva-robbanás, kettőscsillag összeolvadása vagy esetleg anyaggyűjtés által okozott magkollapszus formájában.

Bár a legtöbb ismert FRB távoli galaxisban történt, a 2020-as év magával hozta azt az igen szerencsés fordulatot, hogy közvetlen környezetünkben, a Tejútrendszerben is megfigyelhessünk egyet, és ilyen módon közelebbről is megismerhessük ezeket a rejtélyes objektumokat. 2020. április 28-án ugyanis a CHIME és a Survey for Transient Astronomical Radio Emission 2 (STARE2) egyidejűleg észlelte az SGR 1935+2154 névvel illetett galaktikus magnetár kiemelkedően fényes, néhány milliszekundumig tartó kitörését. Ezen FRB 200428-nak is nevezett esemény luminozitása csupán egy 30-as szorzóval bizonyult kisebbnek, mint az egyik legközelebbi extragalaktikus FRB, a tőlünk nagyjából 150 Mpc távolságban található FRB 20180916B luminozitása. Egy másik, térben nagyon közeli eseménynél, az M81 galaxisban nemrégiben felfedezett FRB-nél viszont nagyobb luminozitással bírt ez a különleges, tejútrendszerbeli kitörés. A megfigyelt, kiemelkedően fényes rádiókitörés után az SGR 1935+2154 további hat kisebb kitörést produkált, amelyek közül a leggyengébb 7 nagyságrenddel volt kisebb az április 28-án megfigyelt értéknél.



6. ábra. Az SGR 1935+2154 röntgenkitöréseinek detektálása. Jól látható, hogy az 1. és 2. röntgensúcs – néhány ms időkülönbséggel – összhangban van a rádiótartományban végzett mérésekkel [8].

Szintén jelentős felfedezésnek bizonyult, amikor a CHIME műszerrel detektáltak egy olyan ismétlődő FRB-t, amelynek esetében a diszperzió mértéke jóval kisebb volt a többi extragalaktikus FRB-hez képest. A pontos helymeghatározás szerint ez az FRB 20200120E-nek nevezett esemény az M81 galaxis egyik gömbhalmazában történt, nagyjából 3,6 Mpc távolságban. Ez a meglepő észrevétel, miszerint az FRB 20200120E egy idős csillagokat tartalmazó gömbhalmazban történt, kizárja azt az elképzelést, hogy a szülőobjektum egy fiatal, nagy tömegű csillag volt. Ehelyett inkább egy kettőscsillag összeolvadása vagy tömegbefogás által okozott magkollapszusos szupernóva eredményeként létrejött neutroncsillag, esetleg egy extrém milliszekundumos pulzár, vagy éppenséggel egy tömeget befogó fekete lyuk lehetett a gyors rádiókitörés kiváltója.

Nem sokkal később egy másik ismétlődő FRB-t összefüggésbe hoztak egy kompakt törpegalaxissal, amiből arra lehetett következtetni, hogy az ismétlődő gyors rádiókitörések olyan környezetben is előfordulhatnak, amelyekben jellemző az erős csillagkeletkezés. Mindezek alapján kijelenthetjük, hogy az FRB-k természetének tisztázásáig még hosszú út áll előttünk. Egy lehetséges észlelési stratégiát szolgáltat az az elgondolás, hogy ha olyan törpegalaxisokat követünk figyelemmel, amelyekben korábban már előfordult szuperfényes szupernóva vagy hosszú GRB, akkor ott jó eséllyel megjelennek az ezekhez potenciálisan kapcsolódó FRB-k is.

Szintén érdekes lehet az FRB-k időbeli fejlődésének, változásának vizsgálata a megfigyelt aktivitás, a mért színkép, a diszperzió mértéke vagy egyéb fizikai jellemzők alapján. A kitörések közötti időből például következtethetünk a szülőobjektum tömegére, és adott esetben bebizonyíthatjuk, hogy az FRB-t egy neutroncsillag produkálta. Már megfigyelték a DM értékének változását is egy ismétlődő FRB, az FRB 20121102A esetében, ami valószínűleg a kitörés közvetlen környezetében bekövetkezett változások számlájára írható, ám mivel ezen rádiókitörés meghatározott helye nem elég pontos, a végső következtetés még egy ideig várat magára.

Az időbeli fejlődés figyelemmel követése mellett szintén mélyebb betekintést enged az FRB-k természetébe, ha nem csak a rádió, hanem más hullámhosszakon is megvizsgáljuk őket. Az erre irányuló próbálkozások azonban a legközelebbi extragalaktikus FRB esetén is – sajnos – sikertelen detektálással zárultak az optikai, a gamma-, illetve a röntgentartományban. Az utolsó reményt a legközelebbi ismert FRB vizsgálata jelentette. A tejútrendszerbeli SGR 1935+2154 amelynek esetében érdekes jelenségre bukkantak (6. ábra): röntgenhullámhosszakon detektáltak az objektum pozíciójából egy 0,6 másodpercig tartó felfényesedést, amelyen belül 3 újabb, keskeny, nagyjából 3 ms időtartamú kitörési csúcs emelkedett ki, egymástól körülbelül 29 ms időközönként. A három csúcs közül kettő összhangban van a rádiótartományban is detektált kitörésekkel, ám azokhoz képest nagyjából 6,5 ms késést mutat. Ezen utófénylés megfigyelése további reményekkel kecsegtet a későbbi FRB-vizsgálatok terén, így a remények szerint a jövőben távolabbi FRB-k esetén is megfigyelhetünk az SGR 1935+2154 által produkálthoz hasonló röntgenkitöréseket.

Jelenlegi elképzeléseink az FRB-k természetével kapcsolatban

A sugárzási folyamat

Vajon pontosan mi és honnan bocsátja ki az FRB-k esetén megfigyelt sugárzást? Bár ezt a kérdést napjainkig nem tudjuk pontosan megválaszolni, számos elképzelés látott napvilágot a sugárzási folyamattal kapcsolatban. A legtöbb modell szülőobjektumként egy neutroncsillagot vagy magnetárt feltételez. A hipotézisek közötti különbség a kisugárzás helyében rejlik: bizonyos elméletek szerint a gyors rádiókitörés a neutroncsillag felszínén, a mágneses erővonalak átkötődése (rekonnekció) miatt jön létre, mások szerint esetleg a felszínhez közel, a görbült mágneses erővonalak mentén haladó töltött részecskék sugárzása által alakul ki. Vannak olyan modellek is, amelyek szerint az FRB-t szinkrotron mézersugárzás kelti a központi objektumtól $> 10^5$ km-es távolságban, amikor a magnetárból kibocsátott fler kölcsönhatásba lép a csillag körüli anyaggal.

Az FRB-k mért jellemzői alapján nehéz megállapítani, hogy a felsoroltak közül melyik folyamat zajlik le ténylegesen, hiszen a legtöbb esetben a felsorolt modellek mindegyike megfelelő illeszkedést ad a mért jellemzőkre. Az FRB-k mikrostruktúrájának megfigyelése alapján mégis inkább azokat a modelleket tartják valószínűbbnek, amelyek esetén az FRB a neutroncsillag közelében történik, hiszen a megfigyelt, 10 ms-os nagyságrendű gyors változásokat aligha produkálhatja a távolabbi anyaggal történő kölcsönhatás. Ahhoz azonban, hogy további megszorításokat tegyünk a sugárzási mechanizmusra, szükség lesz egy-egy objektum több évtizedig történő monitorozására.

A szülőobjektum

A tudományos közösség szintén nem jutott megállapodásra az FRB-k szülőobjektumával kapcsolatban. Egyes elképzelések szerint a gyors rádiókitörés forrása egy magányos neutroncsillag, mások szerint kompakt objektumok (fehér törpék, neutroncsillagok vagy fekete lyukak) összeolvadása hozza létre, ám származhatnak akár aktív galaxismagokból vagy ultrafényes röntgenforrásokból is. A legerősebb érveket az ismétlődő FRB-k vizsgálata hozta meg, hiszen segítségével kizárhatóvá vált a kataklizmikus eredet. Ekkor felvetődött az az érdekes kérdés is, hogy vajon az összes FRB visszatér-e majd egyszer, hiszen lehetséges az is, hogy később, akár évtizedekkel az első kitörése után minden FRB megismétlődik.

Az eddig ismert ismétlődő kitörések vizsgálatából alsó becslés tehető a szülőcsillag teljes energiájára is, hiszen ezen energiának kell táplálnia a mért impulzusokat, és lehetséges módon még további kitöréseket is, amelyek nem feltétlenül mutatnak a Föld irányába. Erre a legpontosabb megközelítést az FRB 20121102A vizsgálata jelentette, amelynek esetében a teljes energiát 10^{47} – 10^{49} erg közöttire becsülték, ami összhangban van egy magnetár összenergiájával. Ezen kívül – mint hogy már ismert néhány olyan FRB, amelyet tudunk gazdagalaxisokhoz társítani – a későbbiekben érdemes lehet ebből a szempontból is megvizsgálni a szülőcsillagot. A legfrissebb tanulmányok például kimutatták, hogy az FRB-k előfordulási helye nincs összhangban a hosszú GRB-kével, sőt sok esetben még a szuperfényes szupernóvákéval sem. Ugyanakkor valószínűleg nagy tömegű csillagok fejlődése végén bekövetkező magkollapszusos szupernóva-robbanás során kialakult forgó, mágneses neutroncsillagok keltik, amelyek pedig szuperfényes szupernóva-robbanások során is létrejöhetnek. Ezt a látszólagos paradoxont talán feloldhatja az elkövetkező évek FRB-kre irányuló kutatása, amelyek során még több gyors rádiókitöréshez kapcsolunk gazdagalaxisokat.

A rendszer

Az első periodikus esemény, az FRB 20180916B felfedezése után napvilágot látott egy olyan elmélet, amely szerint az FRB-k kettős csillagrendszerekben fordulnak elő. Bár a korábbi, kataklizmikus kitörést feltételező hipotézisekben is szerepeltek összeolvadó, kompakt kettősök, napjainkra a stabil kettős rendszerek modellje még nagyobb népszerűségnek örvend. Ezen belül is vannak, akik a kettős rendszer tagjai közötti kölcsönhatást a gyors rádiókitörés alapfeltételének tekintik, míg mások szerint az aktivitási szintben fellépő változást a rendszer tagjai között jelen lévő plazmában történő elnyelődés okozza. Vannak olyan modellek is, amelyek feltételezik, hogy az FRB-emisszió éves-évtizedes időskálán meggyengül, végül teljesen elenyésszik, amikor a kettős rendszer tagjai egy bizonyos határnál közelebb kerülnek

egymáshoz. Ez a modell szintén feltételezi egy fényes vörös nóva (luminous red nova, LRN) kialakulását az FRB-aktivitás elhalása utáni években, az LRN ugyanis egy nagy tömegű csillagokból álló kettős rendszer tagjainak összeolvadásakor jön létre. Az FRB-k hosszú távú monitorozása a későbbiekben utat nyithat a kettős rendszer természetének mélyebb megismerésére, illetve az ismétlődő FRB-k pontos helymeghatározása a Földhöz legközelebbi objektumok esetén segíthet a feltételezett társcsillag látható fényben történő kimutatásában.

A populációk

A több száz FRB ismerete lehetőséget nyújt arra, hogy különböző csoportokba sorolhassuk őket a vöröseltolódás szerinti eloszlásuk, a gazdagalaxisuk, a szülőobjektumuk, az előfordulási környezetük, illetve az ismétlődés vagy annak hiánya alapján. Mindezekhez azonban nagyon fontos lenne az események pontos hely- és távolságmeghatározása, amelyekre vonatkozó adatok, bár jelenleg megtalálhatók a CHIME katalógusában, sok helyen mégis túl nagy hibahatárral vagy pontatlanul. Azonban mindaddig, amíg nem rendelkezünk elég nagy mintával a populáció vizsgálatához, a megoldást a különféle elméleti populációmodellek jelentik. Ezek segítségével talán választ kaphatunk ahhoz hasonló kérdésekre, hogy vajon az FRB-k nyomjelzői lehetnek-e az Univerzum korai csillagkeletkezésének, és hogy az ismétlődő FRB-k vajon külön populációt alkotnak-e, illetve van-e egy olyan időszak az Univerzum életében, amikortól gyakoribbá vagy esetleg ritkábbá váltak térben és időben egyaránt.

Mit tudtunk meg a legközelebbi FRB-k és a magnetárok vizsgálata során?

A galaxisunkban felvillant SGR 1935+2154 – amellet, hogy igazolta az FRB-k és az extragalaxisokban is mérhető módon nagy energiakibocsátásra képes magnetárok kapcsolatára vonatkozó elméleteket – új kaput nyitott a szülőobjektum, illetve a kitörés fizikai mechanizmusának megismerésében. A legközelebbi FRB-ről készített mérések ugyanis azt sugallják, hogy az FRB-k több kitörést is produkálhatnak az első, legnagyobb kitörést követő napokban, illetve hetekben, amelyeket bizonyos időeltolódással kísérhetnek röntgen- vagy más hullámhossztartományban megfigyelhető flerek is. Ha ezt az utófénylést sikerülne több objektum esetén is detektálni, a magnetárok és az FRB-k kapcsolata még erősebb bizonyítékot nyerhetne. Azonban – még ha sikerülne is ezt a kapcsolatot további mérésekkel alátámasztani – még mindig hosszú út állna előttünk a magnetárok és az FRB-k fizikájának összhangba hozása kapcsán. Szintén áttörést érhet el a témában a működését napjainkban - kezdő James Webb-űrtávcső, amelynek segítségével talán rábukkanhatunk bizonyos FRB-k fényes társ-csillagaira is.

Mit hoz a jövő?

Az eddigiekben is tapasztalhattuk, hogy minél több kérdést válaszolunk meg a gyors rádiókitörésekkel kapcsolatban, annál több újabb megoldandó probléma vetődik fel. Éppen ezért a tudományos közösség a jövőben is kiemelt figyelmet fog szentelni vizsgálatuknak, és talán mélyebb rálátásunk nyílik rajtuk keresztül a minket körülvevő Világegyetemben lezajló fizikai folyamatokra.

Az elkövetkező években az alábbi kérdések vizsgálatát tervezik a kutatók. Vajon mi a legkisebb és legnagyobb időbeli struktúra az FRB-k kitöréseiben? Hogyan változnak a polarimetriai tulajdonságok a frekvencia függvényében, és ezt a változást külső vagy belső okok vezérik-e? Van-e összefüggés az FRB-populációk és a csillagkeletkezési ráta között? Az összes ismétlődő FRB periodikus? Ha igen, akkor a különböző ismétlődési tulajdonságok eltérő kettőscsillag-konfigurációkhoz tartoznak-e? Az FRB-k előfordulása összhangban van-e az adott galaxisban található magnetárok eloszlásával? Más galaktikus magnetárok is produkálnak-e FRB-khez hasonló aktivitást az SGR 1935+2154-en kívül?

Mindezek mellett az FRB-k az asztrofizika más területein is hasznosnak bizonyulhatnak: választ adhatnak többek között a galaxisközi térben található barionos anyag mennyiségének és eloszlásának kérdésére, segítségükkel pontosíthatjuk a Hubble-állandót és a sötét energia állapotegyenletét, illetve mélyebben megismerhetjük a korai Univerzum újraionizációs korszakának történetét.

A jelenlegi és a jövőbeli nagy égboltfelméréseknek köszönhetően az elkövetkezendő 5-10 évben az ismert FRB-k száma a jelenlegi körülbelül 600-ról akár több tízezerre is nőhet, és ilyen módon – ha feltételezzük, hogy a szülőobjektum magnetár – több extra-

galaktikus neutroncsillagot ismerhetünk meg a közeljövőben, mint amennyit a saját galaxisunkban eddig megfigyeltünk! Ez új távlatokat nyit a populációk tanulmányozásával, a lokális környezet statisztikai vizsgálatával és a galaxisközi anyag összetételének feltérképezésével kapcsolatban. Lehetőségünk lesz arra is, hogy több hullámhosszon, hosszabb ideig, jobb időfelbontással, nagyobb távolságig követhessük őket figyelemmel. Hosszú távú vizsgálatokkal jobban megismerhetjük a szülőobjektum természetét, a periodicitás eredetét, illetve a neutroncsillagok aktivitását. Egyre több gazdagalaxist is azonosíthatunk, amelyek segítségével megállapíthatjuk, hogy vannak-e olyan környezetek, ahol az FRB-k gyakrabban, illetve ritkábban vagy esetleg egyáltalán nem fordulnak elő.

A gyors rádiókitörések tehát különleges és mindmáig rejtélyes objektumok, így a mélyebb megismerésükre irányuló törekvések újabb tudományos áttörésekhez vezethetnek nemcsak a magnetárok fizikája vagy a rádiócsillagászat kapcsán, hanem a kozmológiában és az asztrofizika más területein is.

Irodalom

1. McLaughlin, M. A., Lyne, A. G., Lorimer, D. R., et al., *Nature* 439 (2006) 817.
2. Petroff, E., Hessels, J. W. T., Lorimer, D. R., *Astronomy and Astrophysics Reviews* 27 (2019) 4.
3. Petroff, E., Hessels, J. W. T., Lorimer, D. R., *Astronomy and Astrophysics Reviews* 30 (2022) 2.
4. Petroff, E., Keane, E. F., Barr, E. D., et al., *MNRAS* 451 (2015), 3933.
5. Spitler, L. G., Scholz, P., Hessels, J. W. T., et al., *Nature* 531 (2016) 202.
6. Tendulkar, S. P., Gil de Paz, A., Kirichenko, A. Y., et al., *ApJL* 908 (2021) L12.
7. The CHIME/FRB Collaboration, Andersen, B. C., Bandura, K., et al., (2021) arXiv:2107.08463
8. Mereghetti, S., Savchenko, V., Ferrigno, C., et al., *ApJL* 898 (2020) L29.

NEM KELL HŐSNEK LENNED!
MARADJ TOVÁBBRA IS
A FIZIKA BARÁTJÁVAL
SZÁMÍTUNK RÁD
társaságod jövedelméből
EGY részével
a jövőves Loránd Fizikai Társulatot!
LEGUTÓBB 928 000 FORINTTAL TÁMOGATTÁK
A TÁRSULAT MUNKÁJÁT, KÖSZÖNJÜK!
Adószámunk: 19815644-2-43



AZ ELSŐ ATOMMAGMODELLEK SZÜLETÉSE

– kvantumossal

Angeli István, Darai Judit
Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék

Ernest Rutherford kísérletei furcsa kettősséget mutatnak: az α -szórásból következő mag sugár feleakkora, mint az α -bomlás energiájából számított érték. A dilemma feloldására szerkeszti meg a kvantált *szatellit*-modellt. Ez azonban nem magyarázza a bomlás *statisztikus* jellegét. A megoldást a hullámmechanikából következő *alagúthatás* adja (Gamow, Gurney és Condon). Ennek kidolgozása során jut el Gamow az első *cseppmodell*hez.

Rutherford: α -szórás (1911–1920)

Ernest Rutherford 1911 februárjában a manchesteri irodalmi és tudományos társaság (The Manchester Literary & Philosophical Society) ülésén megteszi történelmi bejelentését: a nagyszögű α -szórás nem néhány kisszögű szóródás összegződésének eredménye, hanem egyetlen nagyszögű ütközés [1, 19. old.]. Ennek értelmezéséhez pedig fel kell tételezni, hogy az atom egy *pontszerű* elektromos töltésből és azt egyetlen gömbszimmetrikus eloszlással körülvevő, azonos mennyiségű ellentétes töltésből áll. 1911 áprilisában beküldi a részletes cikket a *Philosophical Magazine*-nak [2]. Ebben már számszerű becslést ad az α -rész *legkisebb megközelítési távolságára*. Ez az a távolság, amelyre a frontálisan beeső ($\theta = 0^\circ$) α -rész megközelíti a magot; ekkor veszi fel az SA távolság a legkisebb értékét: $b = \min(SA)$, 1. ábra [2, 672. old.].

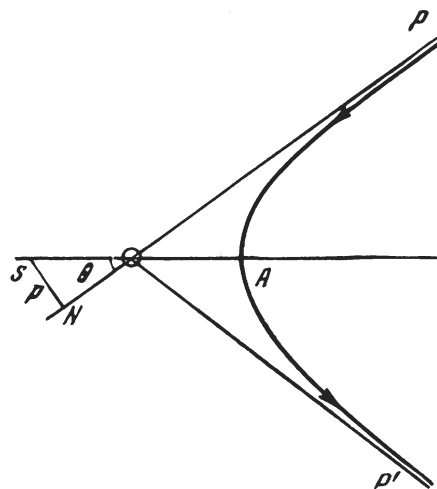
Köszönjük *Zolnai Dóra* könyvtáros évszázados források beszerzésében nyújtott segítségét.



Angeli István a Debreceni Egyetem ny. egyetemi tanára. Az ELTE TTK fizikus szakán végzett 1955-ben. Részt vett azon kísérletekben, amelyek a magyarországi szénak urántartalmának elődúsítására irányultak. Munkatársaival totális neutron-hatáskeresztmetszeteket mért; az értelmezéshez kifejlesztették az optikai modell félklasszikus változatát. A töltéssugárban héj- és deformációs effektusokat tártak fel. 2004-ben és 2013-ban magugárablázatokot közölt az *Atomic Data and Nuclear Data* folyóiratban.



Darai Judit a Debreceni Egyetem egyetemi docense. Matematika–fizika szakon végzett a debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetemen. Neutronfizikával, néhánytestrendszerekkel foglalkozott, jelenlegi szakterülete az atommagok szerkezetének szimmetriaelveken alapuló algebrai leírása. Számos egyetemi kurzus oktatója.



1. ábra. Az α -rész szóródása pontszerű atommagon (S) [2, 672. old.]. Frontális ütközésnél ($\theta = 0^\circ$) a megközelítési távolság a legkisebb, ha $b = \min(SA)$.

Az eredmény [2, 671. old.]:

$$b = 3,4 \times 10^{-12} \text{ cm.}$$

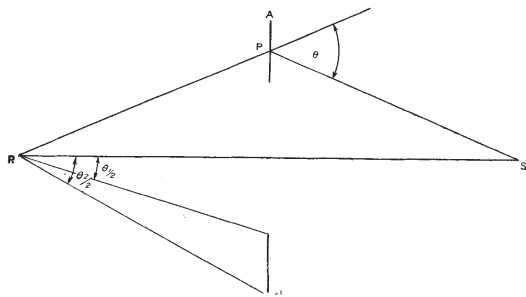
Ez egyúttal felső határ a mag sugárjára. A számításokhoz – egyszerűsítő feltételként – a magot pontszerűnek fogadja el, de már számol azzal a lehetőséggel, hogy a mag *kiterjedt és összetett*, és hogy ez további vizsgálat tárgya lehet [2, 686. old.].

– „It is of interest to examine how far the experimental evidence throws light on the question of the extent of the distribution of the central charge.”

Az atommag mérete és szerkezete – első tapasztalatok

Most tehát új feladat vár megoldásra: *az atommag méretének és belső szerkezetének vizsgálata*. 1914-ben Rutherford egy nagyon érdekes cikket [3] közöl. Ebből kiderül, hogy már 1911-ben, amikor az atommag felfedezéséről számolt be, határozott – kvantitatív becslésekkel alátámasztott – elképzelése volt az atommag méretéről és annak összetételéről, azonban még *tudatosan kihagyta* az akkori közleményből. Most ezen elképzeléseit írja le, újabb mérések eredményeivel kiegészítve. A mag méretére vonatkozóan – az α -részek arany fólián történt szórásából – arra következtet, hogy az aranyatom magjának sugara nem lehet nagyobb, mint 3×10^{-12} cm.

Közvetlenül Rutherford közleménye után *Charles Galton Darwin* számol be azokról a számításairól [4], amelyekkel a könnyű magokon történő α -szórásal járó magmeglökésre kívánt korrekciót számítani.



2. ábra. Chadwick és Bieler kísérlete, R: α -forrás (RaC), A: parafin-céltárgy, S: szcintillációs ernyő [8, 926. old.].

Ennek során kimutatja, hogy a Geiger–Marsden-kísérlet eredménye csakis a távolsággal négyzetesen csökkenő potenciállal értelmezhető, mással nem [4, 504. old.]. Mintegy mellékesen – Geiger és Marsden adatai alapján – becslést ad a legkisebb megközelítési távolságra, vagyis felső határt az α -részecske és a hidrogénatom magja összegére [4, 506. old.]: $1,7 \times 10^{-13}$ cm. Ez egyúttal felsőhatárbecslés a proton sugarára.

Az I. világháború alatt a kutatómunka nagyrészt lehetetlenné vált. A háború utáni atom- és magfizikával kapcsolatos új eredményekről Rutherford egy 1919-es cikkében számol be [5]. Részletes leírást ad a szemet gyötrő szcintillációs módszerre való készülékről: a megfigyelő fél órát teljes sötétségben tölt el, hogy a gyenge felvillanásokat észlelni tudja. Naponta legfeljebb egy órát tud így dolgozni, ez után a szem fáradása miatt egyre többet téveszt [5, 542. old.]. A mérési eredményekből arra következtet, hogy amikor az α -részecske és a hidrogénatom magja körülbelül $3,5 \times 10^{-13}$ cm-re közelíti meg egymást, a köztük ható erő – nagyságban és irányban is – gyors változáson megy keresztül [5, 557. old.]. Egyre erősebb az a meggyőződése, hogy a héliummag nem pontszerű, hanem szerkezettel rendelkezik: négy hidrogénmag és két negatív elektron alkotja.

A Baker-érem átvételekor Rutherford összefoglaló előadást tart [6], amelyben a korábbi eredmények áttekintése mellett új tapasztalatokról is beszámol. Az atommag szerkezetéről szólva kiemeli, hogy várhatóan a hidrogénatom magja a pozitív elektron a legegyszerűbb valamennyi között, és ez a legkisebb. Az α -részecske már összetett szerkezetű. A többi mag

méretére az 5×10^{-13} cm nagyságrendi becslést adja, és megjegyzi, hogy szoros ütközésnél a magok egymásba hatolhatnak.

α -szórás és magugár (1921–1927)

1921-ben Darwin számításokat végez a korábbi (1911–1920) Rutherford-féle He–H szórás kísérletek kiértékelésére [7]. Azt már Rutherford is látta, hogy a mérések eredménye nem értelmezhető két pontszerű töltés ütközésével. Darwin – feltételezve, hogy a H-atommag pontszerű – a He-atommag átmérőjére $2,7 \times 10^{-13}$ cm közelítő értéket kap. Közleménye végén azonban kijelenti, hogy a jelentős mérési bizonytalanság miatt a végleges döntés előtt érdemes megvárni a már folyamatban lévő, pontosabb kísérletek eredményét [7, 510. old.].

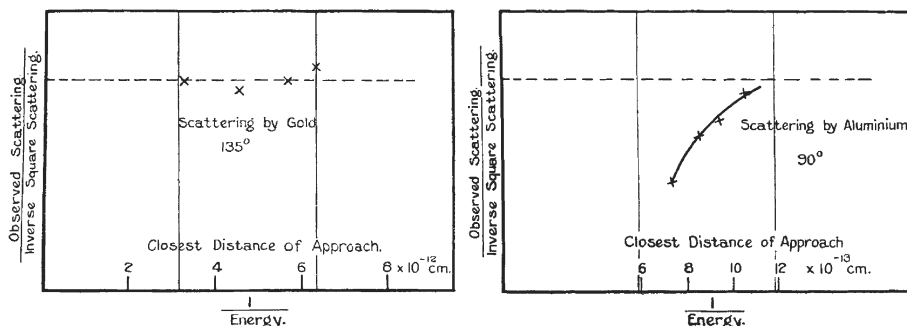
James Chadwick és Étienne Samuel Bieler elhatározza, hogy javított észlelési technikával megismétli Rutherford He–H szórás kísérletét. A pontosabb eredmény érdekében nem hidrogéngáz céltárgyat alkalmaznak, hanem vékony, gyűrű alakú parafinréteget, 2. ábra [8, 926. old.].

A mért adatok alapján arra következtetnek, hogy a gyors α -részek és a H-magok közötti erő távolságfüggése nem $1/r^2$ alakú, azonban a lassú α -részek – tehát nagyobb He–H távolság – esetében közelítőleg érvényes ez a függés. Célul tűzik ki a kísérletet reprodukáló tér (magerő) megkeresését [8, 937. old.]. A legegyszerűbb erőt a rugalmas, kemény gömb szolgáltatná. Ezt feltételezve azonban a kísérlettel ellenkező számítási eredményt kapnak; ezt a feltevést tehát el kell vetni. A He-atommag szerkezetével kapcsolatban is nehézségek adódnak. A legegyszerűbb feltevés az, hogy ez négy H-magból és két elektrontól áll, amelyeket $1/r^2$ erő köt össze. Ez a feltevés azonban nem szolgáltatja a mért eredményeket. Be kell látni, hogy a mérésekből nem tudnak a magok közötti erőre következtetni azon túl, hogy az nagyon intenzív [8, 939. old.].

1924-ben Bieler alumínium- és magnéziumfólián végez α -szórásmérést ugyancsak a 2. ábra szerinti elrendezésben [9]. A mérés eredményét összehasonlítja a Rutherford-formulából számolt értékkel. Az eltérésből kiszámítja azt a távolságot, ahol az erős vonzás és a Coulomb-taszítás éppen meg egyezik; ezt lehet az alumínium-atommag effektív sugarának tekinteni [9, 449. old.]: $r(\text{Al}) = 3,44 \times 10^{-13}$ cm.

1925-ben Rutherford újabb kísérletsorozatról számol be [10]. A monoenergiás α -részeket kibocsátó RaC forrás elé különböző vastagságú csillámfóliákat helyez el. Az így kapott különböző energiájú α -nyalábok fémfólián szóródnak. Méri a rögzített szögbe (90° , illetve 135°) szórt ré-

3. ábra. Megfigyelt és számított szórási számok aránya az α -energia reciprokanak függvényében, arany (bal), illetve alumínium (jobb) céltárgyfólia esetében. A vízszintes tengelyen fel van tüntetve az adott energiához és szöghöz tartozó megközelítési b távolság is [10, 898. és 904. old.].



szecskék számát, és összehasonlítja a pontszerű atommag és $1/r^2$ törvény feltételezésével számított értékekkel. A 3. ábra vízszintes tengelyén az energia reciprokértéke, a függőlegesen a mért és számított szórási számot ábrázolja. A vízszintes tengelyen fel van tüntetve az adott energiához és szöghöz tartozó megközelítési távolság is.

A 3. ábra bal oldalán látható, hogy aranyfólia esetében nincs eltérés a mért és számított értékek között [10, 898. old.]: a mag nagy elektromos töltése miatt az α -rész nem tud a magerő hatótávolságáig eljutni.

Alumíniumfólia esetében egészen más a helyzet (3. ábra jobb oldala) [10, 904. old.]: az atommagot a nagy energiájú α -részek jobban meg tudják közelíteni, és már érvényesül a magerők vonzó hatása. A legnagyobb energiájú α -részek frontális ütközéssel (*head-on collision*) $5,7 \times 10^{-13}$ cm-re tudják megközelíteni az Al-atommagot, a legkisebb energiájúak pedig 13×10^{-13} cm-re. Az összefoglalásban azonban Rutherford kénytelen megállapítani, hogy az egyes magok szerkezetére és az őket összetartó erőkre vonatkozóan nem lehet határozott választ adni [10, 904. old.].

Az α -bomlás értelmezése a régi (Bohr-féle) kvantumelmélet alapján – a szatellit-modell

1927-ben Rutherford úgy véli, már elég sok mérési adat gyűlt össze ahhoz, hogy felépítsen egy magszerkezeti modellt, amellyel értelmezni lehet a radioaktív bomlás tapasztalt törvényszerűségeit [11]. Itt elsősorban a mag méretére vonatkozó adatok furcsa kettőségeire gondol. Felidézi, hogy nehéz elemeken (ezüst, arany) a legnagyobb energiájú α -részek szóródása esetében sem tapasztaltak eltérést az $1/r^2$ alakú távolságfüggéstől, bár ezek a részecskék legalább $3,2 \times 10^{-12}$ cm-re biztosan megközelítették a magot. Ez valószínűleg igaz az uránra is. Másrészt, a radioaktív bomlás során az uránból kilépő lassú α -részek energiájából,

$$E_{\alpha} = \frac{2Ze^2}{r}$$

az következik, hogy azok a mag centrumától körülbelül 6×10^{-12} cm távolságból léptek ki. Vagyis *a radioaktív bomlásból számított magméret legalább kétszer akkora, mint amit az α -szórás mutat!*

Feltételezi tehát, hogy a mag központi, elektromosan töltött része ($+Ze$), amely a szórást okozza, alig feleakkora, mint a teljes külső zóna mérete [11, 370. old.], ahol elektromosan semleges szatellitiek mozognak n_i kvantumszámú pályákon. Rutherford elképzelését a 4. ábrán szemléltetjük.

Ilyen szatellit lehet például egy α -részecske, amelyhez erős kötésben két elektron is tartozik. A semleges szatelliteket a központi töltés vonzó, polarizációs hatás révén tartja kötésben. Ha valamilyen zavar hatására egy szatellit alkotó α -rész kilép a magból, a két elektron visszamarad, ezért a maradékmag töltése

kettővel csökken. A pályák kvantáltsága magyarázza, hogy a kibocsátott α -részek nagyon élesen meghatározott energiával rendelkeznek; a kvantumszám feles is lehet. Egy nehéz radioaktív mag több szatellitet is tartalmaz; így értelmezhetők a radioaktív bomlási sorok. Egy adott radioaktív sorozat tagjainak közös belső magja van: például Pb, Bi vagy Tl. Elképzelhető, hogy nem csak egyfajta szatellit van.

Következő cikkében [12] – a Bohr-féle „rég” kvantumelmélet alapján – már kvantitatív számítást végez a szatellitiek mozgására. Az r sugarú körpályán v sebességgel keringő m tömegű és a sugarú szatellitre a $+Ze$ töltésű mag által gyakorolt polarizációs vonzóerő [12, 583. old.]:

$$F = \frac{Z^2 e^2}{r^3} \frac{2r^2 - a^2}{(r^2 - a^2)^2} = \frac{2Z^2 e^2 a^3}{r^5} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{a^2}{r^2} + \dots \right).$$

Ha a/r kicsi, akkor az n kvantumszámú pályán egyensúlyi mozgást végző szatellit egyenletei:

$$mvr = nh,$$

$$\frac{mv^2}{r} \approx \frac{2Z^2 e^2 a^3}{r^5}.$$

Ezekből az egyenletekből a pályasugár:

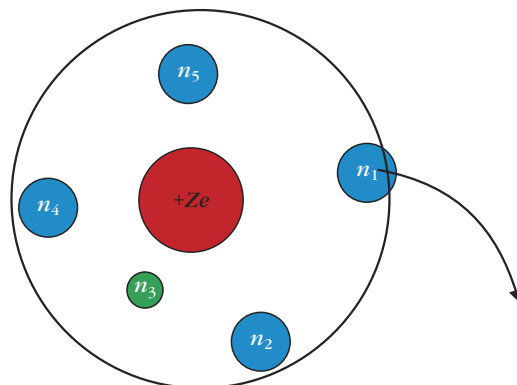
$$r = \frac{\sqrt{2} Ze a^{3/2} m^{1/2}}{nh}$$

és a mozgási energia:

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{n^4 h^4}{4 a^3 m^2 Z^2 e^2}.$$

Látható, hogy minél nagyobb egy szatellit kvantumszáma, annál kisebb sugáron és annál gyorsabban kering. Kilépéskor – a vonzó központ ellenében végzett munka miatt – az α -részecske ezen energia felével rendelkezik. A modell alapján számolt energiákat Rutherford összehasonlítja a kísérleti adatokkal és 1%-on belüli egyezést talál (5. ábra) [12, 589. old.].

4. ábra. A Rutherford-féle szatellit-modell szemléltetése. A központi $+Ze$ töltés (piros) körül semleges szatellitiek keringenek; a kékekből lesznek az α -részecskék, de más bomlás is elképzelhető (zöld).



1	2	3	4	5	6	7	8	9	
Element.	Atomic number.	Quantum number n .	Quantum number $n_1 = n + \frac{1}{2}$.	$Bn_1^4(1 - bn_1^2)$ for at. no. 84 in millions of volts.	$Bn_1^4(1 - bn_1^2)$ corrected for at. no. in millions of volts.	A corrected for at. no. in millions of volts.	Calculated energy of α -particle in millions of volts.	Observed energy of α -particle in millions of volts.	% Difference, Col. 8 & 9.
Uranium I	92	14	14.5	.295	.245	3.77	4.015	4.07	1.4
"	"	14.5	15	.337	.280	"	4.05	"	0.5
Uranium II	92	19.5	20	1.042	.873	3.77	4.64	4.64	0.0
Ionium	90	19	19.5	.944	.825	3.729	4.554	4.554	0.0
Radium	88	20	20.5	1.146	1.047	3.687	4.734	4.737	0.1
Radon	86	22.5	23	1.793	1.714	3.643	5.357	5.396	0.8
Radium A	84	24	24.5	2.283	2.283	3.600	5.853	5.910	0.5
Radium C	84	28	28.5	4.062	4.062	3.600	7.662	7.662	0.0
Radium F (Po)	84	22	22.5	1.644	1.644	3.600	5.244	5.224	0.4
Thorium	90	17	17.5	.618	.539	3.729	4.27	4.27	0.0
Radiorium	90	22.5	23	1.793	1.569	3.729	5.298	5.306	0.2
Radium X	88	23.5	24	2.111	1.931	3.687	5.618	5.598	0.4
Thoron	86	25	25.5	2.664	2.549	3.643	6.192	6.191	0.0
Thorium A	84	26	26.5	3.082	3.082	3.600	6.682	6.685	0.0
Thorium C	83	24	24.5	2.283	2.335	3.578	5.913	5.963	0.9
Thorium C'	84	30	30.5	5.239	5.239	3.600	8.839	8.825	0.2
Protoactinium	91	21.5	22	1.510	1.291	3.750	5.041	4.998	0.8
Radioactinium	90	24.5	25	2.471	2.168	3.729	5.897	5.871	0.5
Actinium X	88	23.5	24	2.111	1.931	3.687	5.618	5.610	0.0
Actinon	86	26.5	27	3.313	3.171	3.643	6.814	6.769	0.6
Actinium A	84	27.5	28	3.801	3.801	3.600	7.401	7.373	0.4
Actinium O	83	25.5	26	2.807	2.933	3.578	6.511	6.551	0.6

5. ábra. Rutherford számításai és a kísérleti adatok a különböző elemek bomlásakor kilépő α -részecskék energiájára [12, 589. old.].

Foglalkozik a lehetséges ellenvetéssel, hogy a jó egyezés a kvantumszámok nagy és feles értékeivel magyarázható; Rutherford erre vonatkozó gondolatmenetét a cikk 590. oldalán találhatja az érdeklődő olvasó. Egyes esetekben azonban eltérés is van a számított és a mért energiák között. A megoldást az újabb, pontosabb α -energiamérésektől várja. A 6. ábrán bemutatja az α -energiákból meghatározott kvantumszámokat a különböző α -bomló magokra [12, 594. old.].

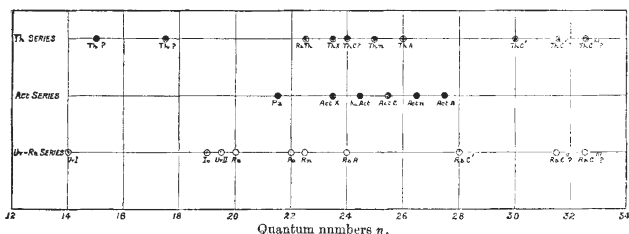
Megbecsüli a szatellitok méretét, $a = (6-7) \times 10^{-13}$ cm értéket kap [12, 595. old.].

Gondot okoz neki, hogyan értelmezze a pálya instabilitását, tehát a bomlások statisztikai jellegét. A régi kvantumelmélet erre nem ad magyarázatot. Ez a kérdés már Plancknál is felmerült. Ő úgy gondolta, hogy az emissziót létrehozó kauzális folyamatok olyan bonyolultak, hogy a törvényeik csak statisztikai módszerekkel kezelhetők [13, 180. old.]. Planck a kémiiai reakciók és a radioaktív bomlás lehetséges kauzális hátterére hivatkozott. De éppen ezek a jelenségek alkotják majd az új kvantumelmélet, a hullámmechanika próbakövét!

Rutherford próbálkozással (*by trial*) kifejezést kap a λ bomlásállandó n kvantumszámtól való függésére [12, 598. old.]:

$$\lambda = c e^{\alpha n^{3,6}},$$

6. ábra. Az α -energiákból meghatározott kvantumszámok különböző α -bomló magokra [12, 594. old.].



vagyis:

$$\ln \lambda = c + \alpha n^{3,6}.$$

ahol c és α egy-egy bomlási sorra állandó, viszont értékük bomlási soronként változik.

Így a Geiger-Nuttall-szabályhoz nagyon hasonló alakú összefüggéshez jut, de most a független változó a kvantumszám 3,6 hatványa. Azt azonban fentebb láttuk, hogy a szatellit mozgási energiája n^4 -nel arányos, tehát a vízszintes tengely közelítőleg az energiának tekinthető. Az urán- és rádium-sorozat elemeinek többsége csaknem az egyenes vonalra konvexen fekszik (7. ábra).

A szatellit-modell alapján Rutherford értelmezte ad a gamma-sugárzásra is: az α -részecske kilépésével megüresedik egy kvantumállapot. A többi szatellit átrendeződik, ami elektromágneses sugárzással jár (8. ábra) [12, 601. old.].

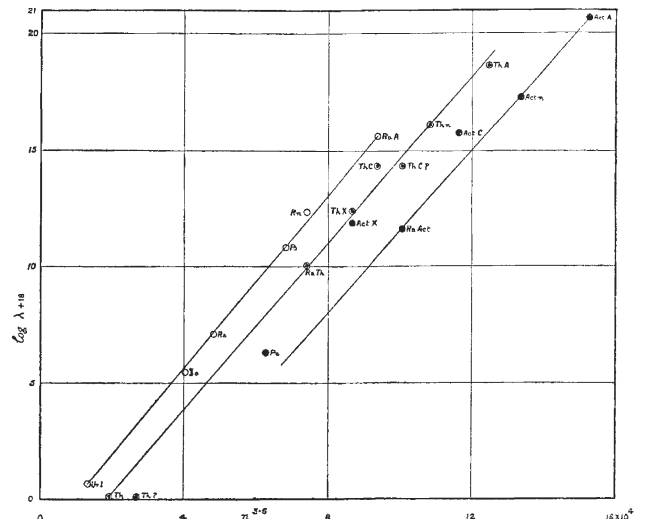
Becslést ad a semleges szatellitok által elfoglalt zóna belső, illetve külső határára [12, 603. old.]: $r = 1,5 \times 10^{-12}$ cm, illetve 6×10^{-12} cm.

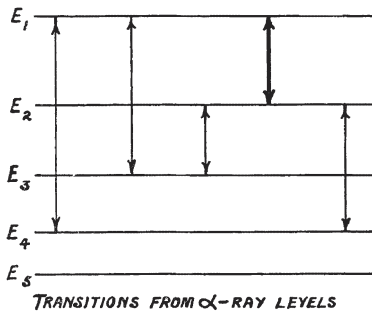
Egyes esetekben eltérés van a kísérleti adatok és az elméleti számítás eredménye között. A megoldást a pontosabb mérésektől és az új kvantummechanikától várja [12, 593. old.]:

– „We must await a solution of this problem based on the new mechanics.”

Tudja az irányt, amerre lépni kellene. Karnyújtásnyira van a helyes megoldástól, ami a gazdag munkásság jól megérdemelt megkoronázása lenne! A mű betetőzése mégis másokra vár, amire egy évet se kell várni.

7. ábra. A λ bomlásállandó logaritmus $n^{3,6}$ függvényében. A mozgási energia n^4 -nel arányos, tehát a vízszintes tengely közelítőleg az α -rész energiájának tekinthető [12, 598. old.].





8. ábra. A gamma-sugárzás keletkezési mechanizmusa Rutherford szatellit-modelljében [12, 601. old.].

Értelmezés az új kvantumelmélet (hullámmechanika) alapján, a cseppmodell születése

George Gamow a *Zeitschrift für Physik*hez beküldött cikkében [14] a hullámmechanikát alkalmazza az α -bomlással kapcsolatos tapasztalati tények – a λ bomlási állandó és az α -részecske energiája közötti kapcsolat – értelmezésére. Ez a gondolat forradalmi újítás Rutherford szatellit-modelljéhez képest. Gamow rögtön kvantitatív igénytel közelít a feladathoz. Először egyszerű, négyzetleges potenciálgát esetét mutatja be, majd rátér a realisabb potenciálokra, 9. ábra.

A számítás végén képletet kap a λ bomlási állandó energiafüggésére [14, 210. old.]:

$$\lambda = D \exp \left(- \frac{2 \pi \sqrt{2 m}}{h} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U - E} dr \right),$$

ahol a D tényező a magmodell tulajdonságaitól függ.

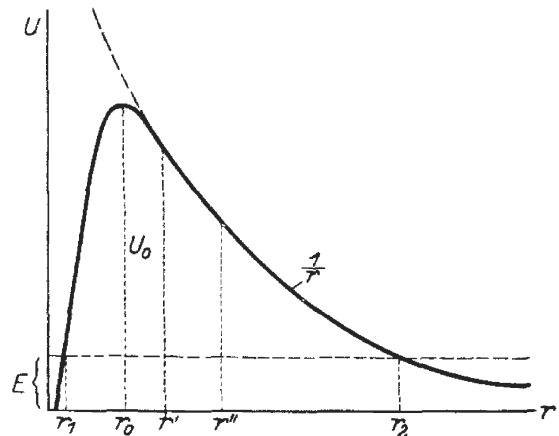
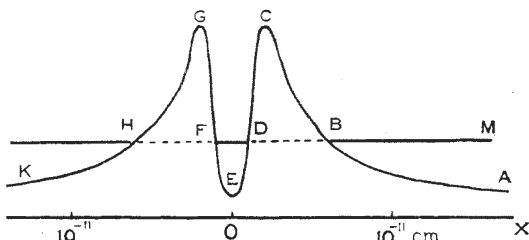
Gamow-val egyidejűleg Ronald W. Gurney és Edward U. Condon a *Nature*-ben rövid, kvalitatív gondolatmenetet közöl [15], amely szerint a radioaktív bomlás természetes következménye a kvantummechanikának:

– „disintegration is a natural consequence of laws of quantum mechanics.”

Van egy kicsi, de véges valószínűsége annak, hogy a DF pályán lévő részecske kijut a magból (10. ábra). A szerzők kiemelik, hogy ily módon értelmezni lehet a tapasztalati Geiger–Nuttall-szabályt is.

Gamow újabb cikkében [16] vizsgálja azt az r_0 kritikus távolságot, amelynél az $1/r^2$ -es taszító Coulomb-

10. ábra. Egydimenziós potenciálvölgy a radioaktív bomlás hullámmechanikai szemléltetésére [15].



9. ábra. A potenciál távolságfüggése a számításokhoz használt jelölésekkel [14].

tér és a belső magerő vonzó hatása éppen egyenlő. Ez a vonzás nagyon erősen változik a sugárral. Észreveszi, hogy a számított λ bomlási állandók csaknem tökéletesen egyeznek a kísérleti értékekkel, ha az r_0 a Z rendszám köbgyökével arányos [16, 806. old.]:

– „An almost perfect fit can be obtained if r_0 is taken to vary as the cube root of Z .”

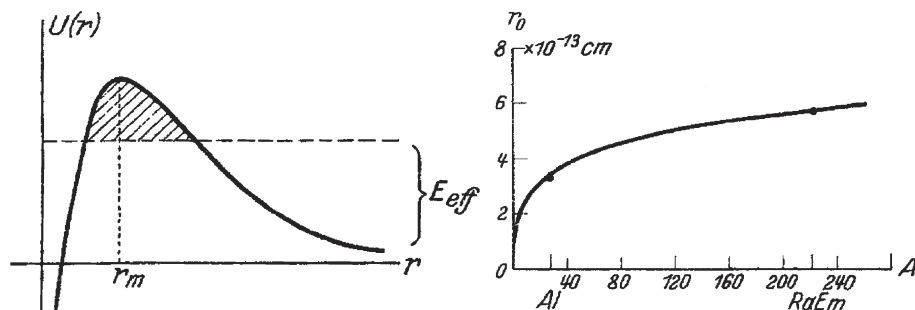
$$r_0 \sim Z^{1/3}$$

Itt találjuk először ezt a függést! (A kémiai rendszámot használja, mert a neutron még felfedezésre vár.) Ebből a függésből már következik, hogy a mag belső térfogata közelítőleg arányos a benne lévő α -részek számával.

Egy további közleményben *F. G. Houtermans*-szal közösen végzett számításokról számol be [17]: radioaktív elemek magsugarát határozta meg úgy, hogy megkövetelte a λ bomlási állandó kísérleti értékkel történő egyezését. Tehát ez egy új magsugár-meghatározó módszer. Az eredményeket a cikk 1. táblázatában közli (lásd 1. táblázat). A harmadik oszlopban a A de Broglie-féle hullámhossz értékét adja meg, mert különösen jelentőséget tulajdonít a kritikus sugárral való egyezésnek.

Még ugyanebben az évben számításokat közöl az α -sugarakkal létrehozható magreakciók kvantummechanikai leírásáról [18]. E munka különös jelentőségű, mert eddig a bomlás tárgyalása során csak a magból kifelé irányuló hullámról volt szó. De mi történik, ha a potenciálgát magasságánál kisebb energiájú részecske érkezik a maghoz? Gamow válasza: a beeső hullám egy része visszaverődik, más része behatol a magba

1. táblázat		
A Gamow–Houtermans-cikkben szereplő magsugár- és de Broglie-hullámhosszadatok [17].		
elem	$r_0 \cdot 10^{13}$	A
Ra Em	7,35	6,15
Th Em	7,25	5,74
Ac Em	6,63	5,50



11. ábra. A kritikus távolság (balra) és a kritikus távolság atomsúlyfüggése (jobbra) [18, 511. old.].

[18, 512. old.]. A potenciálmaximumhoz tartozó *kritikus távolságot* a munka közben többnyire r_m -mel jelöli (11. ábra, bal oldal), de a jobb oldali ábrán r_0 -val [18, 511. old.].

Itt a vízszintes A tengely kémiai atomsúlyt jelöl. A $RaEm$ -hoz tartozó r_m értéket a λ bomlási állandóból határozta meg [17], az alumíniumra vonatkozó értéket pedig Bieler [9] szórás kísérletei alapján. Úgy találja, hogy a görbe egy $A^{1/3}$ alakú függvényt írhat le; ez annyit jelent, hogy a mag térfogata közelítőleg a benne foglalt α -részek számával arányos. Ezért r_m -re a következő empirikus közelítést használja:

$$r_m = 1,21 \cdot 10^{-13} \times A^{1/3}.$$

1929-ben Gurney és Condon újra, az eddigieknél részletesebben áttekinti az α -bomlás kvantummechanikai leírását [19]. Kiemelik, hogy a hullámmechanika alkalmazása automatikusan, minden külön feltételzés nélkül, a bomlás *statisztikus* jellegére vezet:

– „The statistical nature of the quantum mechanics gives directly disintegration as a chance phenomenon without any special hypothesis.”

Szükségesnek tartják hangsúlyozni azt is, hogy – ellentétben a klasszikus fizikával – a kvantummechanikában nincsenek *biztos* állítások; többnyire *csak valószínűségeket tudunk megadni* [19, 128. old.].

1929. február 7-én Rutherford vitaülést szervez a Royal Society-ben az atommagok szerkezetéről [20]. Először Rutherford foglalja össze az eredményeket és a megoldatlan kérdéseket. Ezután a meghívott hozzászólók (Aston, Chadwick, Ellis, Gamow, Fowler, Richardson, Hartree) fejtik ki véleményüket. Témánk szempontjából Gamow és Fowler hozzászólását érdemes ismertetni. Gamow szerint alapos okunk van feltételezni, hogy az atommagokat alkotó α -részecskék valamennyien azonos kvantumállapotban vannak, hiszen a Bose–Einstein-statisztika vonatkozik rájuk, ezért a Pauli-elvvel nincs ellentmondás. Az α -részecskék ilyen együttesét, amelyet a távolsággal gyorsan változó, vonzó erők tartanak össze, úgy kezelhetjük, mint egy *vízcsepp*, amelyben a részecskéket a felületi feszültség tartja össze [20, 386. old.]:

– „Such an assembly of α -particles with attractive forces between them, which vary rapidly with the distance, may be treated somewhat as a small *drop of water*.”

Itt találjuk először a vízcsepp kifejezést és a cseppmodell első kvantitatív megfogalmazását! Közelítő

számítást végez, és összefüggést kap a cseppenergia és az α -részek száma között; a számítás eredményét Aston tömegspektroszkópiái mérései igazolják.

Ezekben az években a hullámmechanika, az elméleti fizikusok egy szűk körén kívül, szinte teljesen ismeretlen tudomány volt. Ezért Fowler hozzászólásában megpróbálja

magyarázni – kissé népszerűsítve – az új fizika lényegét [20, 387. old.]:

– „Whether we call them particles or waves is a matter of taste. It depends rather on the particular situation in which we find them.”

és:

– „You may say that any one of us present has a finite chance of leaving this room without opening the door.”

1930-ban Gamow részletesebb számításokat közöl arra az esetre, amikor a mag N_α számú α -részből áll [21]. Feltételezve, hogy a részecskék közötti vonzóerő

$$\frac{1}{r^n}$$

alakú, a mag r_0 sugarára a következő kifejezést kapja [21, 635. old.]:

$$r_0 = R_0 N_\alpha^{\frac{n-1}{3(n-3)}},$$

amely nagy n esetén – tehát erősen változó, rövid hatótávolságú erő esetén – az $N_\alpha^{1/3}$ alakba, vagyis a cseppmodell sugárképletébe megy át. Ez a munka tehát a *cseppmodell elméleti megalapozásának* tekinthető.

Ki volt az első? – történelmi „célfotó”

George Gamow, eredetileg Georgij Antonovics Gamov (1904, Odessza – 1968, Boulder, Colorado) jó módú értelmiségi család gyermeke. Hatéves korában izgalmas élményben van része: házuk tetejéről látja a Halley-üstökös! A forradalom és polgárháború idején a tanítás gyakran szünetel. Georgij segédkezik az élelem, víz és egyéb szükségleti cikkek beszerzésében, szabad idejében pedig differenciálegyenleteket és relativitáselméletet tanul. 1920-ban beiratkozik az odesszai Novorusszia Egyetem Fizika–Matematika Intézetébe. Itt jó matematikai alapokhoz jut. 1922-ben megtudja, hogy Petrográdban kiváló a fizikaoktatás. Rábészeli apját, és a családi ezüsből néhányat értékesítve, megváltja jegyét, és útra kel.

Matematikai tudása és jó fizika jegyei révén megkezdheti aspirantúráját (ez a mostani doktori iskolának felel meg). A pályázóknak kötelező a dialektikus

Zur Quantentheorie des Atomkernes.

Von G. Gamow, z. Zt. in Göttingen.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 2. August 1928.)

Göttingen, Institut für theoretische Physik, 29. Juli 1928.

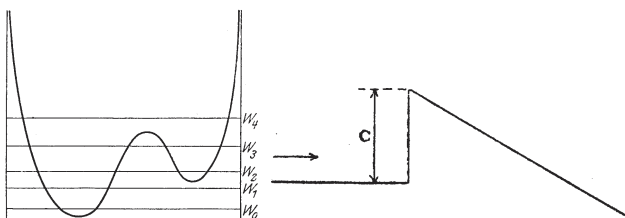
12. ábra. Gamow *Zeitschrift für Physik*ben publikált [14] cikkének fejléce, rajta az érkezés és a cikk vége a feladás dátumával.

materializmus és a világorradalom története kurzus is, amit éppen csak teljesít. Viszont nagy lelkesedéssel hallgatja *Alexander Friedmann* előadásait a relativitásról, az Univerzum tágulásáról vagy összehúzódásáról. Reméli, hogy a relativisztikus kozmológia területén végezhet kutatómunkát Friedmann mellett. Professzora korai halála miatt azonban ez nem teljesülhet. Néhány társával (*Ivanenko, Landau, Bronstein*) a kvantumfizika forradalmian új irányát igyekeznek követni. 1926 szeptemberben Ivanenkóval beküldenek egy kéziratot a *Zeitschrift für Physik*nek. Ezen tünteti fel először a nevét *w*-vel, hogy azt német nyelvterületen ne *f*-fel ejtsék [22, 8. old.]: – „The *w*, confusing the issue, originated from the fact that I first spelled my name in the Latin alphabet for a publication in German, where *v* is pronounced like the English *f*, and *w* like English *v*.”

1928-ban négyhónapos ösztöndíjhoz jut, így májusban Göttingenbe utazik, a *Max Born* által vezetett Elméleti Fizikai Intézetbe. Hamarosan felméri, hogy nincs annyira felkészülve, hogy a kvantummechanikai forradalom frontvonalába betörjön, ezért június közepén tájékozódni kezd az aktuális irodalomban. Már a legelső napon rátalál Rutherford szatellit-modelles cikkére, és azonnal rájön: a radioaktív atommagok tulajdonképpen *potenciálvölgyek*, amelyekből az α -részcskék a hullámmechanikának megfelelően, mintegy *alagúton* kijuthatnak! Munkához lát, és hat hét múlva – 1928. július 29-i dátummal – beküldi kéziratát [14], amely augusztus 2-án érkezik a *Zeitschrift für Physik* szerkesztőségébe (12. ábra).

Az első cikket továbbiak követik. Azonban augusztus végére pénze elfogy, készülődnie kell a hazatérésre, Leningrádba (1924 januárjában, *Lenin* halála után nevezték át Petrovádot). Útközben Kopenhágában felkeresi *Niels Bobrt*, akiben olyan jó benyomást kelt, hogy az nemcsak anyagi támogatást szerez neki további nyolc hónapra, hanem beajánlja az elmélettel szemben kissé bizalmatlan Rutherfordhoz is. Kopen-

14. ábra. A kétatomos molekula nívósémája (balra) és a hidegemisszió ábrázolása (jobbra) [25, 45. és 47. old.]. A W_2 és W_3 energianívók elektronjai alagúthatás révén egyidejűleg mindkét potenciálvölgyhöz tartoznak.



RONALD W. GURNEY.
EDW. U. CONDON.

Palmer Physical Laboratory,
Princeton University,
July 30.

13. ábra. Gurney és Condon *Nature*-be küldött [15] cikkük végén található beküldési dátum.

hágában barátkozik össze a nála néhány évvel fiatalabb *Teller Edével*. A további fejleményeket és Gamow életének kalandos epizódjait [22] és [23]-ban olvashatjuk. Itt csak egy magyar vonatkozást emelünk ki: amikor Gamowot meghívják professzornak a George Washington Egyetemre (1934), kiköti, csak akkor megy, ha Teller Edét is magával viheti: „Ez az ember mindent tud!” [Wikipédia].

Ronald Wilfred Gurney (1898, Cheltenham, Anglia – 1953, New York) 1926 és 1928 között ösztöndíjjal a Princetoni Egyetem Palmer Fizikai Laboratóriumában dolgozik és az α -bomlás értelmezése körüli elméleti nehézségekről. A Palmer könyvtárában felkelti figyelmét két cikk *Oppenheimertől*, illetve *Fowlertől*. Mindketten, egymástól függetlenül, kvantummechanikai értelmezést adtak a *Millikan* és *Lauritsen* által vizsgált jelenségnek, amelynek során hideg fémből elektromos tér hatására elektronok lépnek ki. Gurneynek az az ötlete támad, hogy a Coulomb-gáton történő α -bomlás is hasonló mechanizmussal történhet. Gondolatát először a régebben ott tartózkodó *Robertsonnal* közli, aki azonban csak felületesen futja át, és azonnal elhárítja a kissé gátlásos Gurney javaslatát.

Ekkor érkezik a laboratóriumba az amerikai Edward Uhler Condon (1902, Alamogordo, New Mexico – 1974, Boulder, Colorado). Néhány hét múlva a szerény, de makacs Gurney őt is megkeresi az ötlettel – ezt maga Condon meséli el és írja le egy későbbi alkalommal [24]. Condonnak tetszik az ötlet, és hamarosan kidolgoznak egy közelítő megoldást. 1928. július 30-án elküldik a levelet a *Nature* szerkesztőjének, ami megtalálható a szeptember 22-én megjelent cikk végén [15] (13. ábra). A fentiekből is látható, hogy a két felfedezés – Gamow, illetve Gurney és Condon felismerése – gyakorlatilag *ugyanakkor, egymástól függetlenül* történt.

Ezt a cikket egy részletesebb közlemény követi. Ezekkel és Gurney zaklatott sorsával kapcsolatban Condon fenti visszaemlékezésére utalunk. Itt hívjuk fel a figyelmet *Merzbacher* összefoglaló tanulmányára is [25], amely jó összefoglalását adja a hullámmechanika korai alkalmazásainak (kétatomos molekulák spektruma, téremisszió, radioaktív α -bomlás), 14. ábra.

Irodalom

1. Rutherford, E.: The Scattering of the α and β Rays and the Structure of the Atom. *Manchester Mem.* 55 (1911, March, 7th) 18.
2. Rutherford, E.: The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom. *Phil. Mag.* 6 Ser. 21 (1911, April/May) 669.
3. Rutherford, E.: The Structure of the Atom. *Phil. Mag.* 27 (1914, March) 488.
4. Darwin, C. G.: Collision of α -particles with Light Atoms. *Phil. Mag.* 27 (1914) 499.

5. Rutherford, E.: Collision of α -particles with Light Atoms. I. Hydrogen. *Phil. Mag.* 37(1919) 537.
6. Rutherford, E.: Bakerian Lecture: Nuclear Constitution of Atoms. *Proc. Roy. Soc. A97*(1920) 374.
7. Darwin, C. G.: The Collisions of α -Particles with Hydrogen Nuclei. *Phil. Mag.* 41 (1921) 486.
8. Chadwick, J., Bieler, E. S.: The Collisions of α -Particles with Hydrogen Nuclei. *Phil. Mag.* 42 (1921) 923.
9. Bieler, E. S.: The Large-Angle Scattering of the α -Particles by Light Nuclei. *Proc. Roy. Soc.* 105 (1924) 434.
10. Rutherford, E.: Scattering of α -Particles by Atomic Nuclei and the Law of Force. *Phil. Mag.* 50 (1925) 889.
11. Rutherford, E.: Atomic Nuclei and Their Transformations. *Proc. Phys. Soc.* 39 (1927) 359.
12. Rutherford, E.: Structure of the Radioactive Atom and Origin of the α -Rays. *Phil. Mag. Ser. 7.* 4/2 (1927) 580.
13. Planck, M.: *The Theory of Heat Radiation.* (Transl. M. Masius) P. Blackinton's Son & Co. (1914). Rövid magyar ismertetés: Angeli István: $e = h\nu$ – honnan tudta Planck, hogy éppen ez kell? *Fizikai Szemle* 72 (2022/1–2) 17.
14. Gamow, G.: Zur Quantentheorie des Atomkernes. *Z. Physik* 51 (1928) 204.
15. Gurney, R. W., Condon, E. U.: Wave Mechanics and Radioactive Disintegration. *Nature*, 122/3073 (1928) 439.
16. Gamow, G.: The Quantum Theory of Nuclear Disintegration. *Nature*, 122/3082 (1928) 805.
17. Gamow, G., Houtermans, F. G.: Zur Quantenmechanik des radioaktiven Kerns. *Z. Physik* 52 (1928) 496.
18. Gamow, G.: Zur Quantentheorie der Atomzertrümmerung. *Z. Physik* 52 (1928) 510.
19. Gurney, R. W., Condon, E. U.: Quantum Mechanics and Radioactive Disintegration. *Phys. Rev.* 33/2 (1929) 127.
20. Rutherford, E.: Discussion on the Structure of Atomic Nuclei. *Proc. Roy. Soc. A123* (1929) 373.
21. Gamow, G.: Mass Defect Curve and Nuclear Constitution. *Proc. Roy. Soc. A126* (1930) 632.
22. Gamow, G.: *My World Line. An Informal Autobiography.* The Viking Press, New York, (1970).
23. Hufbauer, K.: *Gamow Biographical Memoir.* National Academy of Sciences (2009).
24. Condon, E. U.: Tunneling – how it started. *Am. J. Phys.* 46/4 (1978) 319.
25. Merzbacher, E.: The Early History of Quantum Tunneling. *Physics Today* 55/8 (2002) 44.

A FIZIKA TANÍTÁSA

STROBOSZKÓPOS FÉNYKÉPEKKEL TÁMOGATOTT FIZIKATANÍTÁS AZ ADY ENDRE LÍCEUM FIZIKUMÁBAN

Bartos-Elekes István
Ady Endre Líceum, Nagyvárád, Románia

Mottó:

Gyermekszemmel a moziban, engem jobban érdekelt a hátrafelé forgó kocsikerék, mint a cowboyok barca.

Előzmények

A '70-es évek közepén két teljes tanévben fizikát tanítottam egy marokkói, francia nyelvű, arab líceumban. Hazafelé jövet, Spanyolországban az Altamira-barlang sok ezer éves falfestményeit csodálva, egy nyolclábú vaddisznóra lettem figyelmes (1. ábra). Rögtön beugrott a stroboszkópos képek alkalmazása a fizikatanításban. Már az elemiben és a középiskolában is foglalkoztam otthon elektronikával, mindenféle elektronikai eszközt

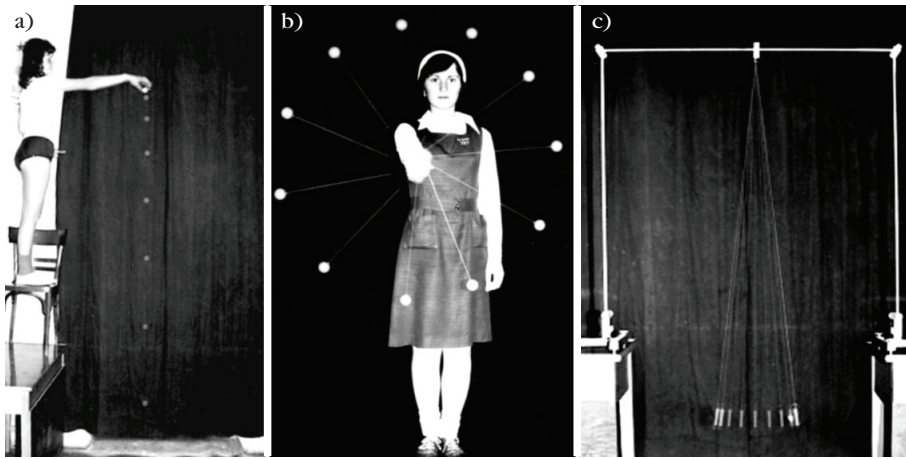


1. ábra. „Nyolclábú” vaddisznó.



Bartos-Elekes István a nagyváradi Ady Endre Líceum nyugalmazott fizika- és informatikatanára, kísérleti berendezéseket tervező és építő fizikus-elektronikus. A kolozsvári Babeş-Bolyai Tudományegyetem Fizika Karán végzett 1968-ban. 1974–76 között vendégtanár Marokkóban. 1987-ben tudományok doktora címet szerzett. Egy szabadalma alapján (1989) számítógép-vezérelt Fizikumot épített a Líceumban saját fejlesztésű mérőeszközeiből. 1991 óta szervezi a Schwartz-versenyt.

terveztem-készítettem, így a hazaérkezésem után azonnal egy egyszerű elektronikus stroboszkópot terveztem, és meg is építettem. Boldogan kattintgattam, mindent lefényképeztem, ami mozgott (2. ábra), de a képek nem feleltek meg a „Dolgozni csak pontosan, szépen, ahogy a csillag megy az égen, úgy érdemes”, általam szentnek tartott követelményrendszernek. *Továbbléptem.*



2. ábra. a) A pingponglabda szabadesése; b) körmozgás; c) egy kezdetleges fonálinga fényképe.

nes (EM) áramellátását, vagyis elindul a kísérlet is. Néhány villantás után meg kellene állítani a fényképezést, de ezt csak „a redőny állapota” alapján lehet elrendelni. Ha korlátozott ideig szándékoztunk fényképezni, akkor ez automatikus, ha nem, akkor csak kézzel zárhatjuk be a fényképezőgép redőnyét. Majdnem egy másodperc alatt így készült a 4. ábrán látható egyszpirines lemezjátszó. A névleges forgási sebesség RPM 33 (33 fordulat percenként), a záridő 1 s volt. E rendszernek számtalan

Kísérletvezérlővel kiegészített analóg stroboszkóp

Az akkori stroboszkópok villantásai a kísérlet indítási időpontjától függetlenül jöttek létre, ezért az első villantást szinkronizáltam a kísérlet indításának pillanatával, azaz maga a stroboszkóp indította el a kísérletet is. Másként szólva, szinkronizáltam a két folyamat indítási időpillanatait, ezután minden ment a maga, ellenőrizhetetlen útján. A kísérletnek „joga volt” ehhez, de az önjáró stroboszkóp villantási időközének pontossága, a villantási időköz szabályozásának finomsága, valamint a stabilitása sok kívánnivalót hagyott maga után. A 3. ábrán az 1977-ben megépített elektronikus stroboszkóp tömbvázlata látható, éppen egy szabadon eső golyót fényképezek vele. Az IFK-120 orosz villanócső, amikor a villantásvezérlőtől megkapja a gyújtóimpulzust a 650 V-ra feltöltött kondenzátor energiáját villantatja el (a gyártó maximum 300 V-ot ajánl, de én egy „kicsit” túlléptem). A teremben vaksötét, a fényképezőgép zárszerkezete már nyitva van. A villantásvezérlő egyúttal kikapcsolatja az elektromág-

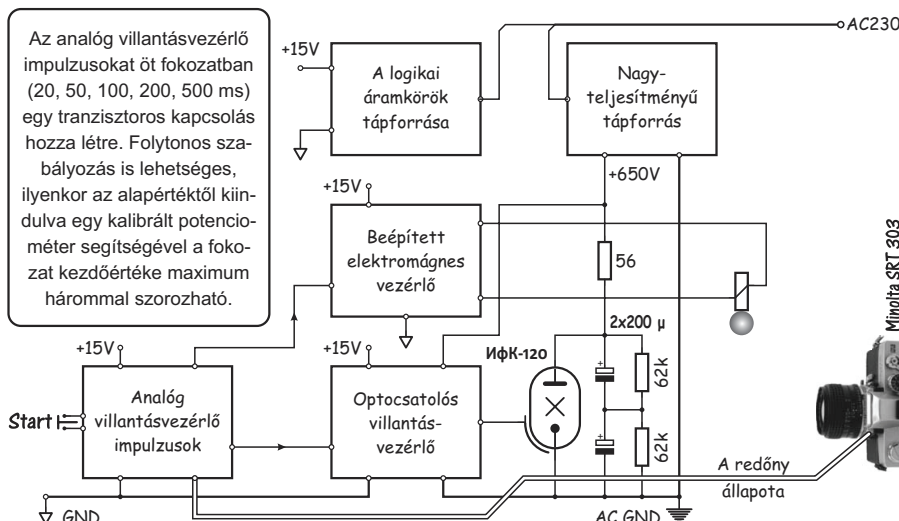
korlátja volt, mindenütt úgy tettünk, mintha az átmeneti idők végtelen kicsik lennének, pedig igencsak végek és főleg ismeretlenek voltak.

Számítógép-vezérelt stroboszkóp

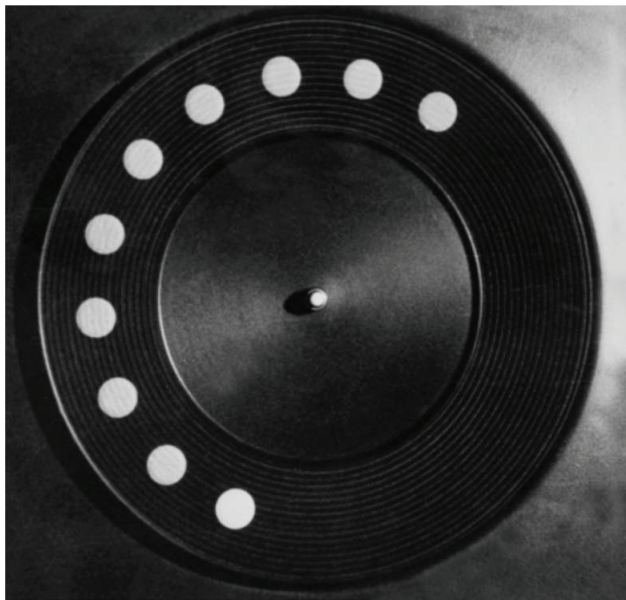
1987-ben sikerült létrehoznom, majd 1989-ben szabadalmaztatnom egy elektronikus interfészt,¹ amellyel kapcsolatot teremttem a már meglévő digitális eszközeim és a számítógép konzolja között. A PIO (Parallel Input Output, 5. ábra) hét kommunikációs csatornán, kétirányú, nyolcbites kapcsolatot hozott létre a kimenő és bemenő adatok, valamint a számítógép között. A Fizikum szinte minden kísérletét ezzel vezéreltem és dolgoztam fel, még az iskolacsengőt is a PIO kezelte. Sajnos, 2001 őszén a városi kábel-TV hálózatába villám csapott, annak hatása az interneten keresztül eljutott az iskolába is, így a mindig bekapcsolva tartott PIO a számítógéppel együtt tönkrement. A PIO építésekor nem lehetett beszerezni IC-foglalatokat, ezért nem sikerült megjavítanom. Áttertem a sokkal gyengébb lehetőségekkel bíró nyomtatóportokra.

Már a PIO létrehozásakor rájöttem, hogy mindent, ami a stroboszkóp belsejében számokkal leírható, ezután nem elektronikus, hanem szoftveresen fogok létrehozni. A nyereség óriási lett: kvarcalapú, egyetlen forrásból származó vezérlőóra jött létre, ennek 1 ms-os felbontású időpontjaihoz rendeltem minden vezérlési és követési eseményt. A vezérlőprogram egy Assemblyben írt „forgatókönyv” lett, amely 1 ms-os lépésekben vezérelte le az egész kísérletet és

3. ábra. Az analóg elektronikus stroboszkóp tömbvázlata.



¹Lásd: <http://fizikaiszemle.hu/extra/2022-07-BartosElekes-Istvan/elektronikus-interfesz>



4. ábra. RPM 33, $\Delta t = 110$ ms.

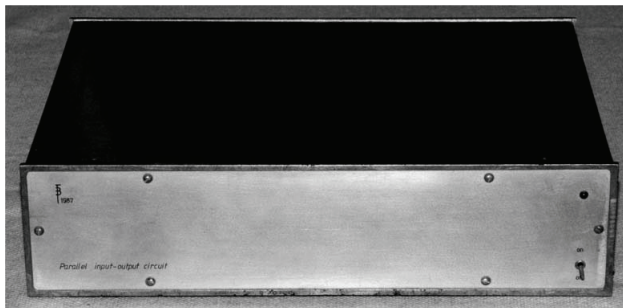


6. ábra. CNC stroboszkóp.

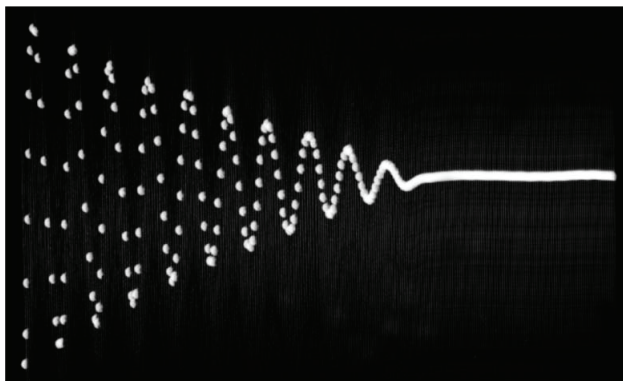
a fényképezést (6. ábra). Például, ha rájöttem, hogy az EM 8 ms-ig visszatartja a megfogott golyót, akkor az EM tápfeszültségének kikapcsolása után a villantást 8 ms-mal később kezdtem el. Megszűntek a kicsi, de ismeretlen idejű, eddig elhanyagolt „lazukálások”, *minden úgy folyt le, mintha végtelenül kis indulási és várakozási időkről lenne szó.*

Csak inyenceknek

Még maradt egy megmagyarázatlan fogalom: miért 1 ms, és az valóban mennyi? A számítógép időzítő óráját kezelő Intel 8254² áramkört átprogramoztam, vagyis módosítottam az eredeti 55 ms-ról a célnak megfelelő 1 ms-ra. Valójában 54,92542 ms-ról (hét számjegyű pontosság) 999,848 μ s-ra módosult. Ezzel az ütemvezérlővel a kísérlet aktív ideje csak 65,5 s lehet. Felborul az operációs rendszer „időérzéke”, mert a folytonos használat mellett egy számítógépi nap 24 órája



5. ábra. PIO – Parallel Input Output.



7. ábra. A rugalmas inga lecsengő rezgései. 250 felvétel, $\Delta t = 60$ ms.

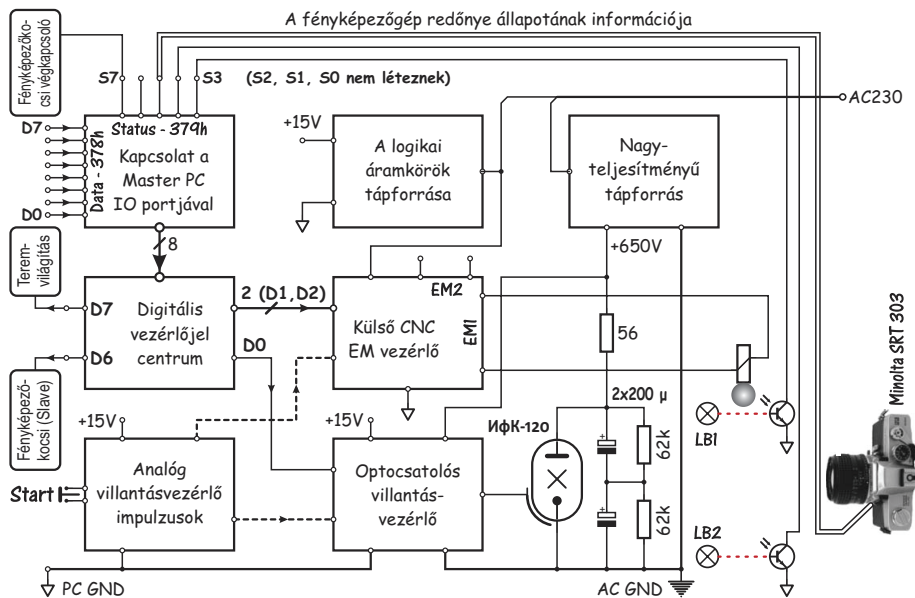
1571 s-ra (körülbelül 26 perc) csökkenne, de a helyes időpont a gép CMOS örökórájából mindig visszaállítható. Így a néhány másodperces kísérletek után mindig visszaáll a rendszeridő, de közben a CMOS órát jelzem ki. A felhasználó ebből semmit sem vesz észre.

Az 55 ms és az 1 ms részletesebb magyarázata. A belső kommunikáció megkönnyítésére a PC és minden periféria egy hét számjegy pontosságú kvarcoszcillátort (14,31818 MHz) használ, amelyet a régi gépekkel való kompatibilitás miatt elektronikus leosztanak 12-vel, majd szoftveresen 65536-tal osztanak tovább. Ebből jön létre a Tick = $1/(14,31818 \text{ MHz}/12/65536) = 54,92542$ ms. A 65536 helyett nullát írunk a 16 bites ciklusszámláló regiszterbe, azt csökkentve 65535-öt kapunk, onnan pedig 65535 lépés van a nullára csökkenésig, amikor összesen 65536 lépés után kilép. E számnak az 1193-ra való (jól átgondolt) átírásával változtattam meg az osztót, így kaptam meg a körülbelül 1 ms-ot, vagyis a 999,848 μ s-ot. A „forgatókönyv” számára átírtam az int 08h belső időzítő megszakítást, de minden más megszakítást letiltottam, és megkértem, hogy amikor „hivataltól” frissíti a belső időzítő óra Tickjét, egyben növelje az odahelyezett tizenhat bites StoboTick számlálót (0 és 65535 között) is. Egy csodálatos „toronyóra” keletkezett, amely a gépből mindenholnan látható, ez lett a „forgatókönyv” metronómja. A program ezután a StoboTick értékétől függően végzi el a kísérlet vezérlését és a villantások vezérlő impulzusainak létrehozását, mindent, ami egy fénykép elkészítéséhez szükséges. *Vigyázat:* létezik a delay(tms) parancs, de az vár a t idő elteltére, addig a gép halott! Itt nem felel meg!

Új lehetőség. A régi gépek nehezen bírták el a belső időzítő további gyorsítását, de az újak már elfogadják a 119-es gyorsító osztót is, így a Tick = 99,733 μ s, kerekítve 100 μ s lett. Rövidebb lett azonban a kísérlet aktív ideje is, az eddigi körülbelül 65,5 másodpercről 6,55 másodpercre csökkent, ami nem tenné lehetővé egy hosszabban lejátszódó jelenség teljes lefényképezését. A 7. ábrán a rugalmas inga lecsengő rezgéseinek összképe látható. A 15 másodpercnél is jóval hosszabb jelenségidő már nem lenne ellenőrizhető ezzel az új rendszerrel. A 16 bites StoboTick változó esetében a „forgatókönyv” hossza 65535 1 ms-os lépés, a 32 bites esetében pedig a forgatókönyv két milliárd feletti 100 μ s-os lépésből állhat. Át kellett volna alakítanom a 16 bites StoboTick számlálót 32 bitesre, de a 16 bites gépek Assembly-je nem tudta kezelni a 32 bites számlálót, azóta ez is megoldódott.

Pontosítás: a fenti „körülbelül 1 ms” azt jelenti, hogy a kívánt Δt villantási időköz értékét elosztom a kerekítetlen 0,999847746 ms-

²Lásd: https://en.wikipedia.org/wiki/Intel_8253



8. ábra. Számítógép-vezérelt elektronikus stroboszkóp tömbvázlata.

mal, a hányados adja meg a hét számjegyes pontosságú valódi villantási időközt. Legyen a kívánt $\Delta t = 123,4$ ms, ekkor a hányados 123,41879 lesz. A StroboTick a kerekített 123 Ticket számlálja, az időköz relatív felbontási hibája pedig 3,39% lesz. Ez bőven elhanyagolható a fényképezés tértorzításából eredő hibákhoz képest. A 119-es osztónál a tízszer nagyobb felbontás miatt (StroboTick = 1237), a hiba csak 0,242% lesz.

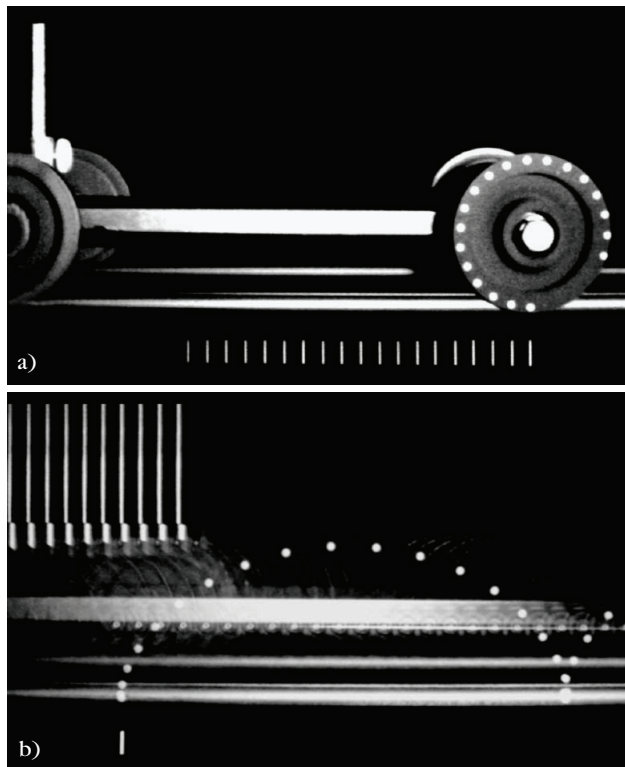
A CNC stroboszkóp tömbvázlata

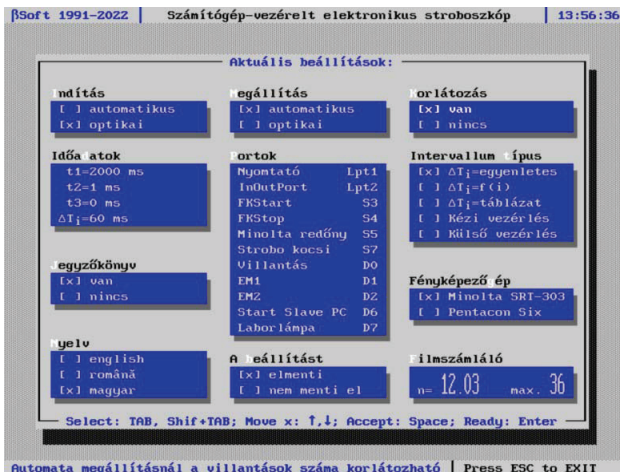
A számítógép-vezérelt stroboszkóp kialakításakor különösen ügyeltem arra, hogy a régi stroboszkóp továbbra is jól működjön „szólóban”, vagyis az egyszerű stroboszkópos bemutatók esetében is. Meghagytam a beépített Elektromágnes-vezérlőt, a CNC módban pedig egy külső egység, a CNC EM vezérlő vette át a helyét. A számítógéptől kapott vezérlőjellel a két EM külön-külön indítható, az indítások közötti időintervallumot az átírt belső időzítő szolgáltatja. Ez a két elektromágnes nagyon hasznos volt az ütközések fényképezésénél (lökő elektromágnesek). A 8. ábrán látható a CNC stroboszkóp tömbvázlata. Ez egy Master-Slave (MS) rendszer. Szinte minden megmaradt a régi változathoz, ami új, az a számítógéppel való kapcsolattartáshoz szükséges csatlakozások és elosztók. Egy PC-nek három printerportja lehet, de az alaplapi (LPT1) általában sokkal lassabb a kereskedelemben található profi printerportoknál. Mértem a válaszidejüket, és szerintem a legjobbat (Sunix 4018A) választottam ki, azt tettem az alaplapi, szabványos című 3BCh (LPT1) port mellé, ezt lett a LPT2, azaz a 378h alapcímű port. Az alapcímen (Data Port) levő portot vezérlésre, az eggyel nagyobb című port (Status Port) létező öt bitjét a nyomtató felől érkező információk értelmezésére használják, én itt a hardverinformációkat (start- és stopfénySOROMPÓ, a fényképezőgép redőnyének állapota, a fényképezőkocsi túlfutásának jelzése a végkapcsolójával) értelmezem

vele. A vezérlés bitjei a teremvilágítás kezelésére, a fényképezőkocsi indítására, a két fogó-elektromágnes ismert időközrel való kikapcsolására vannak. A két időköz a mechanikai egyenlőtlenégeket korrigálja, esetleg egy ismert időközöt hoz be. A vezérlés igen fontos feladata a villantások pontos létrehozása. A hardverinformáció legfontosabbika a fényképezőgép redőnyének állapota, mert a fényképezés végén a PC addig nem tudja bekapcsolni a teremvilágítást, ameddig a fényképezőgép nyitva van. A fénySOROMPÓK segítségével optikai képkivágást hozhatunk létre. Erre jellemző példa a körmozgás

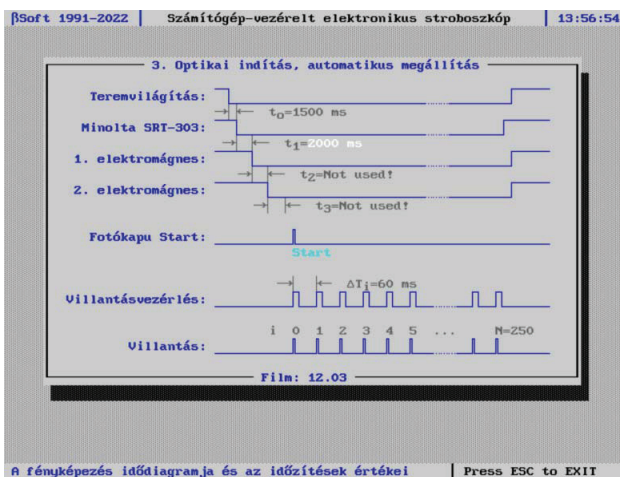
pályájának viszonylagossága. A sín alatt egy fehér ceruza van, mi azt szeretnénk, ha az érkező kocsin levő fehér petty éppen a ceruza fölé kerülne. Beállítjuk ezt a pozíciót, és egy fénySOROMPÓT helyezünk a kocsihoz rögzített fehér rúd elé. Amikor a felgyorsult kocsi a fénySOROMPÓHOZ ér, elkezdődik a 19 villantás, a ceruza egyre jobban balra távolodik, a petty egy körpályát ír le. Az álló megfigyelő pedig egy szép ívű cikloist lát (9. ábra).

9. ábra. a) A kerék peremén levő fehér petty pályáját ilyenek látja a kocsival együtt jobbra elmozduló megfigyelő. b) Az álló megfigyelő egy cikloist lát.





10. ábra. A vezérlőpult beállítási lehetőségei.



11. ábra. A fényképezés idődiagramja és az időzítések értékei.

A vezérlőpult

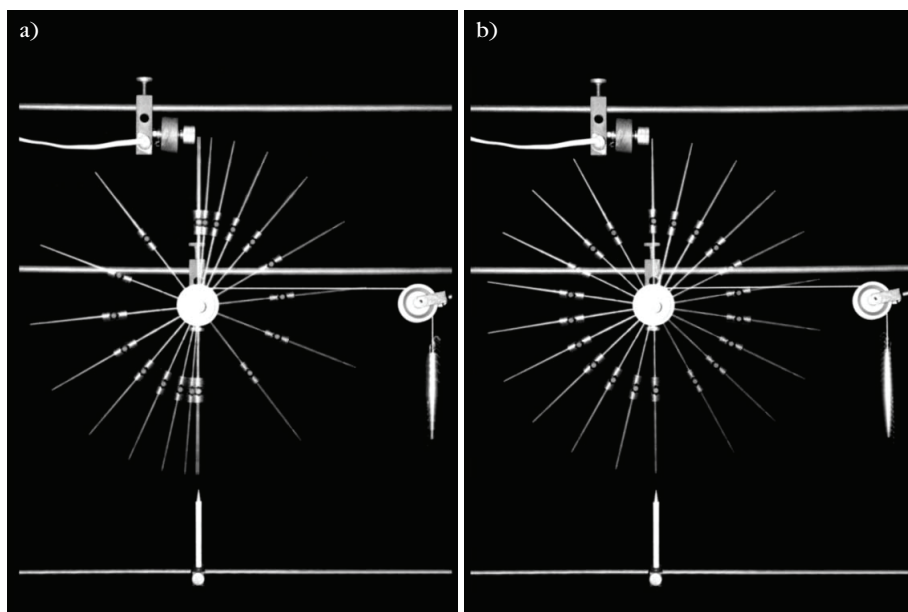
A fényképezéskor rengeteg paramétert kellene beállítanunk, ez szinte lehetetlen, ezért egy vezérlőpultot hoztam létre, ahova minden lényeges paraméter felkerült a szokásos értékekkel (10. ábra). Mindent át lehet írni, automatikusan lementődik (beállítható), és a következő felvételnél semmit, vagy csak alig valamit kell változtatnunk (11. ábra). Programozási érdekesség, hogy a program írásakor a grafikus felület nagyon lassú volt, ezért mindkét képet a szöveges képernyő teljes átírásával (80×30) hoztam létre. További érdekesség, hogy első lépésben a szöveges képernyő karaktereiről és színezéséről egy segédállomány készült, ame-

lyet azután a BMP kép vonalas szerkezetének megfelelő módon olvastam ki, természetesen figyelembe véve az átírt karakterek 8×16 pixeles byte-vonalas szerkezetét is. Valódi beállításokról van szó, a 7. ábrán látható rugalmas inga lecsengő rezgése felvétel készítésekor tárolt adatok alapján. A kettős kimentés teljes ideje 439 ms volt.

Állandó térközű fényképezés

A számítógép-vezérelt fényképezés bevezetésekor – és azóta is – csak az állandó időközű fényképezés terjedt el. A „toronyórás” időköz-generálási megoldásom tálcán kínálta a változó időközökkel való fényképezést, és egyben lehetőséget adott az időlupe létrehozására. A változó mozgásoknál, különösen az indulás körül olyan jelenségek dominálnak, amelyeket nem tudunk elkerülni, így a pályakép torzulást szenved. Csak ennyit tudunk mondani: „mintha nem egyenletesen gyorsuló lenne”. Ha az elképzelt mozgástörvény inverz függvénye alapján úgy számítjuk ki a villantási időközöket, hogy a megteendő utak egyenlők legyenek, akkor az esetleges egyenlőtlenség mértékéből következtethetünk a pályatorzulás okára. Egy jellemző példa látható a 12. ábrán. Első ránézésre az a) képen egy gyorsuló mozgást látunk. Miután az elektromágnes elengedte a rudat, a csigán átvett fonál végén levő nehezék forgatónyomatéka hatására a rendszer gyorsuló forgómozgásba kezd. A kép tíz, állandó időközű (50 ms) villantással készült, de csak nagyon nehezen vesszük észre, hogy az első két pozíció szinte egymásra került. A b) képen ugyanazt a mozgást láthatjuk állandó térközű fényképezve. Rögtön az elején észre vesszük, hogy ugyanannyi mozgásidő alatt egy kicsivel nagyobb szögutat tett meg, ez annak tulajdonítható, hogy az EM bizonyára

12. ábra. A merev test forgása állandó időközű (a) és állandó térközű (b) villantásokkal fényképezve. Az állandó térközű kép egyenesnek tűnik.



1. táblázat										
A 12. ábra képein rejlő fontos információk feldolgozásához szükséges adatok										
Az állandó időközű felvétel adatai						Az állandó térközű felvétel adatai				
i index	θ_i [Corel]	$\alpha = \theta_i - \theta_0$	$\sqrt{\alpha}$ [DEG]	τ_i [ms]	t [ms]	j index	θ_j [Corel]	$\alpha = \theta_j - \theta_0$	τ_j [ms]	t [ms]
0	89,90	0,00	0,00	50	0	0	90,70	0,00	–	0,0
1	89,25	0,65	0,81	50	50	1	77,05	13,65	150,0	150,0
2	85,30	4,60	2,14	50	100	2	60,65	30,05	62,13	212,1
3	77,40	12,50	3,54	50	150	3	43,80	46,90	47,68	259,8
4	65,55	24,35	4,93	50	200	4	26,45	64,25	40,19	300,0
5	49,70	40,20	6,34	50	250	5	9,30	81,40	35,41	335,4
6	30,00	59,90	7,74	50	300	6	351,6	99,10	32,01	367,4
7	6,20	83,70	9,15	50	350	7	334,2	116,5	29,44	396,9
8	338,7	111,2	10,55	50	400	8	316,3	134,4	27,40	424,3
9	307,6	142,3	11,93	50	450	9	298,5	152,2	25,74	450,0

másképpen fogta meg a rudat. Mint később kiderül, az EM sokáig tartotta vissza a rudat, ez az állandó időközű felvételen is jól látszik. A rövid idejű visszatartást csak az állandó térközű villantásokkal lehet kimutatni. Kíváncsi voltam a visszatartás idejére, ezért mindkét fénykép α [DEG] szögútját egyenként elemeztem, az eredményeket más adatokkal együtt az 1. táblázatban foglaltam össze.

A szögek méréséhez a CorelDRAW nagy pontosságú rajzolóprogramot használtam, amellyel a megfelelően kinagyított képeken ezredfoknyi szögműködés is látható, mérhető, beállítható. A függőleges kiindulási pozícióhoz viszonyítottam a különböző helyzetekig megtett szögutakat, és feltételeztem, hogy az elindulás után a mozgás mindkét esetben szigorúan egyenletesen gyorsuló. Nem ismerjük az EM visszatartási idejét (Δt), ezért bele vesszük a teljes mozgási időbe: $t = t_v + \Delta t$, ahol a t_v a rúd valódi mozgásidőjét jelenti. Feltételezzük, hogy a forgást leírhatjuk az egyenletesen gyorsuló mozgás képleteivel:

$$\alpha(t) = \frac{a}{2} t^2.$$

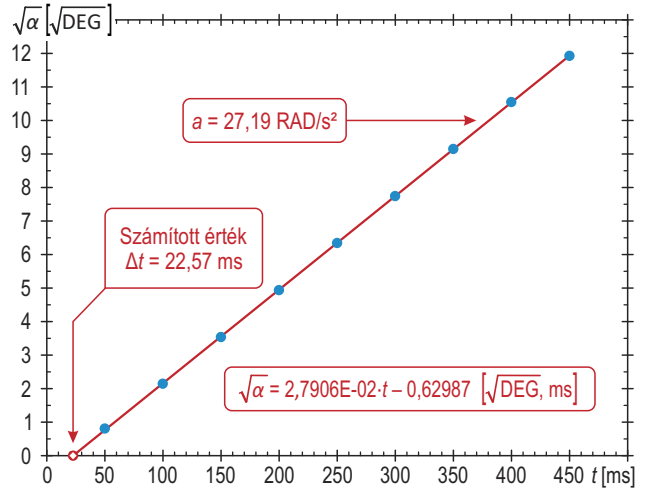
Ha az $\alpha(t)$ függvényt t^2 függvényében ábrázoljuk, akkor az egy egyenes, de nem megy át az origón, és a t -ben rejlő Δt információ elveszett a számunkra. Áttérünk a valódi mozgásidőre:

$$\alpha(t) = \frac{a}{2} (t - \Delta t)^2,$$

ez olyan, mintha ismernénk a Δt -t. Ha négyzetgyököket vonunk az egyenletből, akkor a t -ben elsőfokú egyenletet kapunk, a szabad tag pedig tartalmazza az ismeretlen Δt -t:

$$\sqrt{\alpha(t)} = \sqrt{\frac{a}{2}} t - \sqrt{\frac{a}{2}} \Delta t. \quad (1)$$

Ez egy egyenes (13. ábra), amely nem az origón megy át, éppen az EM visszatartó idejénél metszi az abszcisszatengelyt. Az (1) egyenlet numerikus formája a grafikonon látható. Az együtthatókból kiszámíthatjuk a gyorsulást ($a = 27,19 \text{ RAD/s}^2$) és az EM visszatartó idejét ($\Delta t = 22,57 \text{ ms}$) is. A módszer bő-



13. ábra. A szögút négyzetgyöke arányos az idővel, az egyenes irányítványozója pedig a gyorsulás mértékét jelzi.

vebb leírását lásd a *Fizikai Szemle* 2010. évi 6. számában³ és az egész osztállyal elvégzett laboratóriumi gyakorlat prezentációjában: *Fizikai Szemle – Mellékletek* 2018.⁴

Az állandó térközű felvételeket a mozgásfüggvény inverz függvénye segítségével hoztam létre. Kiszámoltam az egymás után következő τ_j időintervallumokat, amelyek alatt a már elért kezdősebesség birtokában a test ugyanakkora δ távolságokat tesz meg. Az első τ_1 idő alatt a gyorsulással megtett szögút:

$$\delta = \frac{a}{2} \tau_1^2. \quad (2)$$

A T idő alatt megtett $n\delta$ teljes szögútra is felírhatjuk:

$$n\delta = \frac{a}{2} T^2. \quad (3)$$

Összevetve a (2) és a (3) egyenletet, kiszámíthatjuk az első időintervallum értékét:

$$\tau_1 = \frac{T}{\sqrt{n}}. \quad (4)$$

Az n indexű utolsó τ_n intervallum alatt megtett δ szögútra is felírjuk az úttörvényt:

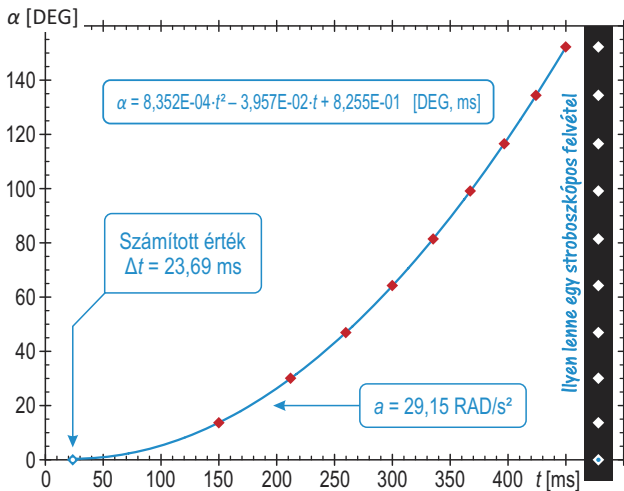
$$\delta = a(T - \tau_n) \tau_n + \frac{a}{2} \tau_n^2, \quad (5)$$

ahol az $a(T - \tau_n)$ az utolsó szakasz elejéig elért kezdősebességet jelenti. A δ -ba behelyettesítjük az (1) egyenletből kapott értéket, a T -be pedig a (4) egyenlet szerinti T értékét helyettesítjük be. A rendezés után egy τ_n -ben másodfokú egyenlethez jutunk:

$$\tau_n^2 - 2\tau_1\sqrt{n}\tau_n + \tau_1^2 = 0. \quad (6)$$

³Lásd: http://fizikaiszemle.hu/archivum/fsz1006/FizSzem-2010_06.pdf

⁴Lásd: http://fizikaiszemle.hu/uploads/documents/2018/11/bartos-elekes-istvan-a-szabadeses-kiserletes-tanitasa-a-nagyvaradi-ady-endre-liceumban-2018-november_15_17_25_1543501045.1085.pdf



14. ábra. Az állandó térközű fényképezés esetében az egyenletesen gyorsuló mozgás szögütvörvénye gyorsuló marad, de a megfigyelő egyenletes mozgásként látja.

A \pm -os két megoldás közül a negatív választjuk, mivel a pozitív a τ_n -re a T -nél nagyobb értéket kapnánk, ami lehetetlen. A rendezés után megkapjuk a τ_n értékét:

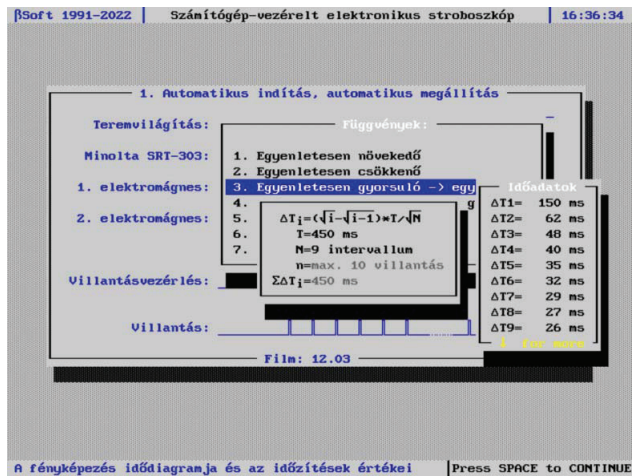
$$\tau_n = (\sqrt{n} - \sqrt{n-1}) \tau_1. \quad (7)$$

Bármelyik intervallum lehet az utolsó, azt jelöljük j indexszel. A τ_1 -be behelyettesítjük az (1) szerinti értéket, és megkapjuk a j indexű időintervallum-értéket:

$$\tau_j = \frac{\sqrt{j} - \sqrt{j-1}}{\sqrt{n}} T. \quad (8)$$

Az 1. táblázat τ_j [ms] oszlopába a (8) képlet szerint kiszámolt olyan egyedi időintervallumok kerültek, amelyek azonos δ szögutat eredményeznének, ha az

16. ábra. Számítógép-vezérelt fényképezőkocsi.



15. ábra. Az azonos térközű fényképezett forgómozgás idődiagramja a program ráírta az időzítéseket. Az időzítések csak egész számok lehetnek, ezért a program kerekítette.

elektromágnes nem tartotta volna vissza a rudat. A 14. ábrán az 1. táblázat második része alapján létrejött grafikon látható. Először meghökkentem, ugyanis ez egy másodfokú görbe – én pedig egy egyenesre számítottam –, amely az állandó térközű, tehát egyenletes mozgást hivatott bemutatni. Mégis minden rendben van! A mozgás ugyanaz maradt, ezt igazolja a másodfokú szögütvörvény, csak olyan időközben villantottam, amely a megfigyelőnek állandó térköz hatását keltette. *A mozgás maradt, csak más-ként látatjuk!* A grafikon jobb oldalán egy elképzelt stroboszkópos kép van, minden mérőpontot egy függőlegesre helyeztem és így egy elképzelt stroboszkópos képet alakítottam ki. A 15. ábrán a fényképezés előtti pillanatban létrejött idődiagram látható. Az elfogadás után végbemegy a fentebb leírt fényképezési processzus. Büszkén jelzem, hogy ez az ernyőkép az akkori adatok alapján, DOS alatti szöveges képernyőn jött létre, saját programmal mentettem ki BMP állományba.

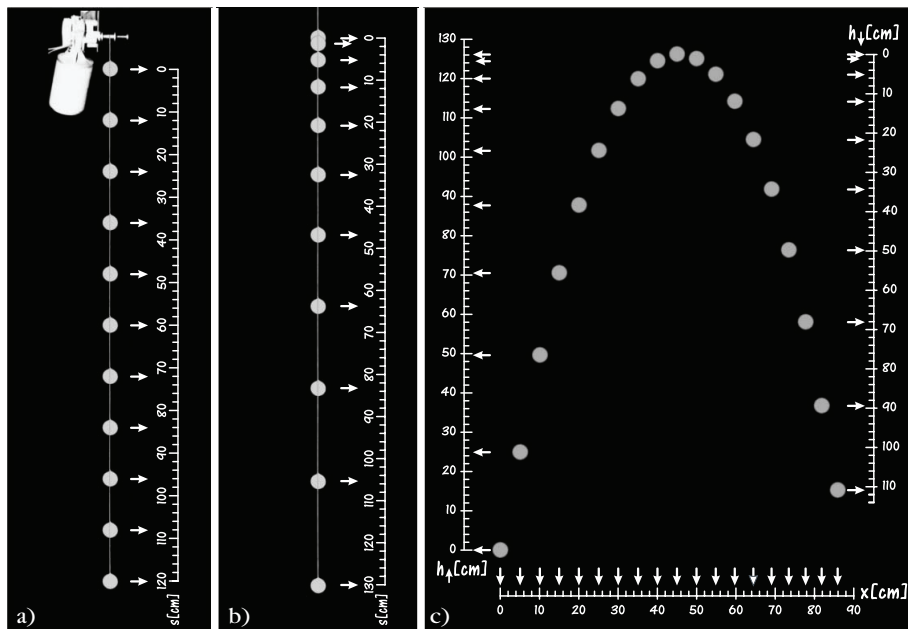
A fényképezőkocsi

A stroboszkópos fényképezés egyik legfontosabb kelléke a fényképezőkocsi (16. ábra). Szerepe abban áll, hogy a rászertelt fényképezőgép segítségével, megfigyelőként készítsen egy stroboszkópos felvételsort az általa „látott” mozgásról. A fényképezőkocsi mozgását a kísérlet levezérlő (Master) számítógép jelére egy másik számítógép vezérli Slave módban. Az optoelektronikai helyzetérzékelő információi alapján ez a PC biztosítja az egyenletes vagy

gyorsuló mozgást. A helyzet-érzékelő mintegy kétszáz pontban elemzi a kocsi helyzetét, és a tápfeszültség digitális változtatásával korrigálja azt. A robusztus ékpálya biztosítja a rezgésmentes mozgást, különben a fénykép összetöredezett lenne. Ez a kép egy régebbi változatot ábrázol, ugyanis egy elektronikai hiba miatt (a nyolcbites vezérlőkábel kihúzódott) a 12 voltos motor 25,5 voltos feszültséget kapott. A hiba elhárítása után a kocsit érintésmentesen a pályához kötöttem, onnan szinte le sem szedhető. A kocsit a végső állapotnál proporcionális fék és végkapcsoló várja, ami kikapcsolja a tápot, az csak a kiindulási pozícióba való állás után indítható újra. A fényképezőgépet egy ékpályás megoldás rögzíti a kocsihoz és három pontban rögzíthető. Az egyre nehezebb kocsit már nem bírta el a kis ablaktörlő motor, ezért finoman szabályozható gravitációs gyorsulást alkalmaztam. Az optoelektronikai helyzetérzékelő megmérte az elért gyorsulást is.

Néhány stroboszkópos fénykép az Ady egykori Fizikumában

A következőkben minden fejezetből kiemelek egy-két képet és azokat kommentálni fogom a fizikatanítás szempontjai szerint. A Fizikumban a 450×325 mm-es képeket használtam, a vízszinteseket és a függőlegeseket egyaránt házi szabványú, szakadásmentes, egymástól 250 mm-re levő lyukakkal láttam el. A lambériába 250 mm távolságra kicsi szegeket vertem, ahova egyaránt feltehettem mindkét típust. Egyszerre csak az egy-két témához tartozó képeket raktam ki, így az óra alatt hivatkozhattam rájuk.



17. ábra. a) Egyenesvonalú egyenletes mozgás; b) egyenletesen gyorsuló mozgás; c) valós ferde hajítás, jól látszik a légellenállás fékező hatása.

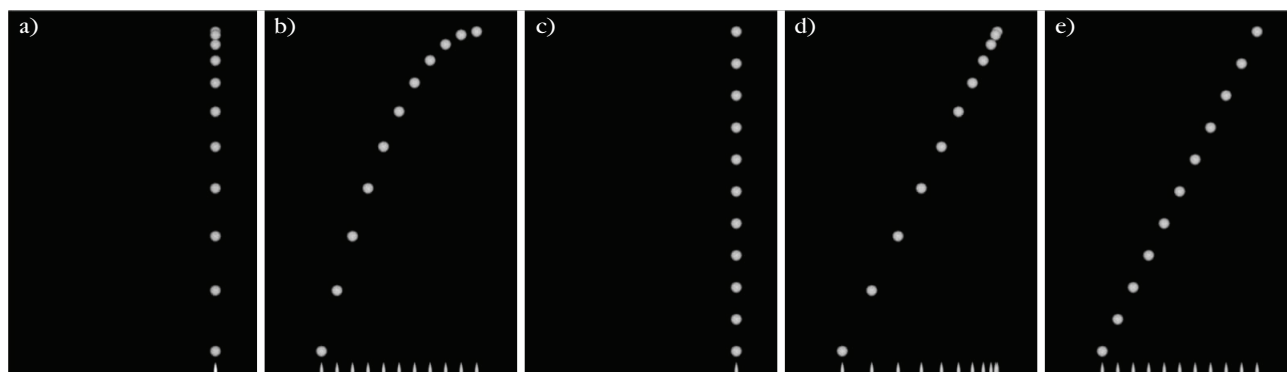
Klasszikus stroboszkópos képek

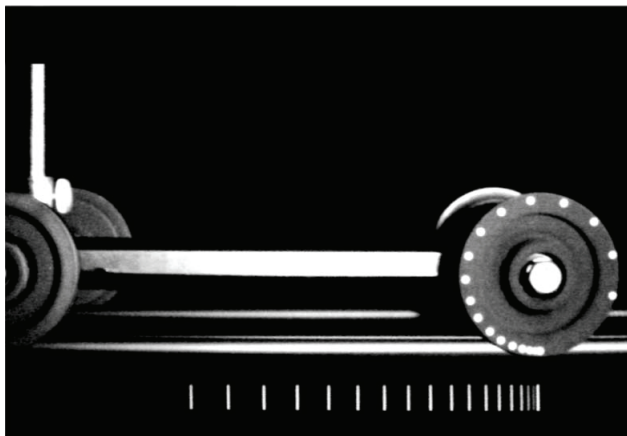
Ezek a képek (17. ábra) inkább csak a fogalmak tisztázására készültek, esetleg számításként szerepeltek az ellenőrző dolgozatok esetében. Nyilakkal jelöltem meg a függőleges és vízszintes pozíciókat, ezekből kiszámítható a sebesség, illetve a gyorsulás is. A valós ferde hajítás egy („százszor” elejtett) pingponglabda, amely úgy pattogott „ahogyan akart”. Akkor még nem volt meg a szinkronizálás a villantások és a kísérlet kezdete között. Itt látszik legjobban, hogy mennyire jó lett volna egy fotókapu, amelynek elmetszése után a pontosan kiszámított-kimért idő múlva jött volna az első villantás. Ferde hajításnak neveztem, de a pingponglabda valójában a nem ábrázolt asztalról pattant vissza, amely valahol a skála alatt volt, ezért töröltem ki.

A pálya viszonylagossága egyenesvonalú mozgásnál

Csak krétával tárgyalva, ez az egyik legnehezebben érthető fizikai fogalom. A mellékelt képsor (18. áb-

18. ábra. Öt módon fényképezett szabadesés. A földi referenciát csak az elmozduló megfigyelő látja „kerítésnek”.





19. ábra. A kerék peremén levő fehér petty pályáját ilyenek látja a kocsival együtt jobbra elmozduló megfigyelő.

ra) fényképezőkocsijának mozgását első látásra szinte mindenki hibásan válaszolja meg, nekem óriási előnyöm volt, mert emlékeztem a komplex kísérleti berendezésre, és tudtam, hogy merre mozdult el a fényképezőkocsi, különben én is hibáztam volna. A képek ugyanazt a szabadesést mutatják az álló – a), c) – és a jobbra elmozduló – b), d), e) – megfigyelő szemével. A „szem” egy professzionális fényképezőgép, amely egy számítógép-vezérelt fényképezőkocsiban van, és szinkronban mozog a szabadeséssel. A mozgása a b) képen egyenletes, a d) és az e) képen gyorsuló (nem tévedés!). Rögtön érthető lesz, ha a c) képet összevetem az a) képpel. Az a) képen a legklasszikusabb állandó időközű módon készített fénykép van, a c) képen a mozgásfüggvény inverz függvénye szerint kiszámított olyan időközökkel villantottam, hogy a megtett út állandó legyen. Ezt 1992-ben vezettem be, és állandó térközű fényképezésnek neveztem el az addig elterjedt állandó időközű fényképezéshez képest. Az e) képen a szabadesést egy egyenletesen gyorsuló kocsiból *állandó térközű* módon fényképeztem, így mindkét mozgás egyenletesnek látszik, pedig mindkettő egyenletesen gyorsuló mozgás!

A pálya viszonylagossága gyorsuló körmozgás esetén

A kocsi és a megfigyelő együtt mozog, mindkettő egyenletesen gyorsuló mozgásban vesz részt (19. ábra). Az első villantásnál a petty a földi referencia felett van. A következő villantásnál a fényképezőkocsi jobbra mozdult, a fényképezett kocsi is arra mozdult el, kereke pedig a pettyel együtt elfordult. A villantás a kocsi egyetlen pettyének új helyzetét fényképezi le, de az első megmaradt a filmen, a földi referencia felett. Ezután az egyre nagyobb sebességet elért kocsi és a fényképezőkocsi is nagyobb szögelfordulást és távolságokat tesz meg, a földi referencia pedig „lemerad” a fényképezőkocsitól. Az utolsó petty fényképe kicsivel „3 óra után” jön létre, de mind rajta vannak a filmen, hiszen a gép redőnye végig nyitva volt. Az első három petty képe torlódott a kis elmozdulás miatt. *Megállapítás:* a gyorsuló kiskocsi kereke peremén le-



20. kép. Lemezjátszó: $n = 45$ RPM; $\Delta t = 100$ ms.

vő *egyetlen fehér petty* pályáját a gyorsuló kocsival együtt, jobbra elmozduló megfigyelő *egyenletesen gyorsuló körmozgásnak látja*.

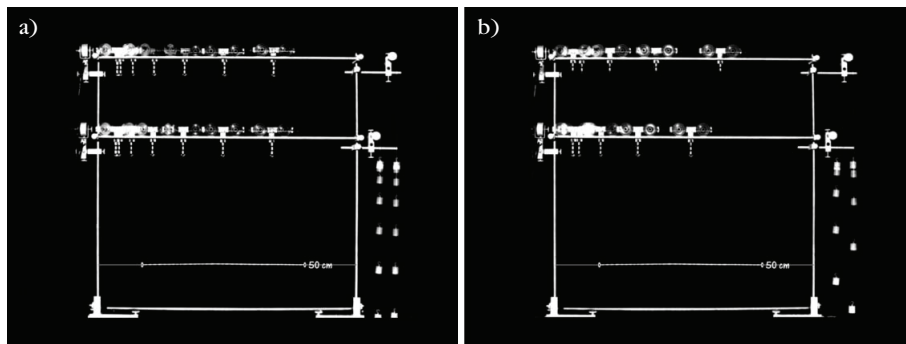
Körmozgás

A lemezjátszó korongjára radiálisan két aszpirint helyeztem (20. ábra). A felgyorsult korong stroboszkópos fényképezését egy fénysorompó indítja el egy fekete szigetelésű dróttal, amelyet a korong aljára ragasztottam, a képről pedig kitöröltem. Az igényes lemezjátszó az eléggé pontos hálózati 50 Hz-es frekvenciát használja a korong forgási sebességének beállítására. A korong oldalán a két sebességnek (33 és 45 RPM) megfelelő számú, 2-3 mm-es kidudorodás van. A helyes fordulatszám bal alsó sarokban levő villogó LED állónak láttatja a fordulatszám megfelelő kidudorodás-csíkot. A két aszpirin kerületi sebessége igen különböző, de a szögsebességük, azonos. Mivel ma már nem divat a lemezjátszó, pedig hangminősége utólréhetetlen, engedték meg nekem egy érdekes konstrukció fizikai bemutatása. A tűnyomás szabályozására a kar túlsó végén egy elfordítható ellensúly van, amellyel beállítják a 0,5–1 g-os tűnyomást (az egyszerű lemezjátszóknál ez 10 g körül van, vagyis felszántja a hanglemezt). A barázdák miatti súrlódási erő és a tűnyomás eredője befelé mozdítaná el a kart, ami aszimmetriát okozna a csatornák között. A beállító etalon üveglemezen a kar „korcsolyázna” (skating). Az anti-skating rendszerben egy finom selyemzsinór végére egy nehezéket helyeznek, amely a karon átvetve, kiegyenlíti a befelé húzó erőt. Még egy érdekesség: 1975-ben egy valóban professzionális lemezjátszóbetét drágább volt az én akkori négyéves Renault 16TS autómnál.

Az anyagi pont tehetetlensége

Amennyiben a kiterjedt test nem forog, úgy alkalmas az elmozdulással szembeni tehetetlenség bemutatására. A 21. ábrán két kísérlet stroboszkópos képe látha-

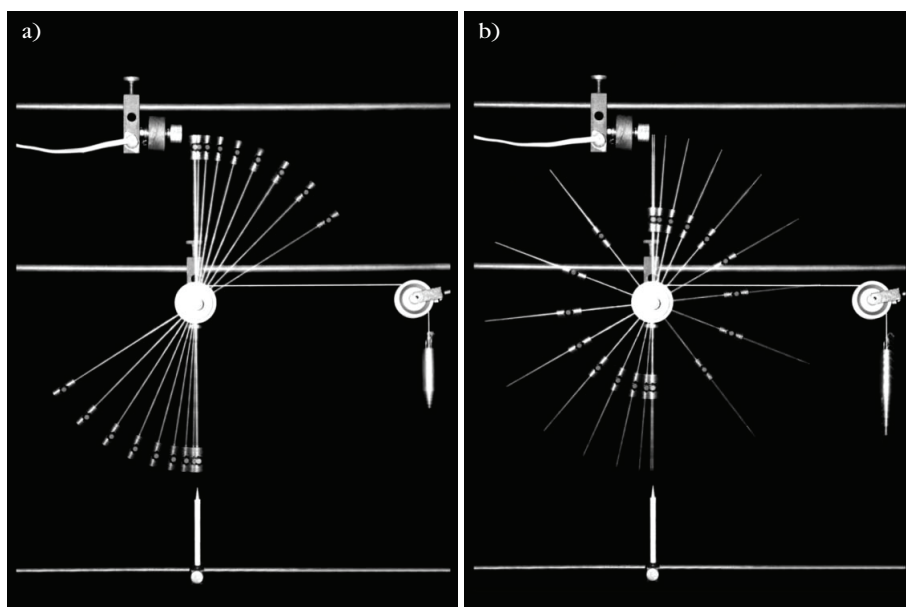
tó. A kocsik tömege azonos. Az a) képen a két kocsin levő ólomnehezékek száma megegyezik. Jól látszik, hogy az azonos húzóerő hatására, ugyanakkora gyorsulást érnek el. Az alsó kocsin – b) kép – három, a felső kocsin csak két ólomnehezék van. Együtt indulnak, de a nehezebb kocsi kevésbé gyorsul. A felvételek klasszikus stroboszkóppal készültek, így nem volt lehetőség az elektromágnesek szinkronizálására. Az emberi szem tökéletesen megjegyzi a felvillant kép helyzetét, ezért csak az utolsó képet villantottam, így könnyen megállapítható volt, hogy melyik EM késik.



21. ábra. Az elmozdulási tehetetlenség bemutatása.

A merev test tehetetlensége

Nehezebben elfogadható fogalom, bár a mindennapokban sokszor találkozunk vele. A 12. ábrán levő két kép az állandó térközű fénykép magyarázatához készült, ekkor még nem is hallottunk a tehetetlenségről. A 22. ábra két képe éppen a merev test tehetetlenségét mutatja be. A két képen ugyanaz a rúd szerepel, ugyanakkora nehezékekkel, de a b) kísérletben a nehezékek közelebb kerültek a forgástengelyhez, így csökkent a rendszer tehetetlensége, mozgási energiáját megtartva sokkal gyorsabban fordul el. Ugyanezt teszi a műkorcsolyázó, amikor a forgástengelyre „csomagolja” magát, és a forgása felgyorsul. Hajlamosak vagyunk azt remélni, hogy a szögutak arányából kiszámítható a tehetetlenségi nyomatékok aránya. Igen, de helytelen eredményre jutnánk, mert az 1. táblázat szerint az ugyanannyi idő alatt megtett szögutak különbsége 6,73%, mert másodjára a rúd másként válik el az elektromágneستől.



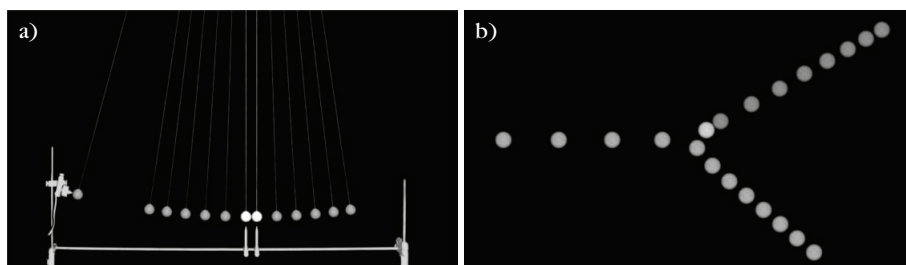
22. ábra. A merev test tehetetlensége erősen függ a tömegeloszlástól.

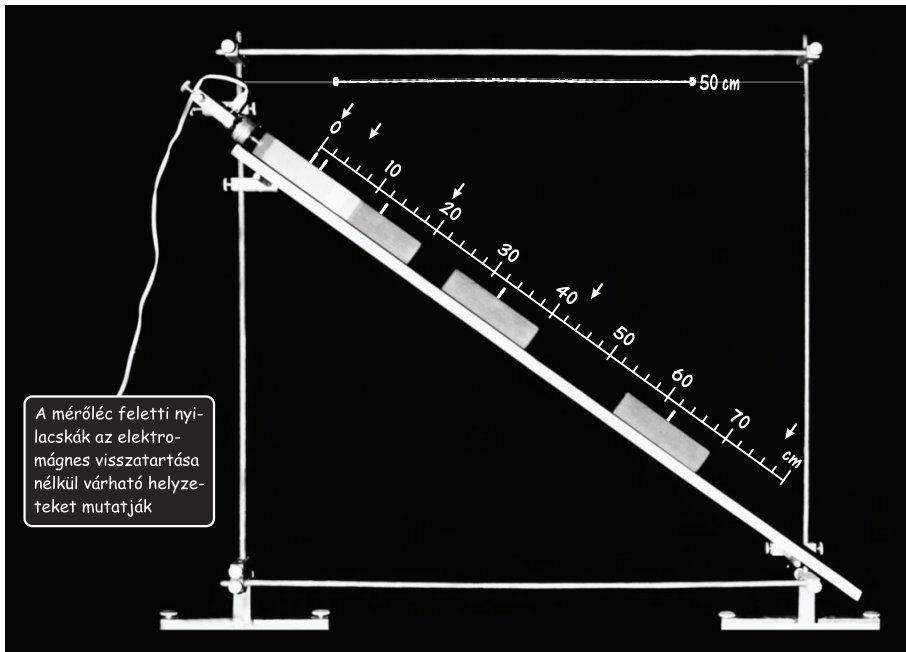
Rugalmas ütközés

Az ütközések fényképezése igen nehéz, mert a háttér a golyónál sokszorosán több fényt kap, így igencsak gyengül a fénykép kontrasztja. Ráadásul az elkerülhetetlen különböző sűrűlódás és a golyók nem centrális ütközése miatti forgás erősen torzítja a ké-

rafizikában bemutatott, egyszerűsített jelenségeket. A 23. ábrán két kép van: az a) kép az acélgolyó szinte tökéletes (centrális) rugalmas ütközése, a b) képen pedig látszanak az említett elkerülhetetlen jelenségek (különböző sűrűlódások és a nem centrális ütközés). Az ingák szinte tökéletesen rugalmas ütközését jól igazolja a kilengések majdnem teljes szimmetriája, a meglökött inga csökkenő sebességét pedig nem a légellenállás, hanem a gravitációs térben való mozgás okozza. Az inga negyedperiódusának értéke: $T/4 = 781$ ms. Érdekesnek tűnik az ingás ütközés eredeti kommentje: a bal oldali inga golyója centrálisan ütközik a nyugalomban levő ingával, majd megáll. A má-

23. ábra. A fonálingák acélgolyóinak szinte tökéletes ütközése és az elefántcsontgolyók jellegzetes ütközési villája.





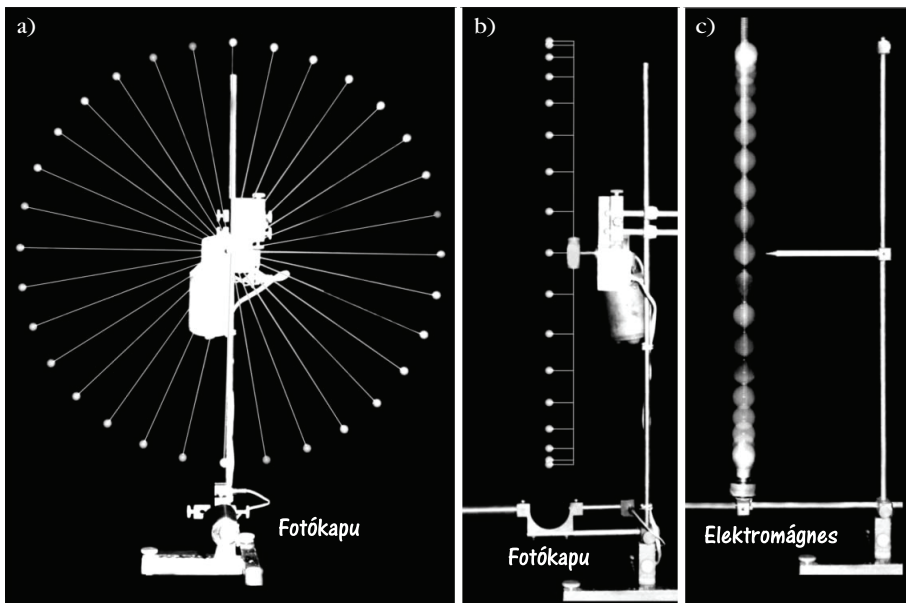
24. ábra. Amikor az EM tápját kikapcsoljuk és elsőt villantunk, a fahasáb elindulhat a lejtőn, de az EM remanenciája és a tapadási súrlódás miatt késik (5 villantás, $\Delta t = 250$ ms).

sik kis impulzusvesztéssel megy tovább (12 villantás; $\Delta t = 481$ ms + 10×60 ms). A $\Delta t = 481$ ms első intervallumra azért volt szükség, hogy előkészülhessünk a következő, „tisztá”, kétszer öt, egyenként 60 ms-os időközű villantásra. *Nincs valami hiba a számolásban? A különböző fehérségű ingagolyók miről tudósítanak minket?*

Mozgás a lejtőn

A középiskolai fizika legelcsépeltebb feladata. Öndicséret: gyalázat – tartja a régi szólás, de nem tudom kihagyni, mert 1981-ben, a Jászvásári Egyetemen tar-

25. ábra. A körmozgás és a rezgőmozgás „erőltetett” kapcsolata. A körmozgást (a) a mozgás síkjából nézve (b) a rezgőmozgáshoz (c) hasonló mozgást látunk.

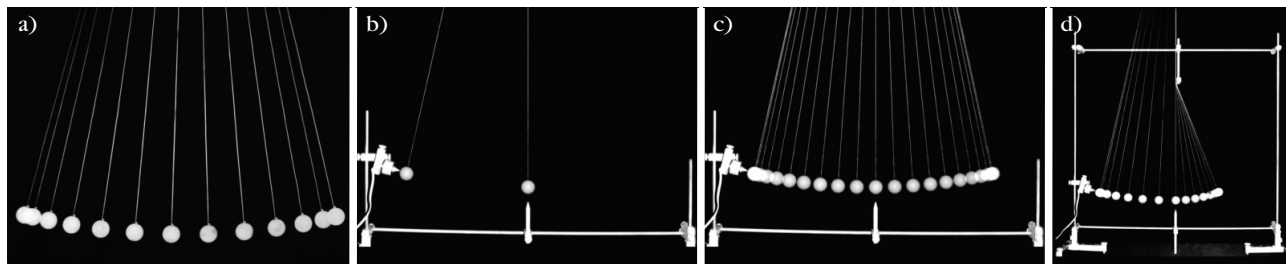


tott tudományos konferencián a zsűri elnöke a következő szavakkal illette képemet: „Numai acum îmi dau seama câte gogoașe vindem noi studenților noștri!” Ami szabad fordításban így hangzik: csak most jöttem rá, hogy mennyi valótlanúságot tanítunk az egyetemistáinknak! Én kísérletileg, stroboszkóppal mutattam be, és az írásvetítőre (akkor az volt a maximum) azonnal fel is tettem egy régebbi 24×18-as fényképfóliát. Az ominózus mondat akkor hangzott el, amikor a második fóliát tettem fel, amelyre már skálát is rajzoltam, és megjelöltem a fadarab krétafizika szerinti pozícióit. Ez a kép van a 24. ábrán. Az iskolai fizikában két lényeges jelenség marad ki: az elektromág-

nes visszatartási ideje és a tapadási súrlódás, mi pedig csak a csúszási súrlódással számolunk. Ezt a képet már számítógéppel dolgoztam fel, ugyanis a váradi XXVI. Schwartz Emlékverseny adatfeldolgozási próbájának kísérleti feladata volt. A jászvárosi professzor szavai 35 év után is beigazolódtak, mert nemzetközi mezőnyből senki sem tudta megoldani a feladatot, mindenki egyenletesen gyorsuló mozgást képzelt el – hiszen ezt sulykolták beléjük –, pedig az EM visszatartása szabad szemmel is látható volt. *Az iskolai kísérletek hiánya miatt nem vették észre, hogy a kapott képen az első térköz jóval kisebb a parabolának megfelelőnél.*

A kör- és a rezgőmozgás kapcsolata

Miért mondjuk egy inga lengéseire, hogy az harmonikus rezgőmozgás? Miért kell nagyon kis szögamplitúdóval mérni az inga periódusát, pedig úgy tanítjuk, hogy a periódus független a szögamplitúdótól? A csupán hasonlósági alapon levezetett képleteink létrehozásánál a pálya síkjából megfigyelt körmozgást vesszük figyelembe, az pedig bármekkora sugarú kör esetében ugyanolyannak látszik (25. ábra). Diákkoromban a mindennapok „harmonikus” fogalma engem még jobban összezavart. Hogyan lehet egy meghatározás alapja egy



26. ábra. Ingaképek. a) Klasszikus felvétel; b) a CNC felvétel előkészítése; c) jól sikerült CNC inga; d) megakaszott inga.

látszólag „értelmetlen” kijelentés, amelyben a visszaállító erő arányos és ellentétes irányítású a kilengéssel. Milyen alapon jelenti ki ezt a tanár? Tanárként így szoktam kezdeni a rezgések és hullámok fejezetet, de megígérem, hogy egy fizikakörön válaszolok a zavaros kérdésekre. A *Fizikai Szemle* 2016. évi 7–8. számában⁵ is megtalálható a bő válaszom.

Mechanikai rezgések

A 26. ábra négy képén mutatom be az ingafelvételeim fejlődését. Az elsőt, a 2. ábrán láthatót kihagyom, mert arról csak én tudom, hogy mit ábrázol. Az ingamozgás az egyik legnehezebben fényképezhető jelenség, mert „saját jogon” leng és nagyon nehéz szinkronizálni a villantásokat. A 26.a ábrán látható felvétel minden jellegzetes hibát tartalmaz. Hiányzik a nyugalmi helyzet, nem szimmetrikus az elképzelt nyugalmi helyzethez képest, a jobb oldali részből hiányzik a befejezés. A 26.b ábra a számítógép-vezérelt fényképezés előkészítését mutatja. Legelőször meghatározzuk a fonálinga lengési idejét az első negyedperiódus alapján (2 villantás; $\Delta t = 616$ ms). Valójában egy szuperérzékeny fénySOROMPÓVAL⁶ határoztam meg az inga indulását és számtalan próbálkozással azt a Δt időt, amely alatt eléri a nyugalmi helyzetbe állított referenciát, ekkor villantottam egyet. A számítógép visszacsatolta az EM-et, az megfogta az ingát. Ha a lengési sítot jól állítottam be, akkor a megérkezés után az inga golyója többé nem „mocorgott” (az EM vége kúp alakú). A nyíl-gombokkal addig növeltem-csökkentettem a Δt időt, ameddig biztonságos lett a negyedperiódus értéke. A mozgásidőt (ez a valódi negyedperiódus) a fénySOROMPÓ metszésétől a második villantásig mértem. A 26.c ábrán a szép CNC ingakép látható (21 villantás, $\Delta t = 61,6$ ms). A 26.d ábrán egy megakaszott inga képe van. Az előbbi módszerrel kimértem az első negyedperiódus idejét, azt hét intervallumba osztottam, ezután felszereltem a blokkolót. Most a kis inga periódusát kellett meghatároznom. Egy fénySOROMPÓT helyeztem a nyugalmi helyzetbe, amelyet az inga elmentett a megérkezéskor, majd a visszajövetelkor újból elmentette. Az időköz majdnem egy kis fél periódus, a „majdnem” a cérna vastagságát jelzi. Ezt

nem számítottam bele, hiszen a rendszer felbontóképessége miatt úgysem lehetett volna értékelni. 1992-ben bemutattam a paksi Fizikatanári Ankéton, majd a '94-es debrecenin díszként állítottam ki. Marx György rákérített a megoldásra, elmondtam, hogy kétszer hét időintervallummal fényképezek, ezeket előre bemérem. Megtetszett neki, és feltetette a *Fizikai Szemle* címlapjára.⁷ Más neve alatt jelent meg, de később helyreigazítást közöltek.

A rugalmas inga lecsengő rezgései (román terminológia szerint lineáris oszcillátor)

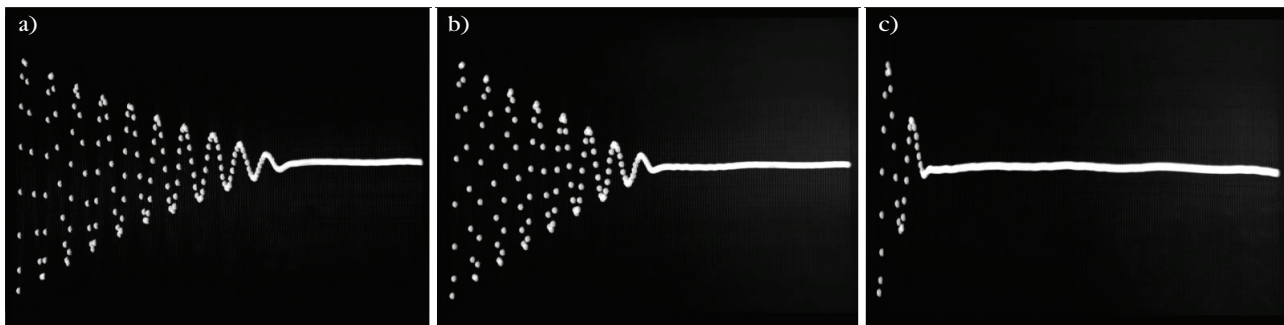
A legnehezebben elkészült fényképsorozat. A plafonba rögzített másfél méteres rugóra egy selyemzsinort kötöttem, majd egy csigára tekertem, amelynek mozgását filccel finoman fékezhettem. A továbbiakban átveztettem egy gömbölyű krétadarabon, amelybe előtte egy 0,8 mm-es lyukat fúrtam (természetesen, ez nem elsőre sikerült). A zsinog végére nehezéket helyeztem, amelyet egy elektromágnes fogott meg. Egy számítógép-vezérelt fényképezőkocsiba szerelt fényképezőgép volt a megfigyelő. A kocsit állandó sebességgel mozgott, a képkivágást fénySOROMPÓVAL (a kocsinak fel kellett gyorsulnia, csak azután fényképezhetett) és a felvételek számának korlátozásával oldottam meg. Amikor a kocsit a fénySOROMPÓHOZ érkezett, a számítógép elengedte a nehezéket, és a kréta mozgását 250 villantással rögzítettem a 6×6-os filmen. Az eredmény szörnyű volt, a szinuszos mozgás időrendjét felborította a nehezék össze-visszamozgása. A jó felvételekhez a nehezék szigorúan függőleges mozgása kellett volna. A rendszer fél- és háromnegyedóra között nyugodott meg, nekem nem volt szabad megmozdulnom, ha valaki benyitott a Fizikumba, akkor a légmozgás újra vízszintes mozgásokat idézett elő. Michelson híres kísérlete alatt leállította Chicago forgalmát, én ezt Váradon nem tehettem meg, ezért éjjel dolgoztam. A két hónapig tartó beállítások fényképezések és előhívások után a 250 felvétel selyemzsinórjai párhuzamosak, és pótlólagosan bemutatják a (műszaki) zsiros kezem által hagyott nyomok szinuszos mozgását is.

Elkészült a „mű” (27. ábra), másnap boldogan vittem a diákoknak a három 30×40-es képet. Az egyik diák nemsokára megjegyezte, hogy „tanár úr, kár volt annyit kínlódnunk a lecsengő rezgőmozgás differen-

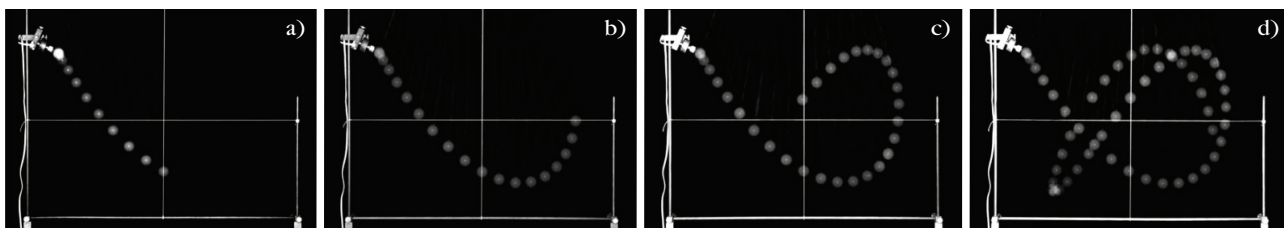
⁵Lásd: <http://fizikaiszemle.hu/archivum/fsz160708/FizSzem-20160708.pdf>

⁶Lásd: <http://fizikaiszemle.hu/extra/2022-07-BartosElekes-Istvan/szupererzékeny-fenySOROMPÓ>

⁷Lásd: <http://fizikaiszemle.hu/extra/2022-07-BartosElekes-Istvan/cimlap-es-helyreigazitas>



27. ábra. A rugalmas inga lecsengő rezgései (250 villantás, $\Delta t = 60$ ms). Először gyenge, azután egyre erősebb sűrűlódás.



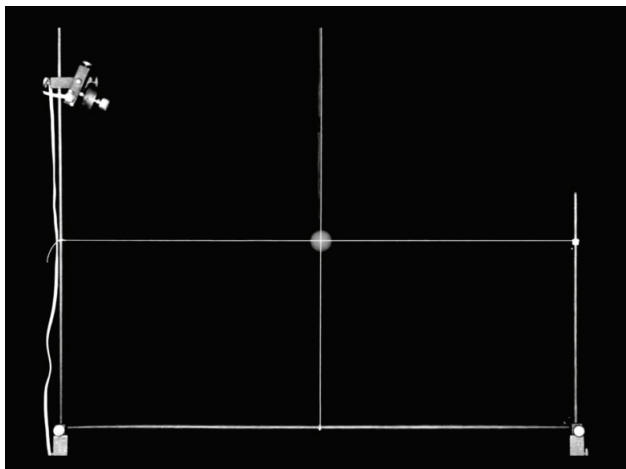
28. ábra. A Lissajous-görbe kialakulása a rugós inga lengései folyamán.

ciálegyenletének integrálásával, ha az eredmény még- se egy exponenciális jellegű burkológörbe”. Megdicsértem, és másnapra kértem a magyarázatot, hiszen a kísérlet alatt én megdöbbenve láttam valamit, amit itt is elhallgattam, pedig látszik a képen is. Járt a 10-es osztályzat! Nem várt másnapig, délután felkeresett, de addig nem mondta el ötletét, ameddig nem látta a kísérletet. Vaksötétet hoztam létre, beindítottam a rendszert. Alig telt el tíz másodperc, felkiáltott: megvan a 10-esem! Megmagyarázta, megadtam neki. Most én kérdelem a tisztelt kollégákat: mit láttunk, ami megmá- sította az általam prezentált krétafizika eredményét? Miért nem exponenciális ez a lecsengő rezgés?

Egymásra merőleges rezgések összetétele

Az előbbi kísérletből maradt egy óriási rugalmas inga, kikötöttem a szekrényhez, hogy ne zavarjon. Az egyik diák egy ingagolyót rakott rá, majd elengedte. A kísérleti tákolmány össze-vissza lengett-rezgett, semmi

29. ábra. Nyugalmi pozíció.

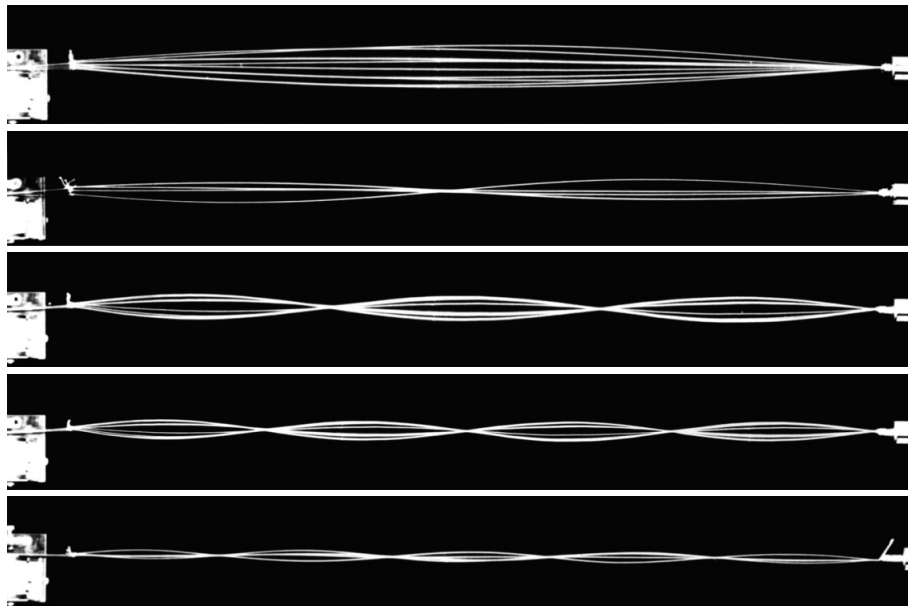


rend nem alakult ki. Nekem az oszcilloszkópiában sokat használt Lissajous-görbék mechanikai változata jutott eszembe. A „rugós inga” lengési és rezgési periódusa közel állt egymáshoz, így lehetőség nyílt az egymásra merőleges rezgések összetevése folyamatának stroboszkópos fényképezésére. A 28. ábrán látható négy felvétel az első három negyedperiódus – a) b) és c) – ábrázolása után már nem negyedenként folytattam, hanem ameddig úgy éreztem, hogy a lát- szólagos összevisszaságban még követhető a mozgás tendenciája. A fényképezés technikájához tartozik, hogy a négy felvétel egyáltalán nem ebben a sorrend- ben készült. Először a d) kép készült el, majd az elő- hívás után megszámláltam az egymás utáni negyedek végéig levő összes pozíciót. Másnap koordináta-rend- szert szerkesztettem és lefényképeztem a nyugalmi pozíciót (29. ábra), majd korlátozott számú felvéte- lekkel megismételtem mind a négy kísérletet. A „ho- gyant” már rég elfelejtettem, de most az elektromág- nes egyre kifehéredő színéről (egyre több villantást kaptam) jutott eszembe a kísérlet története.

Állóhullámok a rezgő húrokban

A 30. ábra öt képe a rezgő húrokban létrejött állóhul- lámokat ábrázolja, egyre több orsóval. A felvételek még 1978-ban készültek klasszikus stroboszkóppal. Az elektromágneses gerjesztőt egy járom nélküli transz- formátor szolgáltatta. A járom helyébe egy rugalmas rézlemez került, rajta a transzformátor egy kimaradt zárólemezával (több ilyen lemez alkotja a járomt). A felső, egyorsós felvételen, de a többiekben is jól látszik a transzformátorból kinyúló rézlemez, ehhez kötöt- tem a rezgő húr, ez is beszámítható a húr teljes hosszába. A gerjesztést egy hangfrekvenciás generá- tor hozta létre. A feszítőerőt a jobb oldalon látható dugattyús eszköz állította be egy csigán keresztül az 5 és 10 g-os nehezékekkel (ezen belül M3-as csavar-

anyákkal, $m = 0,35$ g). A feszítőerőt finoman változtathattam, a gerjesztést pedig folyamatosan szabályoztam, de függetlenül a villantásszabályzó elektronikától. Ha végre „megfagyott” a húr, akkor az egy másodperces záridővel lefényképeztem az állóhullámot. Arra már nem volt lehetőség, hogy a teljes tengelyszimmetriát egy külső számlálóval biztosítsam. Az igazán jó megoldást egy olyan számítógép jelentené, ahol könnyen elérhető a kvarcalapú 100 μ s-os felbontású villantásvezérlő és a vele szinkronban levő gerjesztő jel, vagyis a gerjesztés és villantás azonos kvarcra induljon. (Ez a megoldás mai ötlet, annak idején ilyesmiről szó sem lehetett.)



30. ábra. Állóhullámok húrokban. A feszítőerő és a gerjesztési frekvencia változtatásával beállíthatjuk az orsók számát.

Az állóhullámok törése

A 31. ábrán látható különleges hullámalakzatot az állóhullámok törésének neveztem el. Ez a szokatlan állóhullám úgy jött létre, hogy a Q pontban összecsomóztam a négy cénából és az egy cénából álló húrt. A húrokban a hullám v terjedési sebessége fordítottan arányos a húr anyaga μ lineáris sűrűségének ($\mu = m/l$) négyzetgyökével:

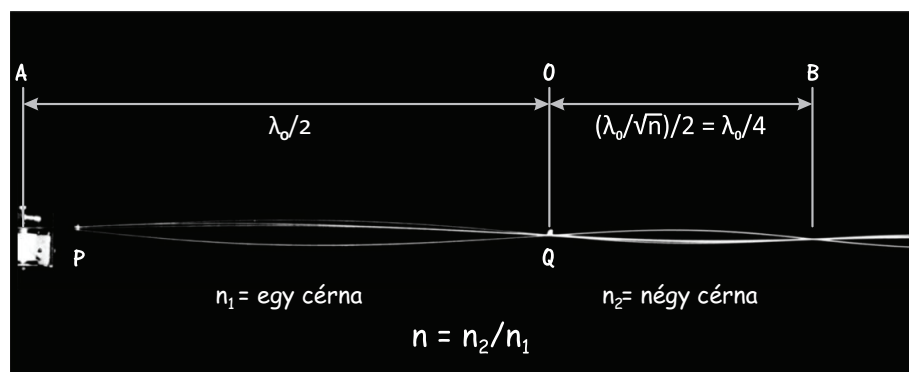
$$v = \sqrt{\frac{T}{\mu}},$$

ahol a T a húrban fellépő feszítőerő, a félhullámhosszak n hányadosa

$$n = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} = \sqrt{4} = 2,$$

ez jól látszik a képen.

31. ábra. Az állóhullámok törése. A csomótól balra a húr csak $n_1 = 1$ cénából, míg jobbra $n_2 = 4$ cénából áll. A két közeg határa a Q csomóban van. A P csomó a gerjesztő lemez és a cérna összekötésénél van, belső része a bal orsónak.

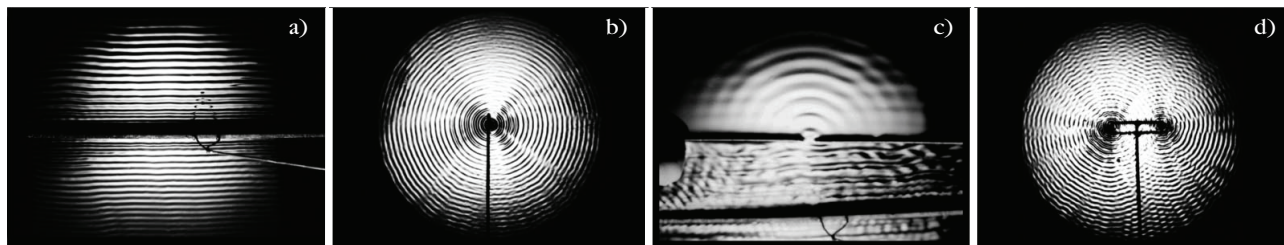


A kísérletező is hibázhat!

Még a precíziós számítógépes képfeldolgozás megjelenése előtt a papírképek képaláírásába egy súlyos hiba került. A rezgőhúrt két cénából állítottam össze, és sok kínlódással addig szabályoztam a feszítőerőt és a gerjesztést, amíg a Q csomó két szomszédos orsó találkozásához került. Akkori emlékeim szerint a csomótól jobbra egy szál, balra pedig három szál cérna volt. Mérés nélkül megsaccoltam a csomótól balra, a gerjesztő lemezig tartó PQ orsó és tőle jobbra levő OB orsó méreteinek hányadosát, és eléggé pontosan kijött a „várt” négyzetgyök $3 = 1,732$. Az arány valójában $1,797$, de a kis hibát (3,73%) a fényképezés tértorzításainak tulajdonítottam. Vagy három évtizedig senki se szólt, én számtalan helyen bemutattam, és meg is „magyaráztam” a jelenséget. Az elhibázott alapokon nyugvó szabványos sebességgel terjed. Ezt a „kísérleti” eredményt a fényre alkalmazva egy azonnali kirándulást jelentene Stockholmba... Egy mikronpontosságú rajzolóprogram és egy kis fizikai gondolkodás hozta a megoldást.

A hibás gondolatom eredete: itt a húrokat sorba kötöttem, ezért a feszítőerő azonos, a vékonyabb húr orsója a hosszabb, a húros hangszerek alaphangorsói nagyjából egyforma hosszúak, a nem nagyon különböző feszítőerő mellett a vastagság határozza meg a terjedési sebességet, vagyis a különböző hangmagasságokat. A rajzolóprogramban mért félhullámhosszakat már nem is mertem kiírni, annyira pontosak:

$$163,926/81,963 = 2,00!$$

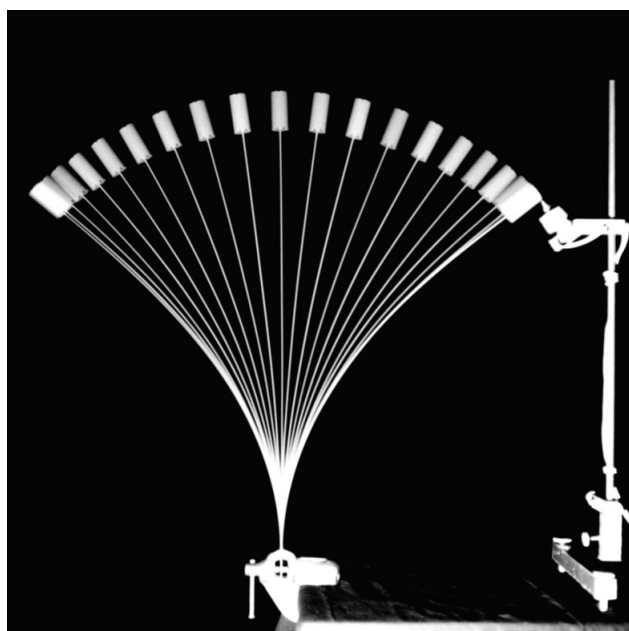


32. *ábra.* Hullámjelenségek a higany felületén. a) Lineáris hullám; b) körhullám; c) a Huygens-elv ellenőrzése, elhajlás; d) hullámok interferenciája – Young kísérlete. A stroboszkópos villantások időköze egyaránt $\Delta t = 44$ ms.

Hullámjelenségek a higany felületén

A 32. *ábrán* látható képek a higany felületén kialakult hullámokat és a Young-kísérletet mutatják be. A hűrokhöz hasonlóan – kisebb-nagyobb sikerrel – itt is megpróbáltam stabilizálni a hullámokat, ez az állóhullámos kísérletek tapasztalata alapján eléggé könnyen ment. Baj volt azonban az edény faláról visszavert hullámokkal, amelyek a szögletes tálban változó késéssel érkeztek vissza, ebből óriási kavardás lett. A higany eléggé rugalmas és kis belső súrlódású folyadék ahhoz, hogy az amplitúdó csökkenése kicsi legyen, ezért nagyobb, higannyal színültig teli tálra gondoltam. Megszűnne a szélekről való visszaverődés, a túlcsondult higany pedig egy nagyobb (24×30) tálba kerülne. A kísérlet higanyát a fényképek laborálásakor használt 24×18-as előhívótálba öntöttem, de ehhez nagy mennyiségű higanyra volt szükségem. Végigjártam a váradi liceumokat, kölcsönbe kértem a higanyukat, mindegyik iskolának egy-egy sorozat felületi hullámos képet ígértem. Új probléma jelentkezett, ugyanis akár mennyire is kicsi volt a veszteség, az egyetlen hullám terjedt, az amplitúdó csökkent, egy pillanatfelvétel nem volt elég, a kép használhatatlan lett. Ál-

33. *ábra.* Egy ajándék stroboszkópos virágcsokor, a szöveggörnyezet szolgál a magyarázattal.



landó gerjesztésre volt szükség. Egyetlen hullámgerjesztés helyett, ritmusosan gerjesztettem a hullámokat, és megkerestem azt a villantási frekvenciát, amely egy látszólagos állóhullámot hoz létre. Ezután meg kellett találnom azt a stroboszkópos villantási frekvenciát, amely állóhullámokká fagyasztja a továbbterjedő hullámokat, és az egy másodperces záridő alatt elég fényenergiát küld a higany felületére. Sikert! Már volt szép körhullámom, de az egykori Immaculata-zárda⁸ (akkoriban egészségügyi liceum volt, de ide jártam óvodába is) belső udvarán levő fizikai laboratóriumban is zavart a Teleki utcán járó villamosok dübörgése, amely mindig megbolygatta a szép körhullámokat. Mint később az Adyban, itt is éjjel kellett (hetekig) fényképeznem.

Összefoglaló helyett

Ennyire sikerült összetömörítenem a stroboszkópos fényképezéssel kapcsolatos, az utóbbi négy évtizedben elért eredményeimet és sok örömmel teli kínládásaimat. Csak szokásból, mert nem a mai divat szerint készült, ne kössenek már bele az orosz villanólámpába, a DOS-os megoldásaimba, az Electronics + Assembly alapú komplex érzékelő- és vezérlőrendszerembe! Hét éve ezt a komplex rendszert az Atomórához szinkronizáltam! Mivel sokat piszkáltak az „ösdíságom” miatt, egy táblázatban⁹ összehasonlítottam a rendszerem fontosabb paramétereit a ma használatos egyik legjobb adatgyűjtő hasonló paramétereivel. A fényképezni kívánó kollégák használják a ma divatos eszközöket, a lényeg a pontosabb, a még kifejezőbb képek létrejötte. Amit eddig sohasem tettem meg, most leírtam azokat az elveket, amelyek alapján ezek a képek létrejöttek, vagyis bárki innen folytathatja munkámat. Az érdeklődőknek segítek, kapcsolási rajzokat nem, de elveket szívesen küldök, ugyanis a működési elv nélkül, kizárólag a kapcsolási rajz alapján, nem lehet jól működő elektronikai kapcsolást építeni.

A stroboszkópos virágcsokor (33. *ábra*) azon kedves olvasóimnak szól, akiknek volt türelmük eljutni írásom végéig.

⁸Lásd: <http://muemlekiem.hu/hatareset/Immacualta-Intezet-Nagy-varad-1869>

⁹Lásd: <http://fizikaiszemle.hu/extra/2022-07-BartosElekes-Istvan/adatgyujtok-osszehasonlitasa>

KOLTAY EDE (1930–2022)

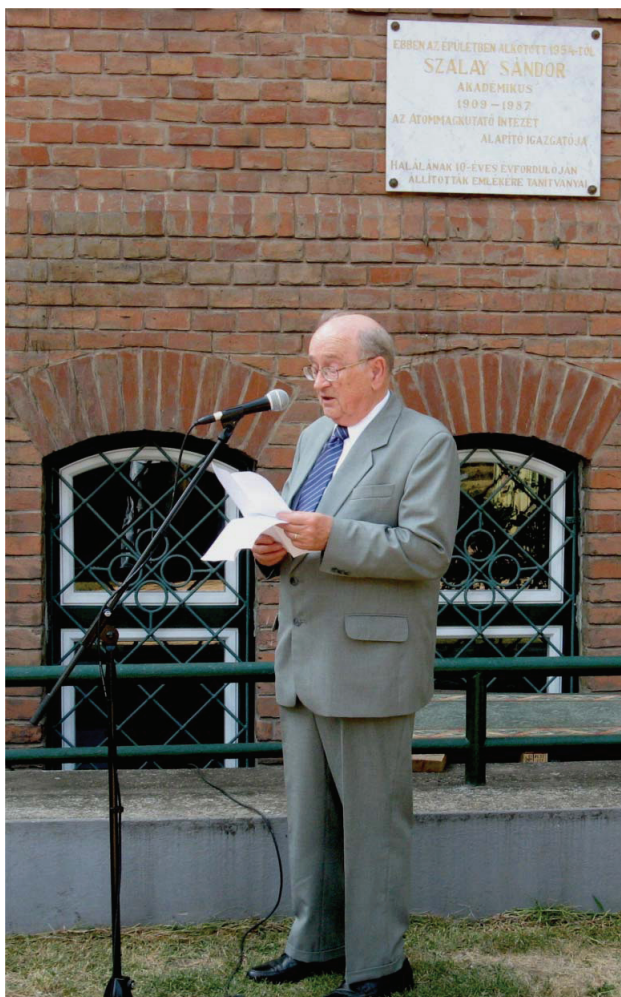
2022. május 30-án, életének 92. évében elhunyt *Koltay Ede*, az ATOMKI történetének egyik meghatározó egyénisége.

Koltay Ede 1930. szeptember 16-án született Tokajban. Debrecenben a Kossuth Egyetemen 1954-ben szerzett matematika–fizika szakos tanári diplomát. Friss diplomásként a kor fizikai kutatásainak nemzetközi élvonalát jelentő magfizikai kutatásokat választotta.

Pályájának első szakaszát az egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében végzett munka határozta meg. Az akkor tervezett nyitott, 2 millió voltos Van de Graaff típusú gyorsítóberendezés építési munkálataiba kapcsolódott be. Sokoldalú tehetsége és nagy munkabírása már ekkor is érzékelhető volt. A fejlesztés és a laboratóriumi gyakorlatok vezetése mellett részt vett a kísérleti magfizikai előadások megtartásában, és az előadások anyagának egyetemi jegyzet formájában történő megjelentetésében, valamint az elkészült gyorsítóberendezésen végzett kutatásokban is. A berillium-9 atommagon deuteronnal kiváltott magreakciók vizsgálata képezte 1962-ben megvédett kandidátusi disszertációjának témáját.

Az 1963-ban vált szét a Fizikai és az Atommagkutató Intézet. *Szalay Sándor* megszerezte a támogatást egy 5 millió voltos, tankrendszerű Van de Graaff típusú gyorsító létrehozására. E munka vezetésére hívta meg Koltay Edét, aki ettől kezdve – a Niels Bohr Intézetben tett néhány hónapos tanulmányútját követően – tudományos pályáját az ATOMKI-ban folytatta. A vasfüggöny mögött a tervezéstől a kivitelezésig minden intézeti és hazai erőforrásból kellett megvalósítani. Koltay Ede maga köré gyűjtött egy fiatal kutatókból, mérnökökből, technikusokból álló munkacsoportot, amellyel hozzáfogott a berendezés megtervezéséhez. Előbb egy kisebb méretű, 1 millió voltos tesztberendezést építettek, hogy tisztázzák a technikai problémákat, majd nekiláttak a nagyberendezés elkészítésének, amit végül 1971-ben adtak át. A gyorsítófejlesztés jelentős gyorsítófizikai kutatási eredmények létrejöttével is járt, amelyek hozzájárultak ahhoz, hogy Koltay Ede 1972-ben elnyerje a Magyar Tudományos Akadémia fizikai tudomány doktora címét. A Van de Graaff közel 50 éven át szolgált az ATOMKI kutatógárdáját, háttérrel biztosítva alap- és alkalmazott kutatásokhoz.

Megjegyzendő, annak is megvolt az előnye, hogy mindent maguknak kellett előállítani, megoldani. Ennek következtében egy olyan magas műszaki színvonalat képviselő kutató és szakemberegárdá alakult ki, amelyik később a világban mindenütt megállta a helyét. Nem véletlen, hogy Koltay Ede a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség szakértője lett. Tudását szá-



Koltay Ede Szalay Sándorra emlékezik a Szalay-emléktábla avatásán.

mos országban hasznosította technikai segítségnyújtással és egyedi műszerek szállításával Mexikótól Kubán, Portugálián, Jordánián, Szingapúron, Kínán át Észak-Koreáig.

Az elkészült gyorsítóberendezésen – eredeti céljának megfelelően – először magfizikai kutatások folytak. A kísérleti magfizika terén munkatársaival együtt nemzetközi szintű eredményeket ért el a gyorsított nyalábokkal létrehozott magreakciók, valamint a könnyű atommagok szerkezetének részecskeszórásai mérésekkel és gamma-spektroszkópiai módszerekkel végzett tanulmányozásában. A magreakció-vizsgálatok egy speciális iránya, a nukleáris asztrofizika lett, amely hosszú időn át fenn tudott maradni, és e területen tanítványának, *Somorjai Endrének* és az őt követő generációknak köszönhetően az ATOMKI máig az élvonalban található.

Koltay Ede viszonylag hamar ráérezte, hogy a kis gyorsítókkal végzett magfizikai kutatások tere egyre szűkül, és kezdeményezte a magfizikai módszerek más tudományágakban, elsősorban a már akkor felfutóban levő környezettudományban való alkalmazását. A gyorsítókkal végzett elemanalitikai kutatások terén csoportjával meghonosította a PIXE módszert, amely lehetővé teszi a vizsgálandó anyagminták elemi összetevőinek roncsolásmentes meghatározását. Az elemanalitika terén munkatársaival végzett metodikai fejlesztések interdiszciplináris kutatási együttműködések egész sorát alapozták meg. Másik – hozzá képest fiatal – munkatársának, *Kiss Árpádnak* és tanítványainak köszönhetően európai kutatási infrastruktúra-hálózatokba integrálódva végzi ma is az ATOMKI a muzeológiai és légkörfizikai vizsgálatokat.

1991-ben ment nyugdíjba, ettől kezdve ismét az egyetemi kapcsolatokat erősítette. Diplomamunkák, egyetemi doktori munkák témavezetését vállalta el. Kezdeményezte és egy ideig vezette a Fizika PhD doktori programban a *Fizikai módszerek az interdiszciplináris kutatásokban* című alprogramot. Bevezette a *Fejezetek a környezetfizikából* című tantárgyat, és megírta hozzá az azonos című egyetemi jegyzetet. 1993-ban egyetemi tanári kinevezést kapott, 1996-ig vezette a KLTE–ATOMKI Közös Fizikai Tanszéket. Hivatalos pályafutása ezzel véget ért, de mint emeritus professzor nyugdíjasként is tovább dolgozott az Intézetben. Tagja maradt az Atommag- és Sugárfizikai Tudományos Bizottságnak és az MTA Debreceni Területi Bizottságának.

Kutatási eredményeit, oktatói és ismeretterjesztő munkásságát Akadémiai Díjjal, Fizikai Fődíjjal, Eötvös koszorúval, az ELFT Bródy Imre-díjjal, az ATOMKI intézeti díjjal, Szalay-díjjal és Debrecen város Hatvani-díjjal ismerték el.

Koltay Ede elment, de kedves, nyugalmat sugárzó, mindig segítőkész egyéniségének emléke példaként itt marad nekünk.

Koltay Ede a *Fizikai Szemlében*

- Koltay Ede*: Nagyenergiájú részecskegyorsítók új szerkesztési elve – 1959/139
Koltay Ede: Erős fókuszálás kisenergiájú ionoptikai rendszerekben – 1959/182
Koltay Ede: Neutrontermelő magfolyamatok vizsgálata könnyű magokon – 1963/42
Kiss Árpád, Koltay Ede: Modellkísérletek elektronpályák szemléltetésére – 1964/295
Koltay Ede: Részecskegyorsítók az ATOMKI-ban – 1964/373
Koltay Ede: Magfizikai mérőmódszerek, sugárzások előállítása és detektálása – 1970/321
Koltay Ede: Magfizikai kutatások Magyarországon – 1972/289
Koltay Ede: Az ATOMKI új gyorsító laboratóriuma – eredmények és perspektívák – 1974/134
Gyarmati Borbála, Koltay Ede: Atommagok vizsgálata magreakciókkal – 1979/183
Koltay Ede: Fejlődési irányok a kísérleti magfizikában – 1979/364
Koltay Ede: Gyakorlati alkalmazások céljára épített nagyfeszültségű gyorsító berendezések – 1982/325
Koltay Ede: Tudományos ülés Szalay Sándor 75. születésnapja alkalmából – 1984/438
Koltay Ede: Gyorsítófejlesztés és magreakció-kutatás – 1985/2
Koltay Ede, Kovách Ádám: Szalay Sándor, 1909–1987 + publikációs lista – 1988/42

Magyar Fizikus Vándorgyűlés 2022



A Fizikai Szemle szerkesztőbizottsága kéri a Magyar Fizikus Vándorgyűlés előadóit és a posztereket bemutatókat, hogy eredményeiket osszák meg a folyóirat olvasóival is!

