fizikai szemle

Univerzoom

A Föld égi mása

Gammakitörések

Neutrínócsillagászat

Rádiótávcső házilag

2024/7–8

nka

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

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

Főszerkesztő:
Iglói Ferenc

Szerkesztőbizottság:
Asbóth János, Biró László Péter, Czitrovszky Aladár, Gyürky György, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Kiss Ádám, Kopasz Katalin, Néda Zoltán, Ormos Pál, Pálfalvi László, Rábóczki Bence, Simon Ferenc, Simon Péter, Sükösd Csaba, Szabados László, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

Olvasószerkesztő:
Bodrog Zoltán

Technikai szerkesztő:
Hock Gábor

A folyóirat e-mail címe:
fsz_szerkesztok@elft.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://fizikaiszemle.elft.hu

A címlapon:
A Lófej-köd az Orion csillagképben
(*Forrás:* ESA/Euclid/Euclid Consortium/NASA)

TARTALOM

CSILLAGÁSZAT – TEMATIKUS BLOKK

Vendégszerkesztő: Szabados László

Szabados László: Univer*zoom* – Bevezető 217
Kiss Csaba: A Naprendszer infravörös fényben 219
Kiss L. László: Keressük a Föld égi mását! 226
Plachy Emese: Csillagfejlődés és csillagpulzáció 233
Gabányi Krisztina: Az aktív galaxismagok 242
Veres Péter, Horváth István: Gammakitörések 249
Kun Emma: Neutrínócsillagászat 255
Dálya Gergely: Gravitációs hullámok több frekvencián 266

Az 1375 fényévre levő Lófej-köd az Orion csillagképben a hozzánk legközelebbi óriáscsillag-keletkezési tartomány kicsi, de annál látványosabb része. A jelenleg is működő Euclid űrszonda hamisszínes felvétele 700, 1100 és 1700 nm-es hullámhosszakon készített képek egyesítésével született. (*Forrás:* ESA/Euclid/Euclid Consortium/NASA, *képfeldolgozás:* J.-C. Cuillandre (CEA Paris-Saclay), G. Anselmi, CC BY-SA 3.0 IGO)

REFLEKTORFÉNYBEN

Szipőcs Róbert: Az első csörpölt tükör megtervezése és elkészítése Budapesten 272

A FIZIKA TANÍTÁSA

Misurda Orsolya, Simon Ferenc: Hogyan építsünk rádiótávcsövet házilag? 280
Beszeda Imre, Stonawski Tamás, Poór Ádám: A valós helyi idő, azaz az elfelejtett napidő 285

MEGEMLÉKEZÉS

Horváth Dezső: Peter Ware Higgs, 1929–2024 290

HÍREK–ESEMÉNYEK

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat küldöttgyűlése 292

~ · ~ · ~ · ~ · ~ · ~ · ~ · ~ · ~ · ~ · ~ · ~ · ~

ASTRONOMY

L. Szabados: Univer*zoom* – Foreword
Cs. Kiss: The Solar System in infrared light
L. L. Kiss: We are looking for the celestial copy of the Earth!
E. Plachy: Stellar evolution and stellar pulsation
K. Gabányi: Active galactic nuclei
P. Veres, I. Horváth: Gamma-ray bursts
E. Kun: Neutrino astronomy
G. Dálya: Gravitational waves at multiple frequencies

IN SPOTLIGHT

R. Szipőcs: The design and production of the first chirped mirror in Budapest

TEACHING PHYSICS

O. Misurda, F. Simon: How to build a homemade radio telescope?
I. Beszeda, T. Stonawski, Á. Poór: The real local time, i.e. the forgotten solar time

COMMEMORATION

D. Horváth: Peter Ware Higgs, 1929–2024

NEWS–EVENTS

Delegate Assembly of the Roland Eötvös Physical Society

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT
megjelenését támogatják:

Kulturális és Innovációs Minisztérium
Nemzeti Kulturális Alap
OTTHON, VÁROS FERENCVÁROS
A FIZIKA BARÁTAI

LXXIV. ÉVFOLYAM, 7–8. (836–837.) SZÁM
2024. JÚLIUS–AUGUSZTUS

UNIVER*ZOOM* – BEVEZETŐ

Pontosan egy évszázada tudjuk, hogy a Világegyetem nem ér véget saját galaxisunk, a Tejútrendszer határainál. Edwin Hubble ugyanis 1924-ben olyan csillagokat talált az Andromeda-ködben, majd más, addig ismeretlen távolságban levő „ködösségekben" is, amelyek cefeida típusú változócsillagoknak bizonyultak. Az e típusba tartozó csillagok – pulzációs eredetű – fényességváltozásának periódusa és a csillag fényteljesítménye (luminozitása) közötti, akkor már ismert összefüggés alapján egyértelművé vált, hogy az e cefeidák otthonául szolgáló csillagrendszerek messze túl vannak a „csupán" százezer fényév átmérőjű Tejútrendszeren. Saját galaxisunkon kívül tehát léteznek extragalaxisok is. Vannak köztük a mi galaxisunkhoz hasonló, spirális szerkezetűek is, de többségben vannak az olyanok, amelyekben a csillagok és közöttük levő intersztelláris gáz és por nem spirálkarok mentén összpontosulnak. És ahogy egyre távolabbra tekintünk – itt már milliárd fényévekről van szó –, a galaxisok egyre nagyobb formagazdagságával szembesülünk.

Az extragalaxisok felfedezése után rövid időn belül az is kiderült, hogy az Univerzum tágul. Ma már azt is tudjuk, hogy ez a tágulás egyre gyorsuló ütemű. Ám ezt a gyorsulást jóval felülmúló mértékben bővülnek magára a Világegyetemre vonatkozó ismereteink. A legutóbbi évtizedek csillagászati kutatásainak fontosságát és eredményességét talán azzal a ténnyel szemléltethetjük legjobban, hogy a XXI. században odaítélt fizikai Nobeldíjak közül átlagosan négyévente a csillagászat terén elért felfedezést találtak elismerésre méltónak.

Az extragalaktikus csillagászat száz évvel ezelőtti kialakulása után mostanra elérkeztünk a precíziós asztrofizika és kozmológia korába, amikor a millió fényévekre levő csillagok és milliárd fényévekre levő galaxisok jellemző adatait – tömegét, méretét, távolságát – többé már nem egy kettes szorzófaktornyi bizonytalansággal, hanem akár 1–2 százalék pontossággal is képesek vagyunk meghatározni. Mindezt nagyban elősegítette, hogy az észleléseket korszerű földi óriástávcsövek (akár 8–10 méter tükörátmérőjű teleszkópok) mellett a Földön kívül működő csillagászati űrszondákon elhelyezett műszerekkel végzik, az adatfeldolgozás és az elméleti modellezés terén pedig a számítástechnika rohamos fejlődése volt a fő katalizátor.

Az itt közreadott cikkgyűjteményben az Univerzumra vonatkozó ismereteink jelenkori bővülésének néhány aspektusát vonultatjuk fel. A válogatás szempontjai közé tartozott, hogy inkább kevesebb téma kerüljön terítékre, de azok kifejtése lehetőleg kimerítő legyen. Ez a belemélyedés, közelre hozás ihlette a cikkgyűjtemény szójátékos Univer*zoom* címét.

Másik lényeges szempontként olyan kutatási területek bemutatása mellett döntöttem a cikkgyűjtemény szerkesztőjeként, amelyeken a legutóbbi egy-két évtizedben igen jelentős – akár paradigmaváltáshoz is vezető – eredmények születtek. Mivel éppen egy évvel ezelőtt, a *Fizikai Szemle* 2023. évi 7–8. számában – Szegő Károly tudományos életművére emlékezve – összefoglaló cikkek jelentek meg a naprendszerbeli égitestek kutatásában elért eredményekről, az itt olvasható összeállításban a Naprendszerünkön túli világ vizsgálatába mélyedünk bele.

Az egyes témákat olyan szerzők ismertetik, akik maguk is aktívan művelik a bemutatott tudományterületet, és kutatásaik során nemzetközileg is jelentős eredményeket értek el. Bár az itt közölt tanulmányaikban ez utóbbiakat is megemlítik, a hangsúlyt a téma átfogó ismertetésére helyezi valamennyi szerző.

Hogy mégse bánjunk teljesen mostohán a Naprendszerrel, *Kiss Csaba* tanulmánya a Naprendszer példáján keresztül nyújt betekintést az infravörös csillagászatba. A kozmoszból érkező infravörös sugárzás vizsgálata az alacsony hőmérsékletű környezetben lezajló jelenségekről és a hideg égitestekről szolgáltat páratlan jelentőségű információt. A csillagkeletkezés folyamatát azóta kezdjük igazán megérteni, amióta az infravörösben érzékeny detektorokkal belelátunk a csillagközi molekulafelhőkbe. Az infravörös hullámhosszak vizsgálatának fontosságát az is felértékeli, hogy az Univerzum tágulása következtében fellépő vöröseltolódás miatt a nagyon távoli objektumok – galaxisok, galaxishalmazok, kvazárok – által eredetileg a látható fény tartományában kibocsátott sugárzás hozzánk elérve már az elektromágneses színkép infravörös tartományába átkerülve észlelhető (ld. 219–225. o.).

A csillagászat legrövidebb múltú sikertörténete a Naprendszeren kívüli bolygók kutatása. *Kiss L. László* cikkéből azt is megtudhatjuk, hogy mennyire számít tipikusnak saját bolygórendszerünk, miközben mindenáron olyan planétát igyekszünk találni, amelyik a Föld szakasztott égi mása (ld. 226–232. o.).

Az infravörös csillagászatra, valamint az exobolygók keresésére és karakterizálására egyaránt érvényes, hogy az azokhoz szükséges megfigyeléseket többnyire a Földön kívül működő műszerekkel végzik. A pulzáló változócsillagok kutatásáról hasonló kijelentést csak a legutóbbi másfél évtizedre vonatkozóan tehetünk jogosan. A klasszikus asztrofizikának ez a területe a XXI. században új lendületet kapott a fotometriai célú űrtávcsövek működésbe lépésével. Ezt a témakört – pontosabban a csillagpulzáció és a csillagfejlődési kutatások kapcsolatát *Plachy Emese* tekinti át (ld. 233–241. o.).

Még távolabbra merészkedve igazán egzotikussá válik a világ. Ám, ami ma furcsának, különlegesnek tűnik, idővel a megszokott jelenségek közé kerül. Ezt az is elősegítheti, ha az érdeklődő olvasó belemélyed az ebben a cikkgyűjteményben közölt négy további tanulmányba.

Gabányi Krisztina Éva az aktív galaxismagokat és azok környezetét mutatja be. Bár saját galaxisunk, a Tejútrendszer magja – a centrumában levő kb. 4 millió naptömegnyi anyagot tartalmazó fekete lyukkal – jelenleg nem aktív, a földi élet fennmaradása szempontjából nagy szerencsének tekinthetjük, hogy a Naprendszer biztonságos távolságban kering galaxisunk tömegközéppontja körül (ld. 242–248. o.).

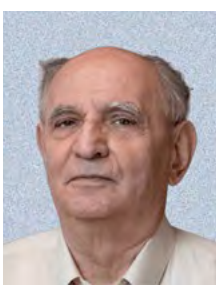
Veres Péter és *Horváth István* a gammakitörések komplex jelenségkörét tárgyalják részletesen. Az évtizedeken át a csillagászat nagy rejtélyének bizonyult és elképesztően nagy energiafelszabadulással járó események okát és lezajlásának körülményeit egyre jobban értjük, bár még korántsem teljesen (ld. 249–254. o.).

A kozmoszban zajló folyamatokról és az égitestekről évezredeken át csupán az elektromágneses sugárzás detektálása által szereztünk információt. Bár ez a spektrum a fotonok frekvenciáját tekintve 21 nagyságrendet fog át, a látható fénytől eltérő hullámhosszú fotonok észlelésére csak néhány évtizede nyílt lehetőség. Előbb a rádiócsillagászat alakult ki, közvetlenül a második világháború után, majd az űrkorszak beköszöntével – a földi légkör fölé juttatott műszerekkel – tetszőleges frekvenciájú kozmikus fotonok érzékelése előtt is megnyílt az út. Legújabban pedig a nem elektromágneses eredetű információhordozók szolgálatát is sikerült igénybe vennie a kozmosz kutatóinak: megszületett a többcsatornás csillagászat.

Kun Emma átfogó ismertetést ad a neutrínócsillagászatról, amelynek kezdetét a Földtől kb. 160 millió fényévre levő Nagy-Magellán-felhőben 1987. február 23-án felfénylett szupernóva – hivatalos nevén SN 1987A – robbanásából származó neutrínók földi detektálása jelentette. Cikkében a szerző áttekinti az asztrofizikai eredetű neutrínók kutatásának történetét, a kimutatás módszereit, az észlelésükre szolgáló berendezéseket, és természetesen a legfontosabb neutrínócsillagászati eredményekről is tájékoztat (ld. 255–265. o.).

Végül, de nem utolsósorban, a csillagászat legújabb információközvetítőjéről, a gravitációs hullámokról *Dálya Gergely* írt ugyancsak közérthető tanulmányt. Bár a jelenleg létező műszerekkel kimutatható gravitációs hullámok igencsak félelmetes környezetben alakulnak ki, ennek a cikknek az elolvasásához nem szükséges erős idegzet, csupán kellő figyelem és érdeklődés (ld. 266–271. o.).

Tekintsünk bele napjaink csillagászatának néhány izgalmas területébe, távoli tájak titkaiba!



Szabados László
az MTA doktora
vendégszerkesztő

Egy kvazár aktivitása fantáziaképen
(*Forrás:* NASA, ESA, Joseph Olmsted (STScI))

A Tejútrendszer centrumának környéke infravörös fényben a Spitzer űrszonda felvételén (*Forrás:* NASA, Caltech, Susan Stolovy)

A NAPRENDSZER INFRAVÖRÖS FÉNYBEN

Kiss Csaba
HUN-REN CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet, Budapest
E-mail: kiss.csaba@csfk.org

Bevezetés: mit láthatunk az infravörösben?

Az éjszakai égen a Naprendszer égitestjeit az általuk visszavert napfény miatt látjuk. A Hold, a bolygók, az üstökösök és (távcsövek segítségével) a kisbolygók vagy akár a távoli Kuiper-öv objektumainak látszó fényessége a távolságukon és a méretükön kívül attól is függ, hogy mennyire hatékonyan verik viszszsza a Nap fényét. A kis részecskék és a por alapvetően láthatatlanok, kivéve az állatövi fény halvány derengését, amely napkelte előtt és napnyugta után az ekliptika mentén látható, valamint azokat a bolygóközi térből érkező szemcséket, amelyek fényt bocsátanak ki, miközben meteorként elégnek a Föld felsőlégkörében. Mint minden test, ezek az égitestek és porszemcsék is bocsátanak ki hősugárzást, és mivel a hőmérsékletük tipikusan néhány száz kelvin alatt van, a sugárzás leginkább az infravörös tartományba esik. Ezeken az ún. termális hullámhosszakon az égbolt drámaian eltér a látható fény tartományában megfigyelhetőtől. A Tejút infravörösben rendkívül fényes sávja mellett az állatövi fény pora az ég legmeghatározóbb jelensége, és a növekvő hullámhosszszal egyre halványodó csillagok helyett a kisbolygók jelennek meg nagy számban.

Klasszikus értelemben az infravörös csillagászat érdeklődési körébe azok az égitestek tartoznak, amelyek hősugárzásának nagy része az infravörös tartományba (~1–300 μm) esik, de a Naprendszer égitestjei esetében általában – alacsony hőmérsékletük miatt – a közeli infravörös (1–5 μm) hullámhosszakon még tipikusan a visszavert napfényt látjuk. Ebben a tartományban sok olyan molekulának vagy ásványnak vannak jellemző spektrumvonalai, amik gyakran előfordulnak kis égitestek felszínén vagy a bolygólégkörökben.

1. ábra. A NASA repülőgép fedélzetére helyezett KAO és a SOFIA infravörös obszervatóriumai. A fedélzeti távcső méretét a repülőgép alatti kis piktogram szemlélteti. (*Forrás:* NASA/SOFIA/L. Proudfit – közkincs)

A légkör nélküli kis égitestek hőmérséklete egyre alacsonyabb a Naptól való távolság növekedésével, és ennek megfelelően ezek hősugárzásuk nagy részét egyre hosszabb hullámhosszakon bocsátják ki. Míg a Föld közelében egy tipikus aszteroida felszíni hőmérséklete kb. 300 K, és ennek megfelelően leginkább a 10–20 mikrométeres tartományban sugároz, addig egy Kuiper-övbeli égitest 40–50 K hőmérsékletű, és hősugárzásának nagy része a távoli infravörös, ~100 mikrométeres hullámhosszakra esik.

A földi légkör csak bizonyos meghatározott sávokban átlátszó a közeli infravörösben – elsősorban a vízgőz elnyelési sávjai miatt – és ezekben az áteresztő sávokban is csak nagyon jó légköri körülmények, nagyon kevés vízpára esetén megfelelő az átlátszóság. Nagyjából 20 μm-nél hosszabb hullámhosszakon a légkör gyakorlatilag egyáltalán nem ereszt át. Az ilyen észlelésekhez a távcsövet a légkör fölé kell emelni, azaz pl. nagy magasságba emelkedő ballonra, repülőgépre vagy űreszközre kell szerelni.

Az 1970–1980-as években még főleg ballonokról végeztek infravörös csillagászati megfigyeléseket. A Kuiper Airborne Observatory (KAO), az első repülő obszervatórium 1974 és 1995 között működött, kifejezetten azzal a céllal, hogy a földfelszínről nem megfigyelhető hosszabb hullámhosszakhoz is hozzáférhessenek a csillagászok. Később ezt a hasonló koncepciójú SOFIA (Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy) követte, amit nyolcévi működés után költségmegtakarítási okokból végül 2022-ben „nyugdíjaztak" *(1. ábra)*.

Kiss Csaba a HUN-REN Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Csillagászati Intézetének tudományos tanácsadója, a Naprendszerkutató Csoport vezetője. Főképpen a Naprendszer kis égitestjeinek infravörös fényben történő megfigyelésével foglalkozik. 2004 és 2017 között a Herschel űrtávcső távoli infravörös PACS műszerének fejlesztésével, működtetésével és kalibrációjával foglalkozó csoportot vezette. 2023 óta tagja a James Webb űrtávcső távcsőidő-elosztó bizottságnak, amely a naprendszerbeli égitestek észlelése végett beadott pályázatokat bírálja el.

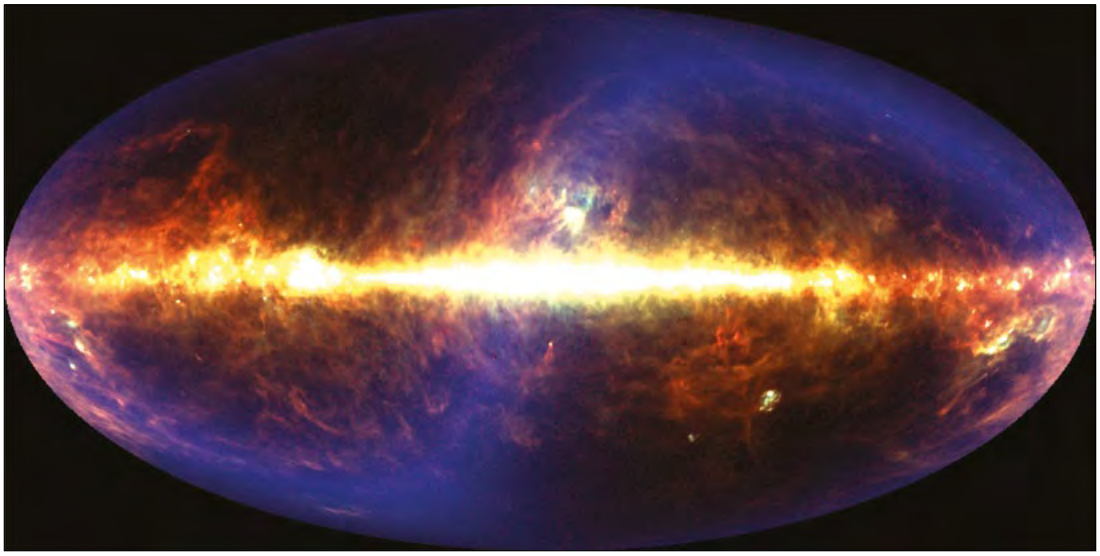
Bár bizonyos közeli infravörös hullámhosszú sugárzás a földfelszínre is eljut, az infravörös csillagászat alapvetően űrcsillagászat. Az első infravörös űrtávcső az 1984-ben felbocsátott IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) volt, ami elsőként végzett csaknem teljes égboltfelmérést több középes és távoli infravörös hullámhosszon. Többek között az IRAS-nek köszönhetjük az első törmelékkorong felfedezését egy csillag (nevezetesen a Vega) körül, amiből azóta egy komplett tudományág nőtt ki. Ugyancsak az IRAS észlelte elsőként – elsősorban a rövidebb, 12 és 25 μm-es hullámhosszakon – kisbolygók hősugárzását, ami lehetőséget kínált azok méretének és a felszínük fényvisszaverő képességének meghatározására.

Bár alapvetően a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás vizsgálatára építették, az 1989-ben felbocsátott COBE (Cosmic Background Explorer) űrtávcső DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) műszere a máig legpontosabb méréseket szolgáltatta a diffúz infravörös háttérről az 1–240 mikrométeres hullámhossztartományban. A diffúz infravörös háttér két legfontosabb komponense a Tejútrendszer síkja körül koncentrálódó csillagközi anyag és az abban található por, illetve a Naprendszerben található porszemcsék sugárzása, amit leginkább állatövi fényként ismerünk. Mivel ezek nagyrészt különböző hullámhosszakon sugároznak, megfelelő mérésekkel hatékonyan szétválaszhatók.

A teljes égfelmérést végző infravörös űrtávcsövek mellett a 1990-es évek közepétől megjelentek az űrobszervatóriumok is, amelyek célja nem az ég teljes feltérképezése, hanem mindig egy kiválasztott terület vagy objektum részletes megfigyelése. Az első ilyen űrtávcső az ISO (Infrared Space Observatory) volt (1995 és 1998 között), amit a Spitzer (2003–2020), majd a Herschel (2009–2013) űrtávcső követett. Ezek fedélzetén általában több műszer is működött, lehetőséget biztosítva mind leképező, mind spektroszkópiai mérésekre – általában egy széles infravörös hullámhossztartományban. A Herschel űrtávcső a korábbiakhoz képest teljesen új kategóriát jelentett 3,6 méter átmérőjű főtükrével, mivel a korábbi űrtávcsövek főtükre egy méter alatti volt. Mivel az infravörös tartományban működő detektorokat folyamatosan nagyon alacsony hőmérsékleten kell tartani, a hűtőközeg (általában cseppfolyós hélium) párolgása miatt az ilyen távcsövek élettartama véges (ún. kriogenikus fázis), tipikusan 3–5 év. Ezután a nagyobb hullámhosszakon működő detektorok a növekvő hőmérséklet miatt használhatatlanná válnak. A Spitzer űrtávcsövön a közeli infravörös tartományban működő detektorok is voltak, azokat pedig kevésbé zavarja a magasabb hőmérséklet, így a programját meghosszabbították az ún. „meleg” fázisra, amikor csak ezek a detektorok működtek egészen 2020. január végéig. A teljesség kedvéért megemlítjük a Hubble űrtávcsövet is, amelyen az optikai és a közeli ultraibolya fotonok detektálására szolgáló műszerek mellett a közeli infravörösben 2,5 mikrométerig érzékeny detektorok is vannak, és 1990 óta mindmáig sikeresen működik.

A korábbi rendkívül sikeres égfelmérő programokat követve 2006-ben bocsátották fel a japán Akari, 2009-ben pedig az amerikai WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) űrtávcsövet, szintén azzal a céllal, hogy minél több infravörös hullámhosszon feltérképezzék az eget.

2. ábra. Az állatövi fény (balra) és a Tejút halványan derengő sávja (jobbra) Zolt Levay felvételén. (*Forrás*: https://hubblesite.org/contents/media/images/2021/001/01EWXK6QFEF57A7W1RV6TC6ZZB)



3. ábra. A teljes ég infravörös hullámhosszakon a COBE űrtávcső DIRBE műszerének mérései alapján (galaktikus koordináta-rendszerben). A fényes sárga sáv a kép közepén a Tejútrendszer fősíkja mentén koncentrálódó csillagközi por, az S alakú kék sáv a naprendszerbeli bolygóközi por, azaz az állatövi por sugárzása. (*Forrás:* NASA, Michael Hauser (STScI), COBE/DIRBE Science Team)

A WISE űrtávcsövet a hűtőközeg kifogyása után hibernálták, de 2013-ban reaktiválták, hogy a két legrövidebb hullámhosszon működő detektorával földközeli kisbolygók után kutasson. Ez a NEOWISE program eddig 158 ezer kisbolygót detektált, amiből 34 ezer új felfedezés. A NEOWISE programot leszámítva infravörösben jelenleg egyedül a James Webb űrtávcső (JWST) észlel, hiszen detektorainak túlnyomó része a közeli infravörös (1–5 mikrométer, NIRCam és NIRSpec műszerek), illetve a középinfravörös (5–25 mikrométer, MIRI) tartományban működik.

Az infravörös űrtávcsövek felhasználási területe a Naprendszer kutatásán belül is rendkívül széles, az alábbiakban azokat a területeket mutatjuk be, ahol az infravörös csillagászat a legnagyobb mértékben járult hozzá a Naprendszer jobb megismeréséhez.

Az állatövi fény

Amit mi az éjszakai égen napnyugta után vagy napfelkelte előtt állatövi fényként látunk *(2. ábra)*, az valójában a belső Naprendszert kitöltő porkorong szemcséin szóródó napfény. Ezek a szemcsék az infravörös hullámhosszakon is intenzíven sugároznak, és az állatövi fényhez tartozó széles öv az ekliptika körül az infravörös ég egyik legszembetűnőbb jellegzetessége. Az állatövi fényt sugárzó korong globális szerkezetét leginkább a COBE/DIRBE méréseiből ismerjük *(3. ábra),* finomszerkezét az IRAS és a Spitzer űrtávcsövek megfigyeléseivel, hőmérséklet-eloszlását pedig az ISO űrtávcsővel térképezték fel. A finomszerkezetben legfeltűnőbbek azok a porsávok, amelyek kisbolygók ütközéseinek nyomai, és általában jól azonosítható kisbolygócsaládokhoz tartoznak. Az állatövi fény porának eredete nagyon régóta foglalkoztatta a kutatókat, hiszen a porszemcsék a napsugárzással való kölcsönhatás miatt nem maradnak hosszú ideig Nap körüli pályán, így az állatövi fény korongjának fenntartásához folyamatos utánpótlásra van szükség. Sokáig azt gondolták, hogy a porsávokért is felelős kisbolygóütközések pótolhatják a port. Az IRAS mérései viszont megmutatták, hogy főként a belső Naprendszerbe érkező és ott többszöri napközelpont-áthaladás után széteső rövid periódusú üstökösök a felelősek a por újratermeléséért – így végeredményben friss anyagot szállítva a Neptunuszon túli vidékről a belső Naprendszerbe.

Kisbolygók

A Mars és a Jupiter közötti fő kisbolygóövben több mint egymillió 1 km-nél nagyobb átmérőjű aszteroida található, és ennél lényegesen több kisbolygó kering a Naprendszer távoli vidékén, a Neptunuszon túl, az ún. Kuiper-övben. Bár a főövben és a Kuiper-övben található a legtöbb kisbolygó, az óriásbolygók között vagy akár a Föld közelében is előfordulnak, az utóbbi esetben potenciális becsapódásukkal veszélyt jelentve akár a Földre is.

A kisbolygók a bolygókezdemények kezdeti populációjának szétszóródott maradványai, amelyek növekedését megállították a korai Naprendszer dinamikai folyamatai. Az aszteroidák méret szerinti eloszlása betekintést nyújt eredetükbe és fejlődésükbe, megmutatja, hogy milyen ütközéseken és dinamikus folyamatokon mentek keresztül. Az aszteroidák mérete rendkívül fontos annak meghatározásához is, hogy a Földhöz nagyon közel kerülő kisbolygók mekkora veszélyt jelenthetnek. Bár a kisbolygók folyamatos megfigyeléseiből ismerjük a pályájukat, annak alapján pedig az éppen aktuális távolságukat, az égitestek méretét a kizárólag a látható fényben

végzett megfigyelésekből nem lehet megállapítani: egy nagy és sötét kisbolygó összességében éppen annyi napfényt verhet vissza, mint egy kisebb, de világos felszínű. A legnagyobb kisbolygók kivételével nincsenek elég nagy távcsöveink ahhoz, hogy felbontsuk a kisbolygók korongját, és így meghatározzuk a méretüket vagy akár az alakjukat (a legnagyobb kb. ötven kisbolygó esetében ezt éppen a közeli infravörös hullámhosszakon, az ESO Very Large Telescope UT3 egységén működő SPHERE adaptív optikás rendszerrel sikerült elérni). A kisbolygók csillagfedéseiből szintén meghatározható a kisbolygók alakja és mérete, de ezek technikai korlátai és adott helyen történő előfordulásuk ritkasága nem teszi lehetővé, hogy a módszert sok kisbolygóra alkalmazzák. A kisbolygók azonban a nem visszavert napfényt elnyelik, és hő formájában kisugározzák. A visszavert napfény és a hősugárzás egyidejű megfigyeléséből pedig meghatározható az égitest átmérője és a felszín fényvisszaverő képessége (albedója). A földi távcsövekkel ezek a megfigyelések nagyon nehézkesek, ezért először csak az IRAS műhold mérései alapján vált jelentős számban lehetővé nagy számú kisbolygó méretének és albedójának meghatározása. A főövben és a Föld körüli térségben a legtöbb kisbolygó méretét a WISE és az azt követő NEOWISE programoknak köszönhetően ismerjük. Ebből tudjuk, hogy a Földet megközelítő kisbolygók között nagyjából fele annyi kicsi (néhány száz méteres) égitest van, mint azt korábban a nagyobb aszteroidák száma alapján gondoltuk.

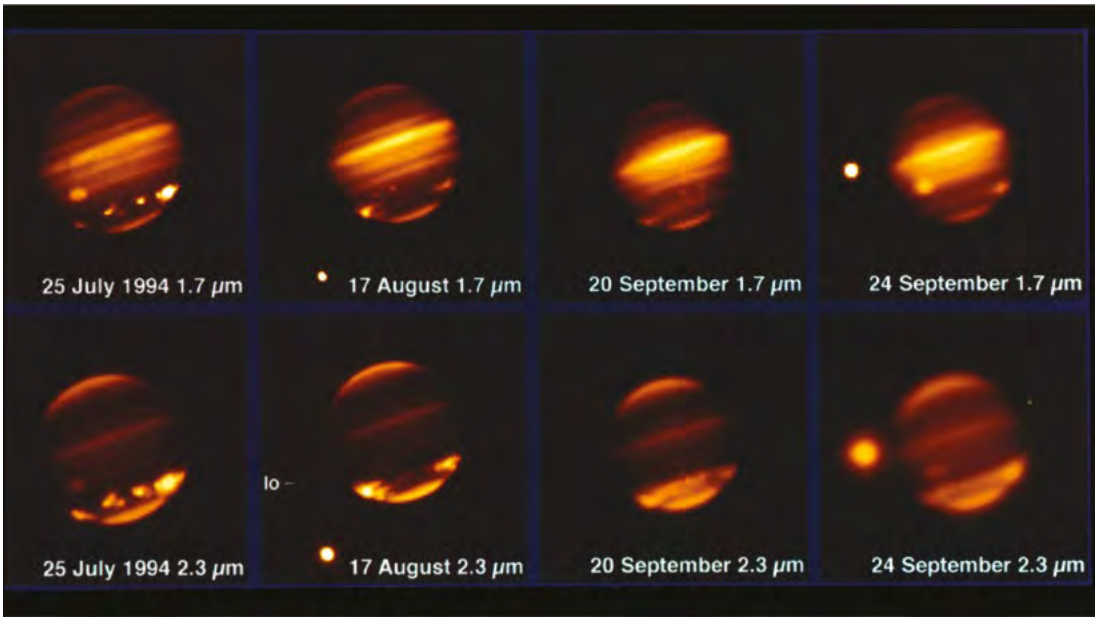
Az infravörös mérések nemcsak az albedó és a méret meghatározását teszik lehetővé, az infravörös sugárzás a felszín sok jellemzőjére is érzékeny. Ilyen a felszín érdessége – ami lehet akár nagyléptékű, amit elsősorban a kráterek mélysége, száma és méreteloszlása határoz meg –, illetve a felszínt alkotó kövek és por méreteloszlása. Ugyancsak fontos jellemző a felszín hőtehetetlensége, vagyis hogy milyen gyorsan melegszik fel, illetve hűl le a felszín. Ezt az összetételen kívül a felszínen lévő kövek, sziklák mérete, a felszínt alkotó finom por, a regolit porozitása és számos egyéb tényező befolyásolhatja. A hőtehetetlenség a kisbolygók egyik legfontosabb jellemzője, mert az égitest pályáját és forgását befolyásoló legtöbb nem gravitációs hatás – közte a Jarkovszkij- és a YORP-effektus mértéke – ettől erősen függ.

A Jarkovszij-effektus azért lép fel egy forgó és nem nulla hőtehetetlenségű kisbolygó esetében, mert az elnyelt napfényt a kisbolygó a legintenzívebben nem a Nap irányában, a Nap helyi delelésének pillanatában sugározza vissza, hanem kicsit később és eltérő irányban: az aszteroidán (helyi idő szerint) kb. „délután kettőkor” van a legmelegebb. Ez egy kis erőt jelent, ami a kisbolygót a keringési iránnyal megegyező (direkt irányú) forgás esetén kifelé, tágabb pálya felé, ellentétes (retrográd) forgás esetén pedig befelé, kisebb fél nagytengelyű pálya felé tolja. Ez lehet a fő mechanizmus, amellyel a főövből egy kisbolygó a Földet megközelítő pályára kerülhet, és a Jarkovszkij-hatás ismerete nagyon fontos a kisbolygó becsapódási valószínűségének kiszámításához. A YORP-effektus (teljes nevén Jarkovszkij–O'Keefe–Radzievszkij–Paddack-effektus, a nevek magyar helyesírásával) ugyancsak a napsugárzás hatására lép fel, ugyanis egy egyenetlen felszínű vagy szabálytalan alakú aszteroida esetén a visszavert fény és kisugárzott hő csekély forgatónyomatékot gyakorol a kisbolygóra, amelynek irányától függően lassulhat vagy gyorsulhat a test forgása. Extrém esetben ez olyan gyors forgáshoz is vezethet, hogy kis belső összetartó erő esetén egy törmelékhalom szerkezetű kisbolygó – amit alapvetően csak a gravitáció tart össze – a gyors forgás miatt szétesik vagy kettős aszteroida lesz belőle. Mindezeket a hatásokat nem tanulmányozhatnánk a termális infravörös hullámhosszak vizsgálata nélkül.

A külső Naprendszer égitestjei

A Kuiper-övbeli égitestek nagyon távol, a Naptól 35 csillagászati egységnél messzebb keringenek. Felszínük nagyon hideg, ezért az onnan érkező hősugárzás csak a nagyon hosszú, távoli infravörös hullámhosszakon (70–160 mikrométer) figyelhető meg. Ezek detektálásához megfelelő műszerek a Spitzer és a Herschel űrtávcsöveken voltak, és ezekkel 178 Kuiper-övbeli égitest és kentaur méretét, albedóját és egyéb felszíni tulajdonságait határozták meg. (A kentaur típusú objektumok jeges, üstökösszerű égitestek, amelyek az üstökösöknél kisebb excentricitású pályán keringenek a Jupiter és a Neptunusz közötti tartományban; valószínűleg a Kuiper-övből kerültek az óriásbolygók térségébe.) Megállapították, hogy a Neptunuszon túli égitestek felszíne sokkal változatosabb, mint a főövi kisbolygóké: a Jupiter pályáján belül a szenes kondrit meteoritokhoz hasonló, C típusú kisbolygók koromsötét felszínétől a gyakorlatilag minden látható fényt visszaverő, világos felszínig nagyon széles az albedótartomány. Az infravörös mérésekből kapott albedók és a látható tartománybeli színek alapján két jól elkülönülő csoportot azonosítottak: egy vörös, közepes albedójú és egy szürke, alacsony albedójú csoportot. A Neptunuszon túli vidék máig szülőhelyükön maradt ősi populációi valószínűleg sohasem keveredtek máshonnan érkező égitestekkel, és kizárólag a vörös csoportba tartozó objektumokat tartalmaznak, míg azok a populációk, amelyeket jelentős dinamikai hatások értek, és pályáik jelentősen változhattak az évmilliárdok során, mindkét csoportból tartalmaznak égitesteket. Ez arra utal, hogy a korai Naprendszerben létezett egy összetételbeli különbség a protoplanetáris korongban – amelyben a bolygókezdemények létrejöttek – a Naptól 20–25 csillagászati egységre és az annál távolabb keletkezett égitestek között.

A Plútó utáni két legnagyobb törpebolygó, a Eris és a Makemake felszínét nagyrészt metánjég borítja. A közelmúlt egyik legnagyobb hatású eredménye volt, hogy a JWST-vel kapott közeli infravörös spektrumban különböző izotóptartalmú metánmolekulákat sikerült azo-



4. ábra. Shoemaker–Levy 9 üstökös darabjainak becsapódása a Jupiterbe 1994 nyarán az Európai Déli Obszervatóriumból közeli infravörösben készített felvételeken (*Forrás:* ESO)

nosítani ($^{13}CH_4$, $^{12}CH_3D$), és ebből meghatározni a szén $^{12}C/^{13}C$ és a hidrogén D/H (deutérium–hidrogén) izotóparányait. A mért D/H arányok jóval alacsonyabbak, mint a vélhetően ősi 67P/Churyumov–Gerasimenko üstökösben, de hasonlóak a víz D/H arányaihoz sok üstökösben és nagyobb külső naprendszerbeli égitestben. Ez a hasonlóság azt sugallja, hogy az Eris és Makemake esetében a metánban lévő hidrogénatomok vízből származnak, ami múltbeli vagy akár meleg környezetben most is zajló geokémiai folyamatokra utal a felszín alatt. A Gonggong, Quaoar és Sedna törpebolygók ugyancsak a JWST-vel kapott közeli infravörös színképe azt mutatja, hogy a kb. 1000 km-es törpebolygók felszíne nagyon hasonló, és jelentősen különbözik a legnagyobb törpebolygókétól (Pluto, Eris, Makemake). Az 1000 km-es égitestek alacsony gravitációjuk miatt a könnyű metánmolekulákat már nem tudják megtartani a felszínükön, de az ott a napsugárzás és a kozmikus sugárzás részecskéinek hatására keletkező egyszerű szénhidrogéneket (etán, acetilén) igen. A felszínek közötti különbségek valószínűleg abból adódnak, hogy a nagyon különböző pályájú égitestek eltérő időt töltenek különböző sugárzá-

5. ábra. A négy óriásbolygó gyűrűi közeli infravörös hullámhosszakon a James Webb űrtávcső NIRCAM műszerével készített felvételeken. (*Forrás:* NASA/ESA/CSA/STScI/AndreaLuck)

si környezetekben. A Naptól legtávolabb keringő Sedna felszíne a leggazdagabb szénhidrogénekben, míg a Naphoz legközelebb keringő Quaoar esetében sikerült a legkevesebb ilyen molekulát azonosítani.

Az infravörös megfigyelések megmutatták, hogy az üstökösökben sokkal több por van, mint azt korábban gondoltuk. A klasszikus „gázos" üstökösökről kiderült, hogy jelentős méretű, nagy porszemcsékből álló porkómájuk és csóvájuk van. Megállapították, hogy az üstökösök tömegvesztésének fő mechanizmusa a nagy szemcsék csóvákba történő kifújódása. Ezek a részecskék gyorsan elpárolognak, miután elhagyták az üstökösmagot, és az üstökös tömegvesztésének nagy része ezekből a szilárd részecskékből származik.

A Herschel űrtávcső távoli infravörösben működő HIFI műszere volt az első, ami megmutatta, hogy a 103P/Hartley 2 üstökösben található víz D/H aránya nagyon hasonló ahhoz, amit a földi óceánokban mérünk, és az üstökösök fontos szerepet játszhattak a Föld vízkészletének létrehozásában. Ugyancsak a HIFI méréseiből mutatták meg, hogy a Jupiter felsőlégkörében észlelt vízpára a Shoemaker–Levy 9 üstökös becsapódásából származik, ugyanis majdnem tíz évvel a becsapódás után is azon a szélességen volt látható a víz túlnyomó része, ahol az 1994-es becsapódás történt *(4. ábra)*.

A Szaturnusz legnagyobb gyűrűje

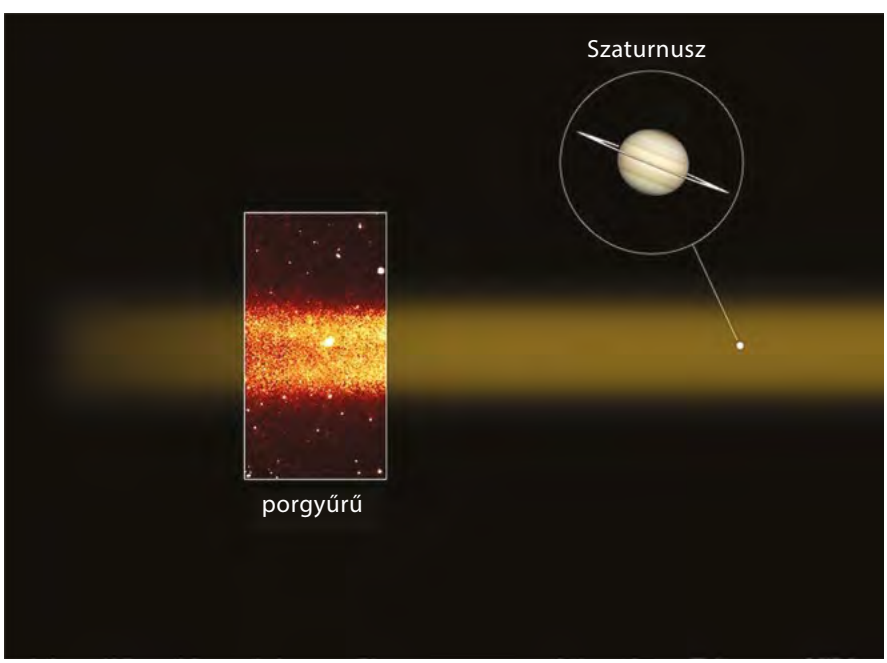
A Phoebe a Szaturnusz legnagyobb irreguláris holdja (az irreguláris holdak az óriásbolygók körül távoli, elnyúlt és nagy hajlásszögű pályákon keringenek, szemben az egy síkban, a bolygóhoz közel keringő reguláris holdakkal). A Spitzer űrtávcső MIPS kamerája közép- és távoli infravörös hullámhosszakon fedezte fel a Phoebe-gyűrűt, a Naprendszer legnagyobb ismert gyűrűjét. Az óriásbolygók körüli legtöbb gyűrű vékony, és a bolygótól néhány bolygósugár távolságban helyezkedik el *(5. ábra)*. Ezzel szemben a Szaturnusz körüli Phoebe-gyűrű 100–270 bolygósugárnyi átmérőjű, és mintegy 40 bolygósugárnyi széles *(6. ábra)*.

A gyűrű anyaga a lényegében a gyűrű belsejében keringő Phoebe felszínéről származik. A kisebb szemcsék lassan a Szaturnusz felé sodródnak, és némelyikük a Phoebe pályáján belül keringő Iapetus vezető (a keringés irányába néző) félteké jén végzi – emiatt sötét a Iapetus vezető és világos a követő oldala. A Phoebe-gyűrű a jelenleg ismert egyetlen példája az ún. holdraj-por (satellite swarm dust) gyűrűknek. Ilyeneknek létezniük kell az óriásbolygók körül történetük valamely szakaszában, amikor az irreguláris holdrendszerekben a holdak közötti gyakori ütközések elegendő port termelnek ehhez.

Óriásbolygók

A Naprendszer óriásbolygói is bolygókezdeményekből keletkeztek – a Föld-típusú bolygókhoz hasonlóan –, de olyan korán és olyan távolságban a Naptól, hogy jelentős mennyiségű gázt tudtak magukba építeni a protoplanetáris korongból. A saját légkörük megértésén túl a Naprendszer óriásbolygói szolgáltatják az exobolygólégkörök megértésének alapját, hiszen csak a Naprendszer esetében van lehetőség ezek részletes megfigyelésére.

Az infravörös tartományban működő űrtávcsövek számára az óriásbolygók általában túl fényesek voltak



6. ábra. A Szaturnusz körüli Phoebe-gyűrű sematikus képe. Hozzá viszonyítva a fő gyűrűrendszer szinte eltörpül. Középen a Spitzer által 24 mikrométeren alkotott kép van kiemelve. (*Forrás:* NASA/ESA/STScI/AURA)

– különösen a Jupiter és a Szaturnusz –, és az ezeken a hullámhosszakon jellemző alacsony szögfelbontás miatt a bolygók korongján sem tudtak volna részleteket megfigyelni. Az Uránusz és a Neptunusz légkörét a Spitzer űrtávcső azonban meg tudta figyelni spektroszkópiai módban, illetve meg tudta határozni az átlagos hőmérsékleteket és a légkört alkotó molekulák gyakoriságát. A Spitzer megfigyelései előtt nagyon keveset tudtunk a jégóriások sztratoszférájának kémiájáról és a légkör dinamikájáról – az 1980-as években a Voyager-szondák nem szolgáltattak erről számottevő információt.

A Spitzer űrtávcsővel az Uránusz légkörében különböző szénhidrogének vonalait lehetett azonosítani (C_2H_6, CH_3C_2H, C_4H_2) a 10–20 mikrométeres hullámhossztartományban. Azt találták, hogy az Uránusz fényességi hőmérsékete jelentősen változik, ahogy a bolygó forgása miatt más és más légköri területeket látunk. Az infravörös spektrumok lehetőséget adtak a hőmérséklet légköri mélység szerinti változásának meghatározására is, ami igen fontos a bolygólégkörök megértéséhez. Mint kiderült, az Uránusz esetében a légköri elnyelésben a H_2S molekula is fontos szerepet játszik a domináns hidrogénmolekula miatti elnyelés mellett. Hasonlóan az Uránuszhoz, a Neptunusz légköre is nagyrészt hidrogénből, héliumból és metánból áll. A Neptunusz esetében a korábbi mérések több, a metánból fotodisszociációval keletkező molekulát azonosítottak (C_2H_6, C_2H_2, C_2H_4, HCN stb.), a Spitzer méréseiből pedig újabb molekulákat találtak (CH_3C_2H, C_4H_2). A légkörmodellek egyik legfontosabb diagnosztikai eszköze e molekulák gyakorisági aránya. E modellekben a cél a gyakoriságok megmagyarázása kémiai reakciókkal, az alacsonyabb légköri rétegekbe süllyedéssel és az alsólégkörben történő esetleges kondenzációval.

Bár az óriásbolygók általában a JWST számára is túl fényesek, bizonyos infravörös tartományokban – például ahol a metánnak erős elnyelési sávjai vannak – akár a bolygók légköre is megfigyelhető, ami sötét, elnyelő háttérként jelenik meg a fényes, magaslégköri felhők mögött. Ilyen képeket mind a négy óriásbolygóról készített a JWST.

Az Uránusz és a Neptunusz halvány gyűrűit csillagfedésekkel fedezték fel, ezek létezését később a Voyager-szondák is megerősítették, de a Földről csak nagyon nehézkesen lehetett a gyűrűket megfigyelni. Azonban szemben az általános helyzettel, amikor a túlságosan fényes bolygó mellett a halvány gyűrűk nem látszanak, ezeken a közeli infravörös hullámhosszakon a metán elnyelése olyan erős, hogy a bolygó mellett a bolygóhoz közeli gyűrűk is jól észlelhetők, teljesen új lehetőséget nyitva a gyűrűk dinamikájának és fejlődésének tanulmányozására. A légkört alkotó molekulák izotópjainak sávjai továbbá egymástól kissé eltérő hullámhosszakon figyelhetők meg, így lehetőséget adnak arra is, hogy az egyre ritább izotópokkal egyre beljebb lássunk a leggyakoribb izotópokkal egyébként átlátszatlan légkörbe, és meghatározzuk az ottani hőmérsékletet és szélsebességeket, amit más módon nem tehetnénk meg.

A JWST lehetőséget kínál egy speciális molekula, a H_3^+ tanulmányozására is, amelynek legfontosabb vonalai 3–4 mikrométer között vannak, és amelyeket a Földről nagyon nehéz megfigyelni és változásukat nyomon követni. A H_3^+ a sarki fény jó nyomjelző molekulája, mivel a poláris vidékeken a beérkező nagy energiájú részecskék hatására keletkezik. A H_3^+ folyamatosan lebomlik disszociatív rekombinációval vagy más molekulákkal történő reakcióval, így csak ott számíthatunk rá, ahol az atmoszférikus keveredés gyenge, és a nehezebb elemek koncentrációja alacsony. Az óriásbolygók és a barna törpék termoszférájában és ionoszférájában a H_3^+ a radiatív hűlés egyik domináns forrása és kiváló „hőmérő”. A Jupiter, Szaturnusz és Uránusz esetében a felsőlégkör hőmérsékletének, sűrűségének, széldinamikájának és a mágneses térrel való kölcsönhatásának megállapításában nagyon fontos szerepe van, és hasonlóan fontos szerepe lehet e molekulának az exobolygólégkörökben is.

A közeljövő infravörös távcsövei

A távoli infravörös csillagászat (30–300 mikrométeres hullámhosszak) „aranykora” után, amikor több mint két évtizedig szinte folyamatosan működtek ezt a tartományt észlelő űrtávcsövek (az ISO, a Spitzer, majd a Herschel), jelenleg tervben sincs ilyen program – bár ez a tartomány fontos lenne a hideg égitestek (a Naprendszerben elsősorban a Kuiper-öv és az óriásbolygók holdjai) tanulmányozásához. Az ehhez legközelebbi tartományt a JWST MIRI berendezése képes megfigyelni (5–25 mikrométer), de a közeli infravörösben működő (1–5 mikrométer) műszereivel egyébként is a JWST marad az elkövetkező évtized infravörös űrtávcsöve.

A jelenleg tervezés alatt álló, lényegében a Hubble űrtávcső utódjának tekinthető Nancy Grace Roman űrtávcső csak kis részben lesz infravörös távcső, hiszen csak a közeli, kb. 2 mikrométeres hullámhosszig láthatunk majd bele az infravörösbe. Az általános célú infravörös űrtávcsövek mellett több elfogadott vagy tervezett űrtávcső is foglalkozik majd aszteroidák, elsősorban potenciálisan veszélyes kisbolygók felfedezésével és karakterizálásával. A NASA NEO Surveyor programja egy 2027-ben felbocsátandó infravörös űrtávcső lesz, aminek célja, hogy potenciálisan veszélyes kisbolygókat találjon, és hogy felfedezze a ~140 m-nél nagyobb kisbolygók 90%-át a felbocsátás utáni tíz éven belül. A hatékony detektálás érdekében két infravörös sávban fog méréseket végezni, amelyek alapján nemcsak felfedezhető egy ilyen égitest, hanem meghatározható a mérete és albedója is, ami elengedhetetlen a veszélyesség mértékének kiszámításához. Hasonlóan a NEO Surveyorhoz, az ESA tervezett NEOMIR távcsöve is az infravörös tartományban vadászna veszélyes kisbolygókra. Speciális tervezésének köszönhetően érzékeny lesz a Naphoz közeli irányokból érkező kisbolygókra is, amiket sem földi mérésekkel, sem a hagyományos űrtávcsövekkel nem tudunk felfedezni.

KERESSÜK A FÖLD ÉGI MÁSÁT!

Kiss L. László
HUN-REN CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet, Budapest
E-mail: kiss.laszlo@csfk.org

A legelső, Naphoz hasonló csillag körül keringő exobolygó, az 51 Pegasi b felfedezése óta [1] közel 30 év telt el. Azóta a Naprendszeren kívüli, azaz más csillagok körül keringő planeták kutatása hihetetlen fejlődésen ment keresztül. Az első két évtized egyértelműen a keresés és felfedezés jegyében telt el, amihez minden korábbinál pontosabb és érzékenyebb műszerek készültek földi óriásteleszkópokra és ilyen kutatásokat végző űrtávcsövekre. Az elmúlt kb. egy évtizedben egyre inkább áthelyeződött a hangsúly a jellemzésre, a felfedezett sok ezer exobolygó tulajdonságainak pontos meghatározására, amelyek ismeretében felrajzolhatjuk a keletkezés és fejlődés történetének legfontosabb állomásait.

A mindennek keretet adó nagy kérdés kezdettől fogva önmagunk keresése odakint, a csillagok világában. Egyedül vagyunk az Univerzumban? Van élet máshol? Létezik Földünk égi mása? Az utóbbi kérdés, a „Föld 2.0” megtalálása és az azon esetleg létező értelmes élet kimutatása, a kapcsolat felvétele talán a legizgalmasabb a nagyközönség számára is. A fény véges terjedési sebessége miatt óhatatlanul több évtizedes-évszázados múltat tanulmányozhatunk még a közelinek tekinthető csillagok bolygórendszereinek vizsgálatakor is. Ugyanakkor a sok esetben vágyvezérelt hipotéziseket felváltó empirikus tudás alapvető áttörés lenne még akkor is, ha a fényévek tucatjaira-százaira levő exobolygó(k) esetleges lakóival a kapcsolatfelvétel mai tudásunk szerint teljesen reménytelen.

Érdemes ma, 2024-ben kicsit megállni és körbenézni az exobolygós tájon. Hova jutottunk a kezdeti szkepszist felváltó hirtelen lelkesedés és a valóság nehézségeivel történt szembenézés fázisai után? Tényleg a James Webb űrtávcső lesz az, amivel kutatók rámutathatnak egy exobolygóra mint valószínű életfolyamatok helyszínére? Immáron szenior kutatók is elmondhatják, hogy életük nagyobb felében már ismerték az exobolygók létezését, így a téma újdonságszerűsége elég régen elmúlt. Viszont a területre fordított hatalmas erőforrásoknak köszönhetően kis túlzással naponta jönnek a szenzációként tálalt felfedezések. Az ezekből összeálló általános képet néhány pontban elmesélve segíthetünk a kedves Olvasónak eligazodni a hírek áradatában és helyi értékén kezelni a szalagcímek mögött megbújó valóságot.

Először röviden összefoglaljuk, hogy miért is volt olyan nehéz felfedezni az első exobolygókat, utána pedig tíz fontos tényállításban áttekintjük az elmúlt években feltárt legfontosabb kutatási eredményeket.

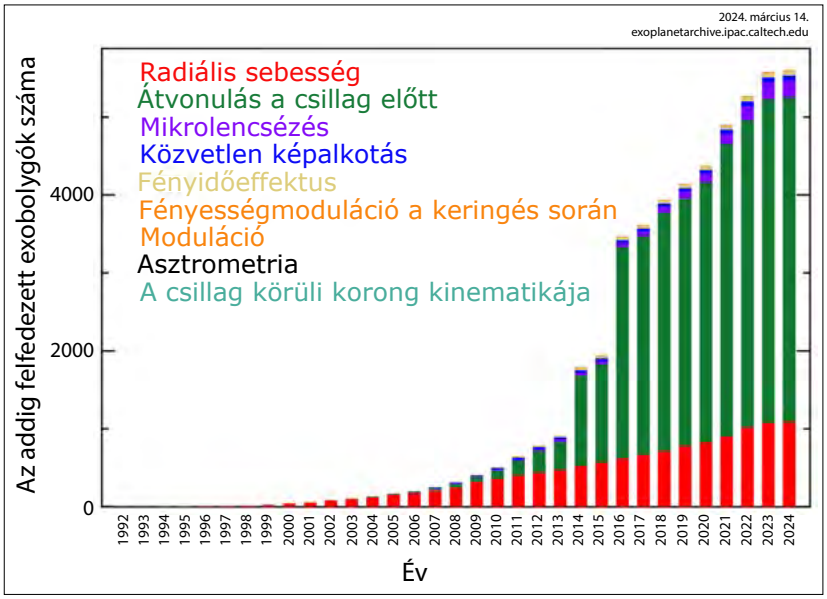
Felfedezni nehéz

A csillagok közötti hatalmas távolságok és a látható fény tartományában saját sugárzást nem kibocsátó exobolygók együttesen azt eredményezik, hogy a kisszámú közvetlen képalkotással történő bolygófelfedezés mellett a közvetett módszerek mindmáig a leghatékonyabbak. A bolygó csillag előtti átvonulása (tranzitja) során csökken a mérhető fényesség, és így jutunk a fedési exobolygók felfedezéséig. Míg egy Jupiterhez hasonló bolygó egy Naphoz hasonló csillag korongjának nagyjából 1%-át képes kitakarni, ezáltal 1%-os fényességcsökkenést előidézve, addig egy Föld méretű exobolygó a Naphoz hasonló központi csillaga előtt átvonulva mindössze 0,01%-os elhalványodást okoz. Ilyen pontosságú, hosszú időn keresztül folyamatosan fenntartott fényességmérés földi távcsövekkel a légköri hatások, felhők, nappalok és éjszakák váltakozásai miatt nem kivitelezhető, ezért a Földhöz hasonló bolygókra vadászó programok szinte kivétel nélkül űrtávcsöves adatgyűjtésre alapoztak. E célból született meg a NASA 600 millió dolláros űrtávcsöve, a Kepler, ami 2009 és 2013 között egy adott égterületen lényegében megszakítás nélkül vizsgált több mint 150 ezer csillagot, körülöttük keringő exobolygók tranzitjaira vadászva. 2018 óta a szintén a NASA által elindított TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) folytatja a 200 fényévnél közelebbi csillagok fedési exobolygóinak felfedezésére irányú megfigyeléseket, az Európai Űrügynökség pedig a 2020-as évek végén lép nagyot a PLATO exobolygókereső űrobszervatóriummal, ami 26 egyedi távcsővel hatalmas látómezőben lesz képes csillagok százezreinek fényváltozását követni.

Ha a bolygó pályája tőlünk nézve térben nem halad el a központi csillag előtt, akkor is lehetséges a felfedezés, például a csillag periodikus sebességváltozásainak detektálásával. A rendszer tömegközéppontja körül nemcsak a bolygó, hanem maga a csillag is keringést végez, a csillag és a bolygó közötti távolságtól és a két égitest tömegének arányától függő mértékben. A csillag látóirányú (radiális) sebességét viszont a színképvonalak hul-

Kiss László Széchenyi- és Prima Primissima-díjas fizikus, diplomáját (1996) és PhD fokozatát (2000) a Szegedi Tudományegyetemen szerezte, majd 2007-ben lett az MTA doktora, 2013-tól az MTA levelező, 2019-től az MTA rendes tagja. 2009-ben az MTA Lendület Fiatal Kutatói Program támogatásával tért haza hét évnyi ausztráliai kutatómunka után. Vezetésével csatlakozott Magyarország az Európai Űrügynökség exobolygókkal foglalkozó Cheops űrtávcsövének tudományos programjához. Jelenleg a HUN-REN Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont főigazgatója, a HUN-REN CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet kutatóprofesszora.

lámhossza elárulja. Az időben változó Doppler-effektus révén felfedezett exobolygókat szokás Doppler-bolygóknak hívni, s mindmáig ez a második legtöbb exobolygót eredményező módszer. Az, hogy a legelsőként felfedezett bolygók mind a csillagukhoz közel keringő (ezért magas felszíni hőmérsékletű) és Jupiterhez hasonló tömegű planéták volt, azaz mai kifejezéssel forró jupiterek, egyértelműen kiválasztási effektus: ezekre az égitestekre volt a legnagyobb a mérhető jel, azaz felfedezésük jelentette a legkisebb méréstechnikai kihívást: jellemzően néhány napos periódusokkal több tíz, akár több száz m/s-os sebességváltozásokat kellett mérni. A Föld a Napot egy év periódussal kb. 10 cm/s sebességgel mozgatja meg – mindmáig nincsenek ilyen pontosságú csillagsebesség-mérő berendezéseinek; jelenleg inkább a 0,5–1 m/s a pontosság határa, ezért a Föld égi mását Doppler-bolygóként még egy ideig biztosan nem fogjuk megtalálni.



1. ábra. Az exobolygó-felfedezések összesített darabszáma a felfedezési módszerek alapján [3]

A megfigyelő csillagászok számos egyéb módszert kidolgoztak bolygóméretű testek kimutatására csillagok körül (a teljesség igénye nélkül: gravitációs mikrolencsézés, közvetlen képalkotás, asztrometriai imbolygás, másodlagos fényváltozás-modulációk), ám jelenleg a fedési és a Doppler-bolygók alkotják az ismert exobolygók túlnyomó részét. Arányait tekintve a helyzet a jövőben sem fog jelentősen megváltozni, mivel a tervezett földi és az űrből végrehajtandó keresőprogramok további fedési exobolygók tíz- és százezreit fogják felfedezni a következő évtizedekben. A Gaia asztrometriai űrszonda várhatóan a központi csillagok bolygó általi imbolygását tízezres mintára képes lesz kimérni, ám ez még mindig el fog maradni a tranzitkereső programok produktivitásától. Egyes becslések szerint [2] 2050-re akár több tízmillió exobolygót felfedezhetünk, ami már egészen más dimenzióba fogja helyezni a terület kutatásait. Viszont a ma ismert exoplanéták alapján is meg lehet fogalmazni jó néhány általános kijelentést. Ezek közül válogattunk ki tízet a következő részben.

Tíz fontos tény az exobolygók világából

1. Már több mint ötezer exobolygót ismerünk

Az interneten található, folyamatosan frissített exobolygó-katalógusok [3, 4] között vannak kisebb eltérések, ám abban összhang van, hogy 2024. március közepéig a csillagászok kb. 5600 exobolygót fedeztek fel. Ebből bő 4000 fedési, kicsit több mint 1000 Doppler-bolygó, és mindössze kevesebb mint 500 bolygót találtak más módszerekkel. A teljes mintát a Kepler dominálja, amely a 2009 és 2013 közötti négy év szünetmentes adatgyűjtés után 2014 és 2018 között a K2 programmal 80 napos méréssorozatokat folytatott az ekliptika mentén. Az utóbbi programmal is fedési exobolygók százait találta, de már csak a rövidebb keringési periódusú tartományból. A Kepler után a TESS vette át a felfedezésekben a vezető szerepet, és elsősorban ennek az űrtávcsőnek köszönhető, hogy a 2020-as években is 100–300 új fedési exobolygót találnak évente. Ehhez képest a bejelentett Doppler-bolygók száma kizárólag 2022-ben haladta meg az évenkénti százat, inkább csak 30–60 új felfedezést jelentenek be a kutatók egy-egy évben *(1. ábra)*.

Összességében fontos üzenet, hogy ma már ténylegesen idegen világok ezreit lehet kutatni, ami az új vizsgálatok számára gyakorlatilag végtelen lehetőségek tárházát biztosítja.

2. A jelenleg ismert exobolygók nagyon különböznek a Naprendszer bolygóitól

Ennek elsődleges oka az, hogy méréseink mindeddig a csillagukhoz közelebb keringő (tehát rövidebb keringési periódusú), nagyobb tömegű és csillagukhoz képest viszonylag nagyobb bolygókra voltak érzékenyek. A közeli és nagy tömegű bolygók a forró jupiterek, a közeli és kevésbé nagyobb méretű planéták – sűrűségük szerint – a szuperföldek és mini-neptunuszok (4–8 földsugár átmérőjűek); a csillagukhoz viszonyítva nagyobb méretű bolygók pedig lehetnek akár földméretűek is, cserébe a csillaguk nem a Naphoz hasonló, hanem akár tízszer kisebb átmérőjű vörös törpecsillag. Egyszóval a méréseinkhez kapcsolódó kiválasztási effektusok, különösen az adatgyűjtés teljes időtartama eleve a nem naprendszeri bolygókhoz hasonló planéták kimutatása felé terelik felfedezéseinket. Ettől függetlenül kijelenthető, hogy az exobolygók világa minden várakozást felülmú-

lóan változatosnak bizonyult, aminek fontos következménye, hogy a bolygókeletkezési elméletek csak akkor tekinthetőek teljesnek, ha a Naprendszerünk kialakulásán túl képesek megmagyarázni ezt a végtelenül változatos bolygóvilágot is más csillagok körül.

3. Bolygók szinte minden csillag körül keringenek

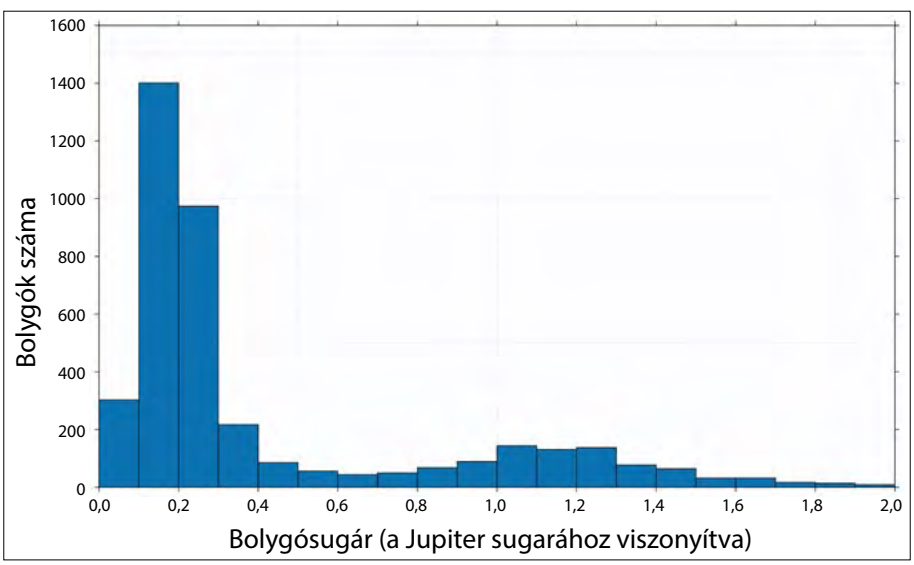
Elég pongyola kijelentés, mert a szakirodalomban (pl. [5, 6]) szokás különválasztani a bolygógyakoriságok vizsgálatát Naphoz hasonló csillagokra, általában törpecsillagokra, M színképtípusú vörös törpékre, magányos vagy többes, fémgazdag vagy fémszegény csillagokra stb. Viszont bárhogyan forgatjuk is az empirikus adatokat, a történet vége mindig az, hogy a már ismert exobolygók részletes statisztikai elemzése a különböző csillagokra 30% és 80% közötti bolygógyakoriságokra vezet, ami valójában tényleg igen magas arány. Az egyik első fontos Kepler-eredmény [7] szerint a 85 napnál rövidebb keringési idejű bolygókra szorítkozva a Földhöz hasonló méretűek abszolút gyakorisága 16%, az 1,25–2-szer nagyobb szuperföldeké 21%, a 2–4 földméretű mini-neptunuszoké pedig 20% a Naphoz hasonló csillagok körül.

Ugyanakkor a fiatal csillagok körüli protoplanetáris korongok, majd a későbbi fázisban a törmelékkorongok vizsgálatai mindenütt a bolygókialakulás jeleit tárják fel. A kettőscsillagoknál előfordulhat, hogy a két csillag kölcsönös gravitációs terében a bolygókeletkezés ellehetetlenül [8], és azt is tudjuk, hogy az összes csillag kb. fele kettős vagy többes rendszer tagja. Ezért azt biztosan nem lehet kijelenteni, hogy *minden* csillag körül lennie kell bolygónak is, azt azonban igen, hogy a bolygókeletkezés a csillagkeletkezés természetes kísérőjelenségének tűnik, ezért vélhetően a csillagok döntő többsége körül léteznek bolygókísérők, csak nem biztos, hogy a jelenlegi méréstechnikáinkkal mindenképpen képesek lennénk kimutatni ezeket a rejtőzködő égitesteket.

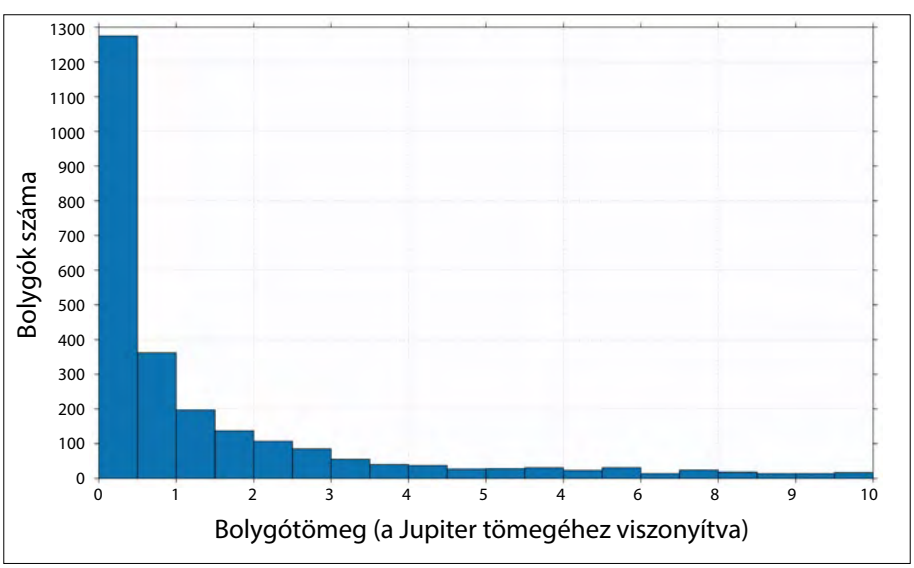
4. A kis méretű bolygókból több van

Ez egy nagyon sok diszkussziót nem igénylő kijelentés, ami következik a természetben előforduló fragmentációs folyamatok sajátosságaiból. Ahogy egy csillagkeletkezési régióban egy nagy molekulafelhő összezuhanásakor néhány nagy tömegű csillag mellett akár több száz kisebb csillag alakul ki, úgy a bolygókeletkezésnél is heurisztikusan várható, hogy minél kisebbek a planéták, annál több keletkezik belőlük.

Ezt egyébként legjobban a fedési exobolygók statisztikái mutatják, amelyek ma már a 100 napos keringési periódusú tartományban egészen torzításmentesnek tekinthetőek *(2. ábra)*. Teljesen egyértelműen legalább tízszer-tizenötször több 0,1–0,4 jupitersugarú bolygót talált a Kepler és a TESS, mint 0,8 és 1,4 jupitersugár között. A tömeg szerinti eloszlás pedig klasszikus hatványfüggvényt követ, 0,5 jupitertömeg alatt kb. ugyan-



2. ábra. Az ismert exobolygók gyakorisága a bolygósugár függvényében [4]



3. ábra. Az ismert exobolygók gyakorisága a bolygótömeg függvényében [4]

annyi bolygóval, mint 0,5 és 10 jupitertömeg között összesen *(3. ábra)*.

Akár a tömeg, akár az átmérő szerint tekintjük az exobolygókat, a kisebb méretűek nagyobb gyakorisága egyértelműen a mérések további pontosításának szükségességét indokolja, hiszen az eddigi megfigyeléseink valójában még csak a jéghegy csúcsát kapargatták meg.

5. A Föld méretű kőzetbolygók igen gyakoriak

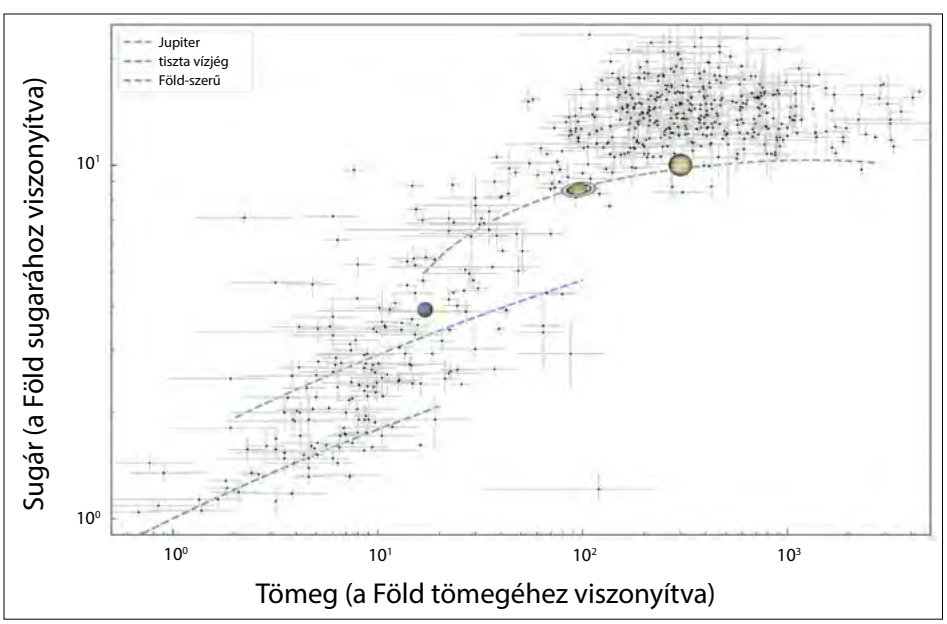
A bolygók átmérőjét lényegében kizárólag fedési rendszerekben ismerhetjük meg, ahol a csillagok valódi fizikai átmérőjét a sztelláris asztrofizika különböző mérési adatokból egészen pontosan kiszámíthatóvá teszi, a bolygó tranzitja által okozott fényességcsökkenés mértéke pedig a bolygó és a csillag átmérőarányának négyzetével arányos. Tehát ha ismerjük a csillag méretét kilométerben, akkor a bolygó átmérője is kiszámítható kilométerben.

A másik fontos paraméter a bolygó tömege, aminek pontos értékéhez viszont úgy juthatunk, ha a fedési exobolygót Doppler-bolygóként is detektáljuk, azaz kimérjük a csillag sebességváltozásait a bolygóval alkotott rendszer tömegközéppontja körüli keringés során. Ha ismertté válik a tömeg és a sugár, akkor jutunk az exobolygókutatás egyik legfontosabb diagnosztikai ábrájához, a tömeg–sugár-diagramhoz *(4. ábra)*. Ez valójában nem más, mint a tömeg–sűrűség-diagramnak egy egyszerűbb és közvetlenül mért paraméterekkel történő ábrázolása, hiszen ha ismert a bolygó sugara, akkor kiszámítható a térfogata, a tömeg/térfogat arány pedig éppen a sűrűség. Ez 1 g/cm^3 a Jupiterhez hasonló gázóriás esetén; 5 g/cm^3 pedig Föld-típusú kőzetbolygóra.

Az egyszerűség kedvéért a planetológiai modelleket a tömeg–sugár diagramon szokás ábrázolni, amelyen az exobolygók egyértelműen feltüntethetőek a megfelelő adatok ismeretében. Mint az a *4. ábrán* látható, a jelenleg jól karakterizált exobolygók között már most szép számmal találunk a Földhöz hasonló kőzetbolygókat. Az adatok viszonylagos ritkulása az ábra bal alsó sarkában egyértelműen a megfelelő pontossággal jellemzett kis méretű bolygók csekély számát tükrözi – ennek az adathiánynak a csökkentése egyébként a svájci vezetéssel megépült Cheops űrtávcső [9] egyik legfontosabb célja.

6. A forró Jupiterek migrációval kerültek jelenlegi helyükre

Az 51 Pegasi b 2019-ben fizikai Nobel-díjjal jutalmazott felfedezése egyből egy óriási meglepetéssel indította az exobolygók kutatását. Bár pontosan értjük, hogy kiválasztási effektus segített a két svájci kutatónak, Michel Mayornak és Didier Queloz-nak, mégis, egy Merkúrnál ötször közelebb keringő jupitertömegű társ létezése mindenkit meglepett. Mára sok száz forró jupitert ismerünk, és a szakmai konszenzus szerint ezek a planéták eredetileg sokkal távolabb keletkeztek csillaguk körül, ám a bolygórendszer kialakulása után különböző instabilitások hatására bevándoroltak a csillagukhoz közeli, mai pályájukra. (Mayor és Queloz 1995-ben is pontosan ezt feltételezte az 51 Peg b létezésének magyarázataként, csak hiányzott az elméleti megalapozottság.) Egy népszerű modell szerint több nagyobb tömegű bolygó kialakulásakor előállhatnak olyan erős perturbációk a kölcsönös gravitációs vonzások révén, hogy bizonyos bolygók kidobódhatnak teljesen a csillag rendszeréből, egy nagyobb pedig szinte bezuhan a csillag közelébe, és ma forró jupiterként láthatjuk [10]. Egy jupitertömegű bolygó bevándorlása egyébként jó eséllyel kiszórja a beljebb kialakult kisebb bolygókat, így az élet számára eredetileg esetleg jó feltételeket biztosító kőzetbolygók sorsa a csillag kö-



4. ábra. Exobolygók tömeg–sugár-diagramja elméleti modellekkel összehasonlítva (Didier Queloz, 2023, *személyes közlés*)

rül sokkal távolabbi pályára állás vagy akár a csillagba besodródás is lehet.

7. Meglepően szélsőséges tulajdonságú exobolygók léteznek

Érdekes legek az exobolygók világából [11]:

– A legközelebbi bolygórendszer egyből a Naphoz legközelebbi csillag, a Proxima Centauri körül található, mindössze 4,25 fényévre. A Proxima Cen b egyébként a vörös törpecsillag központi égitest lakhatósági zónájában kering (l. a 8. fontos tény leírásában), gyanítható-an a Földnél hajszálnyival nagyobb kőzetbolygó. Izgalmas kérdés, hogy van-e légköre, milyen a felszíne, ezt azonban ma még nem tudjuk megvizsgálni, mert fedéseket nem mutat, csak Doppler-bolygóként ismerjük.
– A legtávolabbi bolygórendszer a Tejútrendszerben a SWEEPS (Sagittarius Window Eclipsing Extrasolar Planet Search) felmérés eredménye 2006-ból, egy forró jupiter, a SWEEPS-11b, ami közel 28 ezer fényévre található a Földtől. A szakirodalomban jelent meg egy-két vizsgálat extragalaktikus források vizsgálatairól, amelyekben a több millió fényévre lévő csillagok modulációit esetleg bolygókkal is meg lehetett magyarázni, ezeket azonban nem tekintjük egyértelmű bolygófelfedezésnek más galaxisban.
– A Bakos Gáspár nevével fémjelzett HAT exobolygókereső-program felfedezése a HAT-P-67b, aminek közel 2,1 jupitersugarú mérete a legnagyobb pontosan kimért bolygósugár.
– Az átmérőskála másik végén a legkisebb bolygó a Kepler-37b, ami egy vörös törpecsillag körül kering, átmérője pedig a Hold és a Merkúr mérete közé esik, kb. 4000 km. (Ugyanitt található a szintén egészen apró Kepler-37c, ami a Mars és a Föld átmérője közé esik, kb. 10 ezer km átmérőjű.)
– A jelenleg ismert legforróbb exobolygó a KELT-9b, ami egy Naptól forróbb csillag körül szoros pályán keringő forró jupiter, átlagos felszíni hőmérséklete 4000 K, légköre pedig az óriási besugárzás hatására üstököscsóvaként párolog el a bolygóról.
– A legnagyobb létszámú bolygót tartalmazó rendszer a Kepler-90, ahol összesen 8 fedési exobolygót sikerült kimérni a Kepler űrtávcső adataiban *(5. ábra)*.
– A mindeddig legidősebb bolygórendszer a Kepler-444, amelynek korát a központi csillag részletes asztroszeizmológiai elemzésével sikerült meghatározni (az asztroszeizmológiával kapcsolatban l. Plachy Emese cikkét e cikkgyűjteményben). Az öt kőzetbolygóval övezett égitest 11 milliárd évesnek bizonyult, ami rendkívül idős kor a Naprendszer 4,6 milliárd éves korához képest, és ebből két nagyon fontos következmény azonnal adódik. Egyrészt a bolygókeletkezés nagyon korán beindult a 13,7 milliárd évvel ezelőtti ősrobbanás után, azaz a csillagok és bolygók együtt keletkeztek már az ősi univerzumban is. Másrészt arra is rávilágít a Kepler-444, hogy még ha találunk is életjeleket mutató kőzetbolygókat csillagaik lakhatósági zónájában, a velünk kommunikációra képes értelmes civilizációk kapcsán az egyidejűség kritériuma sokkal erősebb feltétel, mint azt első pillantásra gondolnánk. Lehet, hogy egy élet számára alkalmas exobolygó itt van tőlünk 10–20 fényévre, de lehet, hogy ugyanott az értelmes technikai civilizáció millió-milliárd évekre van tőlünk akár a múlt, akár a jövő irányában. Másképpen megfogalmazva: nagyon sok élő bolygónak kell lennie a Tejútrendszerben, hogy akár csak egy is velünk kvázi egy időben létező, intersztelláris kommunikációra képes civilizáció otthona legyen.

5. ábra. A Kepler-90 bolygórendszere a Naprendszerrel összehasonlítva (NASA)

8. Ismerünk kőzetbolygókat a lakhatósági zónában

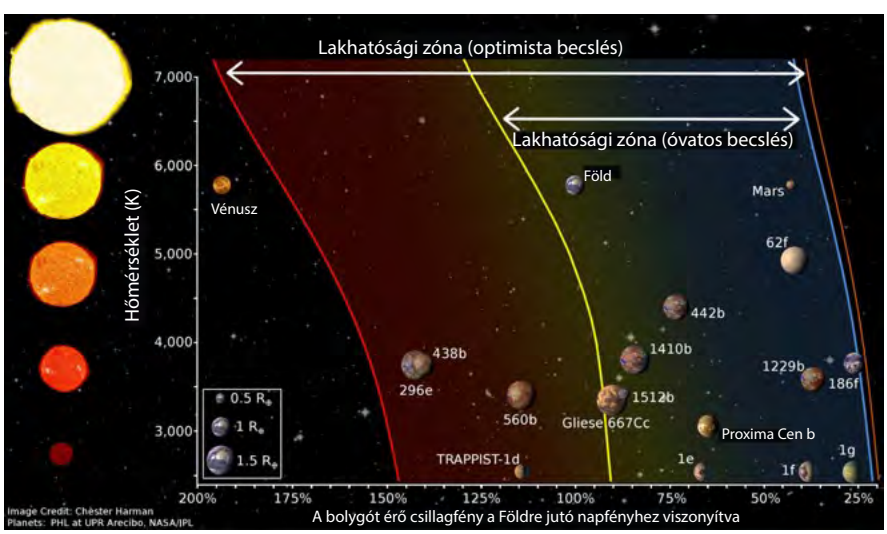
Az előző pont pesszimista kicsengésű lezárásától függetlenül fontos tény, hogy egyre nagyobb számban ismerünk kőzetbolygókat a csillaguk körül a lakhatósági zónának nevezett térrészben. Ezt a kifejezést a csillagászok a lehető legtágabb értelmezéssel azon távolságtartományra használják, amelyen belül egy adott bolygó felszínén (megfelelő összetételű és sűrűségű légkör feltételezésével) hosszú időn keresztül létezhet folyékony víz – a földi élethez nélkülözhetetlen biokémiai reakciók megfelelő oldószeres környezeteként. Természetesen semmi nem garantálja, hogy ha egy Föld méretű kőzetbolygó a megfelelő távolságban kering a csillaga körül, akkor ott ki is alakul(t) az élet, hiszen a felfedezéskori mérések egy exobolygóra megállnak a tömeg, sugár, esetleg a felszíni fényvisszaverő képesség, az albedó meghatározásánál. Az esetleges életjelek detektálásához a bolygólégkör részletes elemzése szükséges, ami a James Webb-űrteleszkóp 2021 végi indítása előtt lényegében elérhetetlen volt az extraszoláris kőzetbolygókra (a Hubble űrtávcsővel forró jupiterek légköri színképének elemzése volt lehetséges). Az ilyen jellegű mérések mindenképpen fedési exobolygókat igényelnek, hiszen ezek azok, amelyeknél a csillag előtti átvonulás közben a bolygólégkörön átszűrődő csillagfény spektrumában megjelennek az atmoszférikus eredetű vonalak. A 2–10 mikronos hullámhossztartomány ideális a földihez hasonló légkörökben az oxigén, ózon, metán, szén-dioxid, szén-monoxid, nitrogén-szuboxid vonalainak kimutatására. Az ezekből levezethető összetételarányok földihez hasonlósága sugallhatja olyan biológiai aktivitás létezését, mint amilyen itt a Földön beállította az említett molekulák ma mérhető arányát.

A *6. ábra* mutatja, hogy miért komplikáltabb a valóság a szép elképzeléseknél. Az első pillantásra bonyolult diagram vízszintes tengelyén az exobolygók által a csillaguktól kapott külső besugárzást látjuk a Földéhez viszonyítva, a függőleges tengelyen pedig a csillag felszíni hőmérsékletét. Az 5800 K-es értéknél látjuk a Vénusz, Föld és Mars helyzetét a lakhatósági zóna kétféle definíciójára, amelyek alapján a Föld lakható bolygó (ha nem tesszük tönkre), és a Mars is az lehetett régen, a Vénusz viszont mindig is túl közel volt a Naphoz. A többi szimbólum exobolygókat mutat, a méretük a bolygók átmérőjével arányos. Jól látszik, hogy szinte mindegyik legalább 1,5–2-szer nagyobb a Földnél, illetve hogy mindegyik központi csillaga sokkal hidegebb, mint a Nap. A legígéretesebb, igazi exoföldekre hasonlító bolygók (pl. Proxima Cen b, TRAPPIST-1 e, f és g) mind 3000 fokos vagy hidegebb vörös törpe körül keringenek, amelyek nagyon különböznek a mi Napunktól. Tehát hiába tűnnek hasonlónak a bolygók a Földhöz, csillaguk nagyon eltér a Naptól, azaz a hozzánk hasonló élet kialakulásának a lehetőségét nem biztos, hogy ki kell zárnunk, de ha van is ott élet, mindenképpen más utat járt be, mint mi itt, a közel 6000 fokos Nap körül az elmúlt évmilliárdokban.

Jelenleg a James Webb az egyetlen műszer ezen kőzetbolygók légköri vizsgálataira, és bő másfél évvel a tudományos adatgyűjtés megkezdése után sem tudunk még áttörésről beszámolni. Vannak, akik szerint a Webb fénygyűjtő képessége is kevés, és még újabb, még hatékonyabb űrtávcső-projekteket javasolnak [12], ám hogy ezek mikor valósulhatnak meg, egyelőre teljesen bizonytalan.

9. A Föld 2.0 felfedezése sok évnyire a jövőbe került

A Kepler 2009-es indításakor a szakma nagyon optimista volt: már az első tíznapos tesztméréssorozat megmutatta, hogy a földméretű, lakható zónában keringő exobolygók felfedezésére optimalizált űrtávcső valódi pontossága megfelelt az előzetes várakozásoknak [13]. A tervek szerint egy exoföld Naphoz hasonló csillaga



6. ábra. Kőzetbolygók a lakhatósági zónában *(Chester Harman)*

előtti átvonulását 4 szigma szignifikanciával rögzítő űrtávcső képes lett volna a négy évre tervezett küldetés alatt az összes „Föld 2.0” exobolygót felfedezni a vizsgált égterületen. Ezzel a címkével az 1 naptömegű csillagok körül 1 év alatt 1 csillagászati egység távolságban körbejáró 1 földtömegű és 1 földsugarú exobolygókat látjuk el, azaz a Föld és a Nap összes fontos paraméterét mérési hibán belül azonosan reprodukáló égitesteknél a bolygótársakat, azokat a planétákat, amelyek a legjobban hasonlítanak a mi bolygónkra.

A Kepler 2013-ig megbízhatóan szállította is a felfedezéseket, kezdetben a rövid idősorokból azonnal kipotyogó forró jupitereket, majd a nagyobb kőzetbolygókat, a több bolygót tartalmazó rendszereket, a földméretű kőzetbolygókat és az egészen kicsi planétákat. Közben egyre jobban megértettük a központi csillagok viselkedését is – a csillagrezgések elemzésén keresztül, illetve a csillagaktivitáshoz, csillagfoltokhoz kapcsolódó másodlagos fényességingadozások vizsgálatával. Utóbbiak kapcsán kiderült, hogy a Nap nem tipikus szoláris csillag: a legtöbb hasonló csillag aktivitása sokkal erősebb, mint a Napé, központi csillagunk jelentősen nyugodtabb, mint galaktikus testvérei. Az is kiderült, hogy a szoláris csillagok nagyobb aktivitása a Kepler méréseiben erős hatásként jelenik meg; olyan asztrofizikai zajt okoz, ami a kis méretű kőzetbolygók fedéseinek beazonosítását nagyban megnehezíti.

Így aztán amikor 2012. novemberben véget ért a Kepler elsődleges küldetése, a csillagászok jelezték a NASA döntéshozói számára, hogy a Nap aktivitását felhasználó szimulációkkal ellentétben a valóságban 4 év folyamatos mérés nem elég az igazi exoföldek felfedezésére, viszont hat év már egészen ígéretes lenne. A NASA hozzá is járult a Kepler programjának meghosszabbításához, ám 2013 tavaszán lecsapott a technika ördöge: a Kepler pontos térbeli iránytartásáért felelős négy lendkerék közül a második is tönkrement, ezáltal lehetetlenné vált a Kepler eredeti látómezejében a szünetmentes adatgyűjtés. 2014 elején aztán újraindult a Kepler csökkentett üzemmódú programja, a K2, ami örömteli volt a tudományos kutatók számára, viszont drámai hatása volt a „Föld 2.0” exobolygók keresésére: azonnal legalább 20 évvel a jövőbe tolódott a valódi égi másunk felfedezése.

Tíz évvel később kijelenthetjük, hogy még most sincs a kezünkben olyan műszer, ami egy valódi Föld 2.0-t képes lenne detektálni. Ha egy jövőbeli fotometriai űrtávcsőre gondolunk (pl. PLATO), továbbra is igaz, hogy legalább hat évnyi folyamatos adatgyűjtés nélkül lehetetlen az igazi exoföld-felfedezés, márpedig a PLATO terveiben nem szerepel ilyen hosszú méréssorozat.

A terület friss reménysugarát jelenti Kína, amelynek lendületesen fejlődő űrkutatási programjai között feltűnt az ET (Earth 2.0) fotometriai űrteleszkóp tervezete [14], amely 7 darab 30 cm-es űrtávcsővel fősorozati törpecsillagok fedési exobolygóira vadászna legalább 4 évig, olyan látóirányban gyűjtve az adatokat, amelybe az eredeti Kepler-látómező is beleesne. Ezzel lenne összesen 8 évnyi adat arról a 150 ezer csillagról, amit a Kepler is mért, így a 2030-as évek elejére megvalósulhatna az eredeti Kepler-program is. A terv ambiciózus, csakis szurkolni lehet a sikeres megvalósításért.

10. Exoholdakat még nem találtunk

Az exobolygókutatás számos magyar vonatkozással bíró részterülete az exobolygók körül keringő holdak, röviden exoholdak kimutatása. Szabó M. Gyula, Simon Attila, Dobos Vera és társaik már 2007 óta végzik kutatásaikat a hihetetlenül pici jeleket generáló exoholdak lehetséges detektálása kapcsán – az elméleti háttér kidolgozásán túl valódi empirikus siker nélkül. Egyik újabb kutatásuk [15] meg is magyarázta, miért nem sikerült még senkinek a Kepler vagy a TESS adataiban exoholdak átvonulásai által okozott másodlagos fénygörbetorzulásokat kimutatni: egyszerűen a 100 napnál rövidebb keringésű idejű exobolygókra a holdak égi mechanikai szempontból instabilak a rendszerek teljes élettartama alatt, azaz leginkább a 100 napnál hosszabb periódusú fedési exobolygóknál lehet valódi esély a jelek kimérésére. Ezzel viszont a szükséges adatgyűjtés hossza elérheti a sok száz, akár ezer napot is, ami mindeddig a lehetetlen küldetés kategóriájába tartozik. Talán a jövő újabb űrtávcsövei (PLATO, ARIEL, ET, ...) ebben is elhozzák végre az áttörést.

Zárszó

Remélhetőleg minden kedves Olvasót sikerült meggyőzni arról, hogy az exobolygókutatás terén tényleg robbanásszerű volt a fejlődés, ugyanakkor a Föld égi mása csalfa tüneményként még nem engedi, hogy rátaláljunk. Talán a természet is azt üzeni ezzel, hogy először saját házunk táján tegyünk rendet, és előbb őrizzük meg a Földet lakható bolygóként, hogy aztán gyermekeink megtalálják odakint azt, amit nekünk nem sikerült.

Irodalom

1. Mayor M., Queloz D.: *Nature,* 378 (1995), 355
2. Heller R., Kiss L. L.: *arxiv.org* (2019), 1911.12114
3. NASA Exoplanet Archive, https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu
4. Encyclopaedia of Exoplanetary Systems, https://exoplanet.eu/home/
5. Dressing C. D., Charbonneau D.: *Astrophysical Journal,* 767 (2013), 95
6. Bryson S. et al.: *Astronomical Journal,* 161 (2021), 36
7. Fressin F. et al.: *Astrophysical Journal,* 766 (2013), 81
8. Moe M., Kratter K. M.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society,* 507 (2021), 3593
9. Benz W. et al.: *Experimental Astronomy,* 51 (2021), 109
10. Triaud A.: *Nature,* 537 (2016), 496
11. List of exoplanet extremes, Wikipedia, https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_exoplanet_extremes
12. Apai D. et al., The Nautilus Array, https://nautilus-array.space
13. Borucki W. J. et al.: *Science,* 327 (2010), 977
14. Ge J. et al., ET White Paper: *arxiv.org* (2022) 2206.06693
15. Dobos V. et al.: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific,* 133 (2021), 094401

CSILLAGFEJLŐDÉS ÉS CSILLAGPULZÁCIÓ

Plachy Emese
HUN-REN CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet, Budapest
ELTE TTK Fizikai és Csillagászati Intézet, Budapest
E-mail: plachy.emese@csfk.org

A pulzáló csillagok olyan változócsillagok, amelyek fényességváltozását méretük és hőmérsékletük periodikus változása okozza. Jelenlegi észlelési pontosságunk szintjén a legtöbb csillag nem pulzál, de tudjuk, hogy a csillagok életük során többször is kerülhetnek olyan állapotba, amikor instabillá válnak, és az egyensúlyt ritmikus összehúzódással és kitágulással tudják csak fenntartani. A pulzáció tehát adott fejlődési állapotokban következik be, jellemzői pedig információt szolgáltatnak számos fizikai tulajdonságról, például a csillag koráról, méretéről, tömegéről, kémiai összetételéről és belső felépítéséről. A pulzáló csillagok vizsgálata így szorosan összefonódik a csillagszerkezet és csillagfejlődés kutatásával.

Történet

Az első felfedezett pulzáló csillag a Mira, azaz csodálatos nevet kapta. A csillag fényességváltozásának nagy amplitúdója miatt időnként eltűnni és megjelenni látszik az égen. A jelenséget elsőként David Fabricius észlelte 1596-ban. A pulzáló csillagok történetében a következő mérföldkő a δ Cephei fényváltozásának felfedezése volt 1784-ben, John Goodricke jóvoltából. Ez a csillag a pulzáló csillagok egyik legfontosabb típusának, a cefeidáknak a névadója lett. Az ismert változócsillagok száma ezt követően gyorsan nőtt. A fényváltozások magyarázatára ekkor két fizikai modell versenyzett, az egyik szerint a periodikus halványodásokat egy társcsillag időnkénti kitakarása, a másik szerint csillagfolt okozza. Az ilyen csillagokat ma fedési kettősöknek, illetve forgási változóknak nevezzük, és megkülönböztetésük a pulzáló csillagoktól még a modern csillagászatban is problémát okozhat.

A 19. században a fizika tudománya gyors fejlődésnek indult, megjelent az igény a csillagok fizikai egyenletekkel való leírására is. A csillagszerkezeti kutatások korai úttörője, Jonathan Homer Lane hidrosztatikai egyensúlyban lévő gázgömbnek feltételezte a Napot. Hasonlóképpen tett August Ritter, aki 1879-ben elsőként vetette fel, hogy a változócsillagok pulzáló gázgömbök lehetnek. Munkájuknak azonban sajnos kevés hatása volt a következő évtizedek kutatási irányára, mivel a csillagok anyagát sokáig a Földéhez hasonlónak gondolták. Fontos előrelépést jelentett azonban, amikor a csillagokat színük és fényességük szerint kezdték elhelyezni egy kétdimenziós diagramon. Ejnar Hertzsprung 1911-ben, majd tőle függetlenül Henry Norris Russell 1913-ban két csoportosulást különböztetett meg az általuk vizsgált csillagoknál a diagramon, amelyeket Russell óriásoknak és törpéknek nevezett el. E kifejezéseket ma is használjuk, a Hertzsprung–Russell-diagram (HRD) pedig az egyik legfontosabb, széles körben használt csillagászati ábrává vált, amelyen a csillagfejlődés és pulzáló csillagok típusai is szemléletesen láttathatók.

A Nap energiatermelésének kérdése is a huszadik század elején kezdett tisztázódni. A korai elméletek kémiai égéssel vagy meteoritbecsapódásokkal magyarázták a Nap melegét. Ezeket váltotta fel a 19. század második felében a kontrakciós elmélet, amely szerint a Nap folyamatos összehúzódása során a gravitációs energiája hőenergiává alakul. A teória csak a radioaktivitás felfedezéséig tudta tartani magát, amikor is a Nap becsült kora a földi kőzetek radiometrikus korával ellentmondásba került. Az áttörést Sir Arthur Eddington elmélete jelentette, amelyben a hidrogén héliummá történő fúzióját javasolta energiatermelő folyamatnak. Cecilia Payne 1925-ben a csillagszínképek helyes értelmezésével kimutatta, hogy a csillagok nagyrészt hidrogénből és héliumból állnak [1], azonban ez a tudóstársadalom számára egy nehezen elfogadható felfedezés volt. A nukleáris asztrofizika megszületését végül Hans Bethe 1930-as évekbeli munkássága alapozta meg a csillagok energiatermelési folyamatainak részletes kidolgozásával. Ezt követően a magreakciókat tartották a csillagpulzációért felelős mechanizmusnak is, egészen 1953-ig, amikor Szergej Zsevakin publikálta számításait – figyelembe véve a csillagburokban lévő részlegesen ionizált héliumot is. Az ötvenes években kezdődött a csillagok számítógépes modellezése is, amely azóta egyre fontosabb tudománnyá vált.

A csillagfejlődés elmélete

Mai tudásunk szerint a csillagok életciklusuk jelentős részében a hidrogént és a héliumot alakítják nehezebb elemekké. E folyamatok energiatermeléssel járnak, egészen a vas keletkezéséig. Innentől a folyamatok energiaanyelőek, ezért a vasnál nehezebb elemek nagy része neutronbefogással keletkezik speciális körülmények között, például szupernóva-robbanáskor. E sor elején a

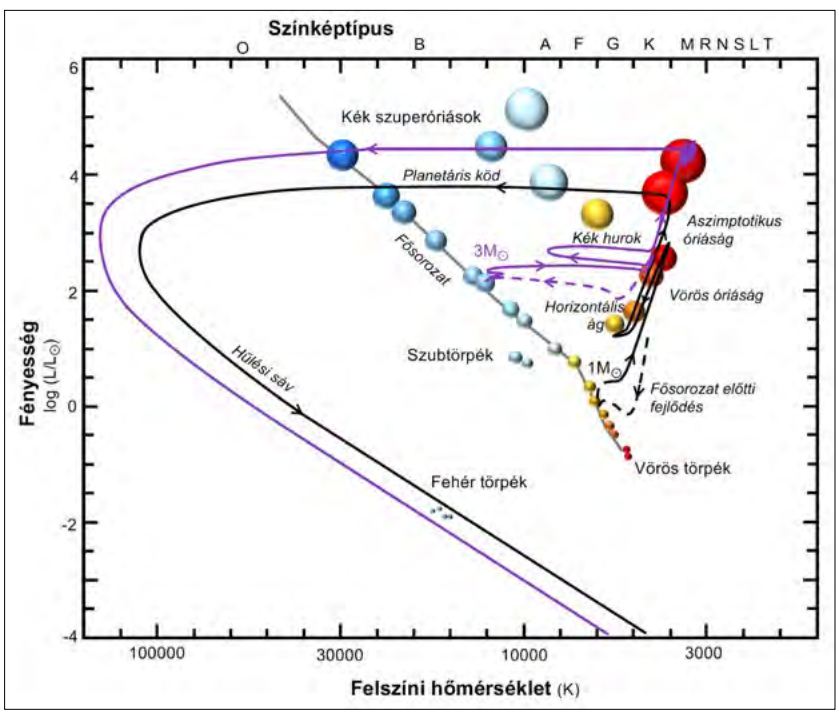
Plachy Emese a HUN-REN Csillagászati és Földtudományi Központ Csillagászati Intézetének főmunkatársa, a SPEX (Csillagpulzáció, Űrfotometria, Exobolygók) Kutatócsoport, valamint az MTA–CSFK Lendület Nukleáris Égés Csillagokban Kutatócsoport munkájában vesz részt. Doktori fokozatát 2015-ben szerezte az ELTE Részecskefizika és Csillagászat PhD-programjában. Tudományterülete a klasszikus pulzáló csillagok, amelyeket űrfotometriai adatok felhasználásával tanulmányoz. A TESS, Gaia és PLATO űrcsillagászati missziók konzorciumi tagja.

hélium két eltérő fúziós folyamat során jöhet létre: az ún. proton-proton reakcióban, illetve a CNO-ciklusban. Ez utóbbinál a szén-, a nitrogén- és az oxigénmag katalizátorszerepet tölt be. Magasabb hőmérsékleteken, a Napnál nagyobb csillagok magjában a CNO-folyamat dominál. A hidrogén-hélium fúziót a csillagászok hidrogénégésnek nevezik – de ennek természetesen nincs köze a kémiai égéshez, a kifejezés még abból időből származik, amikor az égésen energiatermelést értettek. A csillagfejlődés előrehaladtával egyre magasabb hőmérséklet uralkodik a csillag belsejében, így további folyamatok indulnak be, először a héliumégés. A szén égéséhez szükséges magas hőmérséklet azonban csak a kb. 8 naptömegnél nagyobb kezdeti tömegű csillagok belsejében alakulhat ki. A szén égését az oxigén, neon és szilícium égése követi, e folyamatok során a csillag belseje felé egyre nehezebb elemeket tartalmazó héjak jönnek létre. Minél nehezebb az elem, annál gyorsabban zajlik le a fúziója, és minél nagyobb a csillag tömege, annál gyorsabban égeti el készleteit, mivel a nagyok belsejében nagyobb a gravitációból eredő nyomás, így a hőmérséklet is. A csillagok fejlődése tehát elsősorban tömegüktől függ; életük egyes szakaszait pedig a különböző magfúziók határozzák meg.

A csillagok kezdeti tömege a csillagkeletkezés fázisában dől el, amely a csillagközi molekulafelhő gravitációs összehúzódásával kezdődik. A porban gazdag gázfelhők jellemzően a galaxisok spirálkarjaiban találhatók, itt a porszemcsék felszínén jönnek létre a hidrogénmolekulák. Ebben a környezeténél sűrűbb anyagban, a sugárzástól árnyékolt belső tartományokban a gáz nyomása a gravitációs erőknek már nem képes ellenállni. A gravitációs kollapszus spontán, vagy külső erők, például csillagszél, szupernóva-robbanás, esetleg árapályerők hatására is megkezdődhet. Az anyag összehúzódásával a hőmérséklet nő. Kialakul a protocsillag, egy sűrű, forró, forgó mag, körülvéve a forgó koronggal, amelyből még anyagot gyűjt. Ebből a korongból alakulnak ki a bolygók is. A protocsillag tömege nő, közben zsugorodik és forrósodik, és a magjában megfelelő körülmények lesznek a hidrogén nukleáris fúziójának beindulásához. A fúzió beindulásával tömérdek energia szabadul fel, amely már képes ellentartani a gravitációs összehúzódásnak, így a csillag hamarosan egyensúlyi állapotba kerül. Ebben az állapotban tölti az élete nagy részét a HRD főrozatán *(1. ábra),* egészen addig, amíg a magjában lévő hidrogén teljesen héliummá nem alakul. A Naphoz hasonló kis tömegű csillagoknál ez évmilliárdokig eltarthat.

A főrozaton lévő pozíciót is a csillag tömege határozza meg. A felső részen a nagy tömegű, forró, kék óriáscsillagok sorakoznak, az alsó részen a kis tömegű, alacsony hőmérsékletű vörös törpék találhatók. Ha a protocsillag tömege a Nap tömegének 8 százalékát sem éri el, a hidrogénégés sohasem indul meg – az ilyen égitesteket barna törpéknek nevezzük. A maximális tömeg, amit elérhet egy csillag, kb. 300 naptömeg.

A hidrosztatikai egyensúly a főrozati csillagokban akkor szűnik meg, amikor a magjukban az összes hidrogén elfogy. Az energiatermelés leáll, a mag összehúzódik, nő a hőmérséklet, így a magot körülvevő héjban megindulhat a hidrogénégés. Ekkor a csillag ún. szubóriás állapotba kerül. A héj égése több energiát termel, mint a magé, ezért a csillag lassan tágulni kezd, csökken a külső hőmérséklete, miközben megnő a luminozitása, és jobbra felfelé mozdul a HRD-n a vörös óriáságon. A héliumégés a 0,5 naptömegnél kisebb tömegű csillagokban nem indul meg. Ha a csillag tömege 2,5 naptömegnél kisebb, a mag anyaga előbb válik elfajulttá, mint hogy elérné a héliumégéséhez szükséges hőmérsékletet. Az elfajult mag nem tud kitágulni, ezért amikor a fúzió beindul, azt egy néhány másodpercig tartó villanás kíséri, aminek energiája az elfajulás feloldására használódik fel. Ennek során a csillag stabilizálódik, a mag újra ki tud tágulni. A magbeli hélium égése alatt az energia a mag tágulására fordítódik, nem pedig a külső rétegek tágulására, ezért a csillag összehúzódik, miközben nő a hőmérséklete. A HRD-n a csillag a horizontális ágra jut. A közepes, 2,5–8 naptömegű csillagoknál nincsen héliumvillanás a magban, a mag héliumégető fázisa során a csillag a HRD-n balra egy hurkot ír le – ennek neve kék hurok.



1. ábra. Fejlődési útvonalak a HRD-n egy 1 naptömegű (fekete vonal) és egy 3 naptömegű (lila vonal) csillag esetén. A főrozat előtti fejlődést szaggatott vonal jelöli. A függőleges tengely skáláján $L_\odot$ a Nap luminozitása

Amikor a magban a hélium elfogy, a héliumégés a héjba tevődik át, miközben a hidrogénégés egy külsőbb héjban folytatódik, s a csillag újra jobbra felfelé mozog a HRD-n az aszimptotikus óriáságon. Itt a mag héliumvillanásához hasonló jelenségek játszódnak le a héjban, ezek az ún. termális pulzusok, amelyek megkeverik a csillag anyagát, ezért sok különleges színképű csillagot találunk az aszimptotikus óriáság tetején.

A további fejlődés attól függ, hogy a csillag eléri-e a kb. 8 naptömeget. Az ennél nagyobb kezdeti tömegű csillagok végül szupernóva-robbanás során veszítik el anyaguk nagy részét, és maradványuk neutroncsillaggá vagy fekete lyukká zsugorodik. A csillagoknak csak néhány százaléka végzi így életét, a legtöbben nem érik el a szén égéséhez szükséges tömeghatárt sem. A hélium kimerülésével ezért a sugárzási egyensúly felborul, a csillag a külső rétegeit ledobja, amelyet látványosan megvilágít. Ezt a jelenséget planetáris ködnek nevezzük *(2. ábra)*. A megmaradt központi csillag azonos fényesség mellett összehúzódik, miközben felforrósodik, a HRD-n vízszintesen balra mozog. A magreakciók szinte teljes egészében szénné és oxigénné változtatják anyagát, a zsugorodás miatt pedig elfajulttá válik. Azokat a csillagokat, amelyekben az égés már teljesen megszűnt, fehér törpéknek nevezzük. A zsugorodásra tovább nem képes fehér törpe lassan hűl, és jobbra lefelé vándorol a HRD-n az ún. hűlési sáv mentén.

A csillagfejlődés során a csillagok többször is kerülhetnek olyan állapotba, amikor pulzációs instabilitások lépnek fel. Az *1. ábrán* egy 1 és egy 3 naptömegű csillag sematikus életútját láthatjuk a HRD-n ábrázolva. A fejlődési útvonal az összetételüktől is függ, az pedig attól, hogy milyen környezetben keletkeztek. A csillagközi anyagot a szupernóva-robbanások fémekben feldúsítják (a csillagászatban a héliumnál nagyobb rendszámú elemeket összefoglaló néven fémeknek nevezik), így a később keletkezett fiatal, ún. I. populációs csillagok jellemzően fémgazdagok, az öreg, II. populációs csillagok pedig fémszegények. A csillagfejlődés modellezése igen aktív tudományterület, és még számos kérdés vár válaszra. Ilyen például a tömegvesztés mechanizmusa, a konvekció, a mágneses tér és a forgás hatása. Számos kémiai elem keletkezése sem világos még. A megfigyelések szerint a csillagok nagy része két vagy több tagból álló, gravitációsan kötött rendszerhez tartozik. A csillagok kölcsönhatása, tömegátadása, esetleg egy közös burok megléte nagyban befolyásolja fejlődésüket.

Érdemes még szót ejteni a csillagokban zajló energiatranszport mikéntjéről, hiszen ez függ a tömegtől és a fejlődési állapottól, sőt befolyásolja a pulzációt is. Az energiatranszport háromféle módját különböztetjük meg: a sugárzást, a konvekciót és a hővezetést. Ez utóbbi csak az elfajult anyagú csillagoknál, például a fehér törpéknél jelentős. Ahol a csillagban sugárirányban gyorsan változik a hőmérséklet, ott a konvekció működik. Ahol lassan változik, ott inkább a sugárzással jut ki az energia. A csillagok belsejében általában van konvektív és sugárzási zóna is, ezek elhelyezkedése függ a tömegtől és a fejlődési állapottól. A legkisebb tömegű csillagok (kb. 0,35 naptömeg alatt) teljesen konvektívek.

A csillagpulzáció elmélete

A pulzáció során a csillag ritmikusan összehúzódik és kitágul. Attól függően, hogy a rétegek hogyan mozdulnak el, megkülönböztetünk radiális és nem radiális pul-

2. ábra. Planetáris ködök a Hubble űrtávcső felvételein (*Forrás:* NASA, ESA, HST)

zációt. Előbbinél a csillag minden része sugárirányban mozog, míg utóbbinál horizontális irányú mozgások is vannak, a csillag alakja megváltozik.

A radiális pulzáció szemléltetésre gyakran használják az orgonasípok analógiáját. Az orgonasíp hangmagasságát a síp hossza határozza meg, a hosszabb sípok mélyebben szólnak, itt több időre van szükség, hogy a hanghullám eljusson a síp végéig. Hasonlóan a csillagok rezgésének periódusa is attól függ, hogy a hanghullámok milyen gyorsan jutnak a felszíntől a magig, ebben pedig nagy szerepe van a csillag sűrűségének. Minél kisebb a sűrűség, annál hosszabb a periódus. Ahogy egyes sípokat felhangban, az alapfrekvencia egész számú többszöröseiben is meg lehet szólaltatni, a csillagokban is lehetséges felhangú pulzáció. A csillagok belseje azonban nem homogén, a hangsebesség változik bennük, ezért a felhangok nem pontosan az alapmódus frekvenciájának többszörösei.

A csillag anyaga ilyenkor nem egyszerre halad sugárirányban kifelé vagy befelé, hanem az ún. csomófelületek két oldalán egymással ellentétesen mozog. A radiálisan pulzáló csillagok túlnyomórészt alapmódusban pulzálnak, és ez jellemzően nagyobb fényváltozást tud okozni, mint a felhangú pulzáció. A felhangok közül az első felhang a legjellemzőbb, második vagy harmadik felhangú pulzáció meglehetősen ritka. Számos olyan csillagot ismerünk, amelyek több radiális módusban pulzálnak egyszerre. Az asztrofizika számára ezek igen fontos objektumok, mert a módusok periódusarányából becslést adhatunk a tömegre, a fejlődési modellektől teljesen függetlenül [2].

A nem radiális pulzáció során a hullámok kétféleképp terjedhetnek attól függően, hogy a rezgést mi okozza. A már említett hanghullámokat a nyomás kelti, ezeket p-hullámoknak nevezzük, a radiális pulzáció során mindig ilyen hullámokkal találkozunk. A nem radiális p-módusok a felszín közelében érnek el nagy amplitúdót, ilyenek például a napon észlelhető 5 perces oszcillációk is. A másik fajta hullámot a gravitáció és a felhajtóerő hajtja, ezek az ún. g-módusok. A Nap-típusú oszcillációkat végző csillagoknál fellépő g-módusok mélyen a csillag belsejében terjednek, míg a fehér törpéknél a felszín közelében találhatók. Vannak p- és g-módusban egyszerre pulzáló csillagok is, ezeket *hibrid* pulzálóknak nevezzük. A g-módusok jellemzően hosszabb periódusúak, mint a p-módusok.

A nem radiális módusokat három paraméterrel jellemzik, a csillag belsejében a sugárirányú csomófelületek számával (n), a felszíni csomóvonalak számával (l), és hogy ez utóbbiak közül mennyi megy át a szimmetriatengelyen (m). A csillagok fényváltozásának elemzésével megállapíthatók a módusok frekvenciái és amplitúdói, és összevethetők a pulzációs modellekkel. A nem radiális módusok azonosításával megtudhatjuk, hogy az egyes hullámok meddig jutnak el a csillag belsejében, és ott mekkora a hőmérséklet, sűrűség, nyomás, és milyen a kémiai összetétel. A módusok információt hordoznak a csillag forgásáról, mágneses teréről és koráról is. A csillagok belső szerkezetének rezgésekkel való feltérképezésével foglalkozik az asztroszeizmológia tudománya [3].

A legtöbb pulzáló csillagban a gerjesztés az ún. kappa-mechanizmussal történik, amely a nevét az opacitás, avagy átlátszatlanság görög betűjeléről kapta. A csillag belsejében általában a hőmérséklet emelkedésével az átlátszatlanság csökken, de az olyan rétegekben, ahol az anyag részlegesen ionizált, ez éppen fordítva van. Képzeljük el, hogy a gáz egy ilyen rétegben valamilyen hatásra összenyomódik, az anyag átlátszatlansága megnő, kevesebb energia tud távozni a csillagból. Ennek hatására felmelegszik, úgyhogy a külső rétegeiknek ki kell tágulniuk. A tágulás hűléshez vezet, ekkor megint csökken az átlátszatlanság, emiatt több energia fog távozni a csillagból, és ez megint összehúzódást okoz. A folyamat ciklikusan ismétlődik. A pulzációért felelős lehet a hidrogén, de főként a hélium részleges ionizációs zónája, és ismerünk olyan forró csillagokat is, ahol a vas ionizációja játszik szerepet. A kappa-mechanizmus ott működik, ahol az energia főként sugárzással jut ki a csillagból, a fejlődés során azonban, amikor a csillag hűvösebb lesz, a konvekció dominánssá válik, és ekkor a pulzáció leáll. Ha viszont túl forró a csillag, akkor az ionizációs zóna túl közel kerül a felszínhez, és az alacsony sűrűségű réteg nem tudja hajtani a pulzációt.

A kappa-mechanizmustól teljesen független mechanizmusként a konvekció is fenntarthatja a pulzációt olyan csillagokban, ahol a konvekciós zóna elég mélyre nyúlik, és a konvekciós időskála hosszabb, mint a pulzációs periódus. Ekkor a konvekció nem tud elég gyorsan adaptálódni a megváltozott körülményekhez, és a csillag belsejéből jövő sugárzást periodikusan blokkolja. Maguk a konvektív perturbációk is képesek gerjeszteni a pulzációt, a konvektív hajtás játszhat szerepet a leghidegebb pulzáló fehér törpék felszíni vékony konvektív zónájában. A Nap-típusú csillagokban és a vörös óriásokban a felszíni konvekciós zónában az erőteljes turbulens mozgások akusztikus állóhullámokat képesek gerjeszteni. Ez a sztochasztikus jellegű gerjesztés kis amplitúdójú radiális és nem radiális oszcillációs módusok sorát eredményezi.

Az árapályerők is okozhatnak pulzációt a szoros kettőscsillagokban. Ebben az esetben a csillag sajátfrekvenciái és a keringés frekvenciája között rezonancia áll fenn. A megfelelő konfiguráció létrejöttében szerepet játszik a pálya excentricitása, a csillagok tömege, sugara és a módusok tulajdonságai. Jellemzően g-módusú pulzáció alakul ki a keringési periódus nagyságrendjében.

Pulzáció a korai fejlődési fázisban

A fősorozat előtti fejlődést mélyrehatóan az 1950-es években kezdték tanulmányozni. A csillag az összehúzódás során sugárzási egyensúlyban képes fejlődni, lényegében azonos luminozitás mellett nő a hőmérséklete. Ez a fejlődési út a nagyobb tömegű csillagokra jellemző.

A kisebb tömegűeknél a sugárzási zóna lassabban fejlődik ki a csillag belsejében, addig a konvekció dominál, a csillag azonos felszíni hőmérséklet mellett zsugorodik, fényességéből veszítve. A legkisebb tömegű csillagok teljes egészében konvektívek, és csak ez utóbbi fejlődési vonalon tudnak haladni.

A pulzáció már a fősorozatra fejlődés közben, a termonukleáris folyamatok beindulása előtt megjelenhet. Ma már több mint száz fősorozat előtti pulzáló csillagot ismerünk. Legtöbb közülük δ Scuti (röviden δ Sct) típusú csillag, de vannak SPB (slowly pulsating B-type, lassan pulzáló, B színképtípusú), γ Doradus (γ Dor) és hibrid, δ Sct és γ Dor típusú pulzációt egyszerre végző csillagok is. Ezek mindegyike megtalálható a fősorozaton is, ezért jellemzőikről a következő pontban lesz szó. Megemlítendő azonban egy fontos tény, miszerint a fősorozat előtti δ Scutik annál gyorsabban pulzálnak, minél közelebb vannak a hidrogén begyulladásának állapotához. Ez egy közvetlen összefüggés a fejlődési állapot és a pulzációs tulajdonság között, amely érdekes módon a későbbi fejlődési állapotú δ Sct csillagokban már nem áll fenn [4].

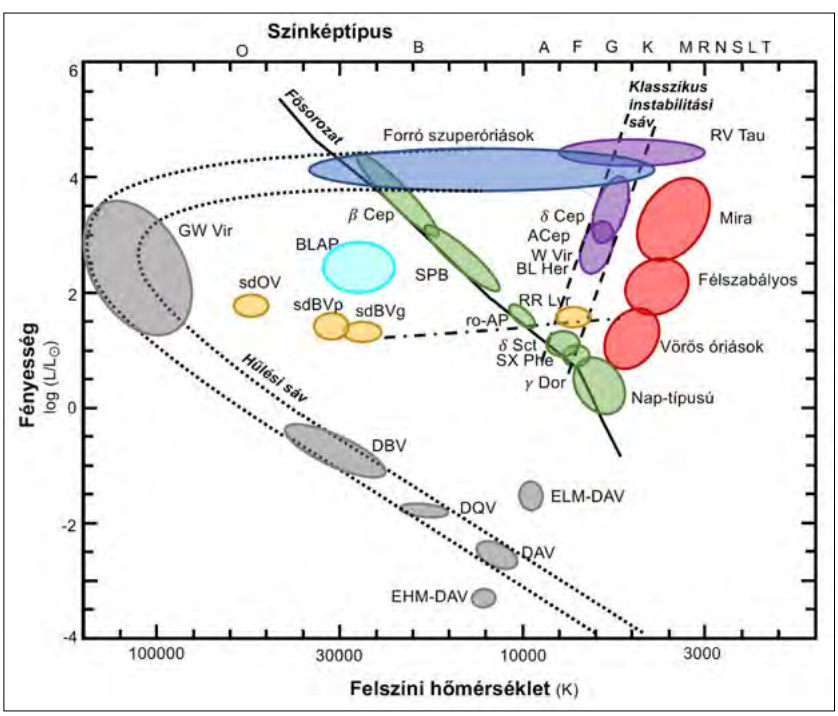
A fősorozat előtti fiatal pulzálók kutatása nagy kihívás. A csillagok ebben a korai fázisban viszonylag gyorsan fejlődnek, így keveset láthatunk belőlük. Még be vannak ágyazódva a sűrű gázfelhőbe, így optikai hullámhosszokon gyakran láthatatlanok is. A csillag színét nehéz a felhőben meghatározni. A csillag körüli anyag és korong szabálytalan vagy félszabályos fényváltozásokat mutathat, megnehezítve a pulzációs jelek észlelését. Ebben a fázisban sok az aktív folyamat is, a fiatal csillagok gyorsan forognak, erős a mágneses terük, kölcsönhatásban vannak a koronggal, ahonnan tömeget vesznek fel. Ugyanakkor az erős csillagszél által tömeget is vesztenek. A fősorozat előtti fejlődést leíró modellek jelenleg még sok feltételezést és egyszerűsítést tartalmaznak, és ezek pulzációs tulajdonságok modellezésére is kihatnak.

Pulzáló csillagok a fősorozaton

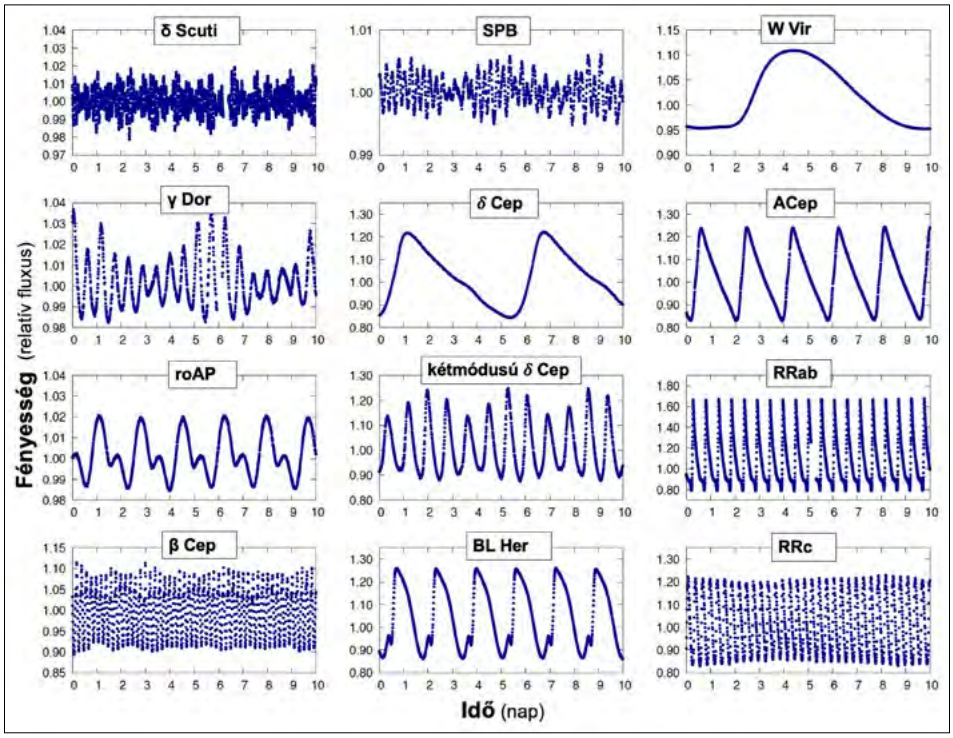
A HRD fősorozatán már minden csillag hidrogént éget a magjában; a csillag élete nagy részét itt tölti. Hogy pontosan mennyi időt, az a csillag tömegétől függ: minél nagyobb tömegű a csillag, annál kevesebb időt. A *3. ábrán* a pulzáló változócsillagok különféle típusainak helye látható a HRD-n, a *4. ábrán* pedig az alább ismertetendő változócsillag-típusok közül a fontosabbak tipikus fénygörbéje. A fősorozaton hétféle típusú pulzátort ismerünk.

A már említett δ Scuti típusú pulzálókban a He II (egyszeresen ionizált hélium) ionizációs zónájában kappa-mechanizmus által gerjesztett, alacsony rendű, p-módusú radiális és nem radiális pulzáció is jelen lehet, 1–10 óra periódussal. A δ Scutik belső felépítését asztroszeizmológiával igen nehéz feltérképezni, mivel a felszíni konvektív zóna megváltoztatja a pulzációs tulajdonságokat [5]. Korábban a δ Scutikat egy típusba is sorolták az SX Phoenicis (SX Phe) csillagokkal, nagyon hasonló fénygörbéjük miatt. Evolúciós szempontból azonban teljesen mások. A δ Scutik a Naphoz hasonló fémességű, I. populációs csillagok. Olyan égterületeken találhatók, ahol a többi fiatal csillag is, nyílthalmazokban, a galaxisok fősíkjában. Az SX Phe csillagok viszont jóval fémszegényebbek, a II. populációhoz tartoznak. Sokuk öreg gömbhalmazokban és fémszegény galaxisokban található. A δ Sct csillagok 2 naptömeg, míg az SX Phe csillagok inkább 1 naptömeg körüliek.

A γ Dor csillagokat 1999-ben sorolták külön csoportba. Ezekben a csillagokban olyan periodicitásokat (0,3–3 nap) találtak, amelyek túl hosszúak ahhoz, hogy p-módusok legyenek: az eredetük magas rendű g-módusú nem radiális pulzáció. A g-módusokkal egészen mély rétegeket fel lehet térképezni a csillagokban, nehézséget jelent viszont, hogy a forgási periódusuk is ebben a periódustartományban van. A γ Dor típusú pulzációt nem a kappa-mechanizmus, hanem a konvektív blokkolás mechanizmusa okozza [6]. Mivel a γ Dor és a δ Sct csillagok fizikailag nagyon hasonlóak, felmerült a lehetősége, hogy esetleg vannak olyanok, amik mindkét fajta pulzációt mutatják. Ilyen δ Sct–γ Dor hibrid pulzálók valóban léteznek. Az első ilyen csillagokat 2005-ben találták, azóta pedig még rengeteg másikat.



3. ábra. Pulzáló csillagok a HRD-n



4. ábra. Pulzáló változócsillagok tipikus fénygörbéje a TESS űrtávcső mérései alapján

A roAp (rapidly oscillating Ap) csillagok részben átfedik a δ Sct sávot a HRD-n, ezek gyorsan forgó, különleges (pekuliáris) A színképtípusú csillagok, sok fémvonal található színképükben. Gyors forgásuk miatt erős a mágneses terük [7]. A δ Scutikkal ellentétben ezek magas rendű nem radiális p-módusokban oszcillálnak, ezért rövidebb a periódusuk (5–20 perc közötti). A kappa-mechanizmus ezeknél a hidrogén és nem a hélium ionizációs zónájában zajlik.

A 7 ezer K alatti felszíni hőmérsékletű főcsillagoknak külső konvekciós zónájuk van, ahol Nap-típusú oszcillációk léphetnek fel. E csillagok felső tömeghatára 1,5 naptömeg. A p-módusú oszcillációk sorával olyan alapvető paraméterek határozhatóak meg nagyon pontosan, mint a tömeg, a csillagsugár, a kémiai összetétel, a kor és a fejlődési állapot is, hiszen ahogy a csillag fejlődik, a módusokat egyre hosszabb periódus jellemzi. Az oszcillációk egészen a vörös óriáság tetejéig megfigyelhetők, ekkor már több nap hosszú a periódus [8].

A Napnál jóval nagyobb tömegű főcsillagok között is találunk pulzálókat [9]. A β Cephei (β Cep) változók nagyon forró (200 ezer K), nagy luminozitású kék csillagok, 8 és 25 naptömeg közötti tömeggel. Sokuk már elfejlődött a főcsillagtól a kék szuperóriás állapot felé. Lehet bennük p- és g-módusú pulzáció is, radiális és nem radiális módusokkal. A legtöbb β Cep azonban csak egy módusban pulzál, 2–8 órás periódussal. A kappa-mechanizmust a vascsoport elemeinek ionizációs zónája hajtja. Az SPB (slowly pulsating B-type, lassan pulzáló B színképtípusú) csillagok csoportját 1991-ben definiálták. A gerjesztési mechanizmusukban a β Cep csillagokhoz hasonlóan a vascsoport elemei játszanak szerepet, de kisebb tömegűek (3–12 naptömeg) és kevésbe forrók (11–22 ezer K). Több módusban pulzálnak 0,4–6 nap közötti periódussal. Egyszerre β Cep és SPB típusú fényváltozásokat mutató pulzálókat is ismerünk a közös tömegtartományban.

Klasszikus instabilitási sáv

Az előzőekben láttuk, az egyes típusok elkülönülnek, de esetenként egymással átfednek a főcsillagon. A főcsillagtól elfejlődött csillagok esetében is találunk olyan tartományokat a HRD-n, ahol a pulzációs instabilitáshoz biztosítottak a körülmények. Az első ilyen tartományt Harlow Shapley azonosította 1914-ben, ez később a cefeidák instabilitási sávja néven vált ismertté. Nemcsak a cefeidák, de az RR Lyrae típusú változók is ebbe a sávba esnek, így ma klasszikus instabilitási sávként hivatkozunk rá. A majdnem függőleges, kb. 1000 fok széles hőmérséklet-tartományt lefedő sávon áthaladva a csillagok fejlődésük során pulzálókká válnak. A sáv főcsillagot metsző részen találhatók a már tárgyalt δ Scutik is, és a sáv szintén metszi a fehér törpék hűlési sávját is. A klasszikus instabilitási sávban a gerjesztő mechanizmus a He II részleges ionizációs zónájában zajló kappa-mechanizmus.

A cefeidák a pulzáló csillagok kiemelten fontos típusa. Ennek oka, hogy látszó fényességük és periódusuk ismeretéből távolságuk meghatározható. A klasszikus cefeidák periódus-fényesség relációját Henrietta Swan Leavitt fedezte fel 1908-ban. Az összefüggés szerint a hosszabb periódusú cefeidák luminozitása nagyobb. A legfényesebb cefeidák akár 50 millió fényévre lévő galaxisokban is észlelhetők, így fontos szerepük van a

világegyetem méretére és tágulására vonatkozó kutatásokban is.

A cefeidáknak alapvetően két nagy csoportja van: az I. populációhoz tartozó klasszikus, és a II. populációs, avagy II. típusú cefeidák. A klasszikus cefeidák (δ Cep) közepes tömegű csillagok, legtöbbjük 4 és 9 naptömeg közötti. Fejlődésük során többször is belekerülhetnek az instabilitási sávba. Először a vörös óriás állapot felé fejlődés során, amikor a fősorozatot elhagyva a hidrogénégés a héjban folytatódik. Ez viszonylag gyors fejlődési fázis, kevés csillag van ebben a fejlődési állapotban, ilyen cefeida a Polaris, avagy Sarkcsillag. Később, a kék hurok során a csillag balra mozdul a HRD-n, áthalad az instabilitási sávon, majd az AGB felé visszafordulva újra áthalad azon. Hogy merre halad a csillag a fejlődés során, a pulzációs periódus változásából állapítható meg [10]. Alacsonyabb hőmérsékletek felé haladva a csillag sugara nő, a pulzációs periódus növekszik. A forró oldal felé pedig a csillagsugár csökkenésével a pulzációs periódus is csökken. A legtöbb klasszikus cefeida radiális alapmódusban pulzál, periódusuk 1 és 100 nap közötti. Sok felhangban pulzáló klasszikus cefeidákat is ismerünk, ezekben az elmúlt években gyenge nem radiális és egyéb még azonosítatlan módusokat is találtak. Egyszerre több radiális módusban pulzáló cefeidákat is ismerünk. A módusok periódusarányából a tömeg, a sugár és a fémesség is becsülhető.

A II. populációs cefeidák luminozitása kisebb, más periódus-fényesség reláció érvényes rájuk. Ezek kis tömegű (0,5–0,6 naptömegű), öreg csillagok, néhány kivételtől eltekintve alapmódusban rezegnek. Három csoportjukat különböztetjük meg, amelyek pulzációs periódusa és fejlődési állapota is különbözik egymástól [11]. A BL Herculis típusú csillagok még héliumot égetnek a magjukban, a horizontális ágról az aszimptotikus óriáság felé vándorolnak a HRD-n. Periódusuk 1–5 nap. Az 5–20 napos periódustartományban pulzáló W Virginis csillagokban két héjforrás termeli az energiát: a hidrogén- és a héliumégető héj. Ezek az aszimptotikus óriáságról kerülhettek az instabilitási sávba egy kék hurok mentén. A W Vir csillagok pulzációjában kisebb szabálytalanságokat fedezhetünk fel. Ahogy nő a periódus, a szabálytalanság is egyre erősebb lesz. A 20 napnál is hosszabb periódussal pulzáló II. típusú cefeidák az RV Tauri típusú csillagok. Ezek fényesebb, az aszimptotikus óriási fejlődés végén lévő csillagok. E típusba sorolják azokat az 1 naptömeg körüli pulzálókat is, amelyekben a magfúziók már kimerültek, és ezért végleg elhagyták az aszimptotikus óriáságat. Miközben egyre forróbbak lesznek, átszelik az instabilitási sáv felső szakaszát. Sok RV Tauri látványos jellemzője az alternáló fényváltozás, azaz a váltakozva gyengébb és erősebb halványodás. Az RV Taurik egyik csoportjánál hosszú periódusú átlagfényesség-változást tapasztalunk. Ezt a csillag és társcsillaga körül keringő, porban gazdag korong okozhatja, ami periodikusan elfedi a rendszert. A klasszikus és a II. típusú cefeidákra egyaránt igaz, hogy gyakran kettős rendszer tagjai.

Egy harmadik, ritkább cefeidatípust is azonosítottak. Ezek az anomális jelzőt kapták (ACep), mivel az anomális cefeidák fényesebbek, mint a hasonló periódusú BL Her csillagok, amelyektől a fényváltozás alapján gyakran nehéz is őket megkülönböztetni. Az anomális cefeidák tömege 1,3–2,5 naptömeg, és alapmódusban, illetve felhangban is képesek pulzálni [12]. Fejlődési útvonaluk fémszegény környezetben modellezhető, a fémben gazdagabb galaxisokban kettős rendszerben történt tömegátadással magyarázzák létezésüket.

Az RR Lyrae típusú változók igen gyakoriak, kis tömegű (0,5–0,7 naptömeg) horizontális ági csillagok, magjukban a hélium ég. A periódusuk 0,2 és 1 nap közé esik. Legalább 10 milliárd éves csillagrendszerekben találhatók. Eleinte gömbhalmazokban találtak ilyen változócsillagokat nagy számban, de ma már tudjuk, hogy a galaxisban bárhol lehetnek. Az RR Lyraek nagy amplitúdójú radiális pulzátorok, közeli galaxisokban is észlelhetők. Ma már összesen több mint 270 ezer ilyen csillagot ismerünk. Nagyjából mindannyian egyforma luminozitásúak, ezért távolságmeghatározásra is használhatók. A hűvösebb RR Lyraek alapmódusban (RRab), a forróbbak első felhangban pulzálnak (RRc), egy keskeny sávban pedig egyszerre mindkettőben (RRd) [13]. Fontos tulajdonságuk, hogy fémtartalmuk a fénygörbe alakjából becsülhető. Az RR Lyrae csillagok nagyjából felénél a pulzáció amplitúdója és periódusa, valamint a fénygörbe alakja is kváziperiodikusan változik. A felfedező után Blazskó-effektusnak nevezett jelenség oka még nem teljesen tisztázott. Az utóbbi évek kutatásai nyomán a cefeidákban talált nem radiális módusokhoz hasonlóakat azonosítottak az RR Lyrae csillagoknál is. A csillag fizikai paramétereivel való kapcsolatuk feltérképezése fontos kutatási terület.

A *4. ábrán* néhány fősorozati és klasszikus instabilitási sávbeli pulzáló csillag tipikus fénygörbéire láthatunk példát.

Vörös pulzálók

A HRD hideg, vörös oldalán a csillagok a fősorozatot elhagyva, a szubóriás és a vörös óriás állapotban a Nap-típusú oszcillációhoz hasonló, sztochasztikusan gerjesztett rezgéseket végeznek. E csillagok kutatása az űrtávcsövek nagy pontosságú, folyamatos mintavételezésű adatainak köszönhetően gyorsan fejlődő tudományterülettté vált. Rajtuk a Nap-típusú csillagoktól eltérően nemcsak p-módusok, hanem a g-módusok is megfigyelhetők. Így bennük nemcsak a külső rétegek, hanem a mag is feltérképezhető. Ez utóbbi módusok segítségével megkülönböztethetők a hidrogénhéj-égető csillagok azoktól, ahol a magban már beindult a héliumfúzió [14].

A vörös óriáság fényes részén és az aszimptotikus óriáságon további típusú pulzálók találhatók, ezeket összefoglaló néven hosszú periódusú pulzálóknak nevezik [15]. A pulzáció amplitúdója erősen függ az átlagfényességtől. A leghalványabbak a kis amplitúdójú vörös óriá-

sok, amelyek általában négy, öt vagy még több radiális és nem radiális módusban pulzálnak egyszerre, 10–100 napos periódussal. Sokukra még rárakódik egy szabálytalan változás is. Fénygörbéjük alakja nagyon hasonlít a későbbi fejlődési fázist képviselő félszabályos változókéhoz. Ez utóbbiak jellemzően két módusban, az alapmódusban és az első felhangban pulzálnak 30–500 nap közötti periódussal. Körülbelül a harmaduknál másodlagos periodicitás is látható, a pulzációnál sokkal hosszabb periódussal és általában nagyobb amplitúdóval. Oka valószínűleg a társcsillag fedése. A félszabályos jelző azt takarja, hogy a fénygörbe alakja nem ismétlődik ciklusról ciklusra. E csillagokból a fejlődés során később Mira-típusú változók lesznek, amik már kevésbé szabálytalanul pulzálnak. A mirák a Napnál tízszer-százszor nagyobb átmérőjű óriások, a legnagyobb amplitúdójú változócsillagok az összes pulzáló csillag közül. Fejlődésüket tekintve már közel vannak az aszimptotikus óriáság tetejéhez, kizárólag alapmódusban pulzálnak, 80–1000 nap periódussal. A mirák átlagfényessége lassan és szabálytalanul változik, amit valószínűleg a csillag körüli porburok okoz. Az egészen mélyre nyúló konvektív zóna ugyanis felkeveri a magreakciók termékeit, és a hideg légkörben porszemcsék keletkeznek belőlük, amelyek a jelentős tömegvesztés során a csillag környezetébe kerülnek.

Kék pulzálók

A Napénál milliószor nagyobb luminozitású forró szuperóriások gyakran szabálytalan fényváltozást és rendszertelen kitöréseket mutatnak. A kitörések és az erős csillagszél miatt jelentős a tömegvesztés. A fősorozatot elhagyva e csillagok magja radiatívvá válik, azaz a sugárzás lesz a domináns energiatranszport. Ebben a környezetben a pulzációs módusok gyorsan lecsengenek, ezért némi meglepetést okozott, amikor egy ilyen csillagban pulzációt fedeztek fel 2006-ban. Az elméletek szerint a mag körül kell lennie egy zónának, például egy közbülső konvektív, hidrogénégető rétegnek, amiről visszapattannak a g-módusok. A pulzáló kék szuperóriások ritkák, de több típusuk van – amplitúdók, periódusok és módusok szerint [16]. Az általában kis amplitúdójú fényváltozás periódusa 0,5 és 100 nap közé esik. A gerjesztési mechanizmus megegyezik a kissé halványabb, β Cep és SPB csillagokéval: a vascsoport elemeihez kapcsolódó kappa-mechanizmus. Ugyanakkor egyes típusokban ún. különös (strange) módusok jelenhetnek meg, amelyek egy olyan külső, keskeny rétegben vannak befogódva, ahol a sugárnyomás a gáz nyomásánál sokkal nagyobb. Ez jellemzően olyan csillagoknál fordul elő, ahol a luminozitás a tömeghez képest nagyon nagy.

Pulzáló változókat a fősorozat és a hűlési sáv között elhelyezkedő csillagok, a szubtörpék között is találunk. 0,5 naptömegükkel és 0,1–0,3 napátmérőjükkel jóval kisebb méretűek és tömegűek, mint a hasonló színképtípusú fősorozati csillagok. Ezek a magban héliumot égető csillagok valószínűleg kölcsönható kettős csillagrendszerben fejlődtek, így kerültek a horizontális ág kék, meghosszabbított részére. Hidrogénhéjukat nagyrészt elvesztették. A 4 ezer K-nél forróbb O és az annál hűvösebb B színképtípusú szubtörpék az sdO, illetve a sdB elnevezést kapták. Három csoportjuk: a hosszú (kb. 1 órás) periódusú, magas rendű g-módusban pulzáló sdBVg, a rövid (néhány perces) periódusú alacsony rendű p- és g-módusban pulzáló sdBVp és az sdOV csillagok. Utóbbiak kizárólag p-módusban pulzálnak. Hibrid pulzátorokat is ismerünk, amelyekben p- és g-módusok is gerjesztve vannak. A módusokat kappa-mechanizmus gerjeszti a vascsoport elemeinek ionizációja révén [17], amplitúdójuk jellemzően nagyon kicsi. Az sdB csillagok fejlődése még korántsem tisztázott kérdés, asztroszeizmológiájuk ezért igen fontos.

Pulzáció a hűlési sávon

A csillagok 95%-a fejlődése végén a fehér törpe végállapotba jut. A fehér törpék a Földhöz hasonló méretű, de milliószor sűrűbb, kompakt égitestek, amelyekben az elfajult elektrongáz tart egyensúlyt a gravitációval. Attól függően, hogy meddig jutottak el a magreakciók sorában, anyaguk hélium vagy szén és oxigén, esetleg oxigén, neon és magnézium. Lassú, évmilliárdokig tartó hűlésen mennek keresztül; a HRD-n a 200–400 ezer K hőmérséklet-tartományt lefedő hűlési sávon találjuk őket, ahova különböző fejlődési útvonalakon kerültek, akár egyenesen a horizontális ágról, a vörös óriáságról vagy az aszimptotikus óriáságról. A hűlési sávon a pulzáló fehér törpék az instabilitási sávokban találhatók. E sávok különböző hőmérsékleten helyezkednek el attól függően, hogy mi a domináns elem, amelynek részlegesen ionizált állapota működteti a kappa-mechanizmust. A pulzáló fehér törpék több periódussal oszcillálnak, ezek alacsony rendű g-módusoknak felelnek meg. Mivel igen sűrű objektumok, a pulzációs periódusuk nagyon rövid, 2 és 100 perc közötti. A módusok segítségével pontosan meghatározható a forgási periódusuk, periódusváltozásuk követésével pedig becsülhető a hűlési időskálájuk [18].

A pulzáló fehér törpék között leggyakoribbak a DAV-típusú csillagok: ezeket hidrogénlégkör burkolja, ami 10 ezer K körül válik részlegesen ionizálttá, a klasszikus instabilitási sáv meghosszabbításánál. A hidegebb DAV csillagok periódusai tipikusan hosszabbak, mint forróbb társaikéi, a pulzáció maga pedig instabilabb. Ezeknél a konvektív hajtás mechanizmusa is szerepet játszhat a pulzáció gerjesztésében. Nemrég nagy amplitúdójú, jellemzően több óráig tartó kitöréseket azonosítottak hideg DAV csillagoknál, amelyek során a pulzáció erőssége hirtelen többszörösére ugrik. A jelenség eredete egyelőre nem világos. A DBV típusnál a hélium, a GW Vir típusnál pedig a szén és az oxigén ionizált állapotai játszanak szerepet 22–32 ezer K, illetve 80–180 ezer K hőmérsékleteknél. Ez utóbbiaknál vannak olyan csillagok is, amelyek körül a levetett planetáris köd még látható. A fenti típusoknál egy nagyságrenddel kisebb amplitúdóval pulzálnak a széndominált légkörrel burkolt DQV típusú fehér törpék, 20 ezer K környékén.

Nemrég azonosítottak két új típust is, az extrém kis tömegű (ELM-DAV) és az extrém nagy tömegű (EHM-DAV) pulzáló fehér törpéket. A legtöbb fehér törpe tömege 0,5 és 0,8 naptömeg között van, de akár 1,3 naptömegig előfordulhatnak. A 0,3 naptömeg alatti ELM-DAV-k csak kettős rendszer fejlődése során jöhettek létre. Legtöbbjüknél valóban kimutatható a társcsillag, amely már szintén fehér törpe állapotban van. Ez a fehér törpék egyetlen típusa, amelyik radiális p-módusban is oszcillál. Az 1 naptömeg feletti EHM-DAV csillagok belseje már jelentős részben kristályosodott. Ennek során a fehér törpe magjában lévő szén- és oxigénatommagok kristályrácsba rendeződnek, eközben energia szabadul fel, ami lassítja a hűlést. Minél nagyobb egy fehér törpe tömege, annál magasabb hőmérsékleten kezdődik a kristályosodás. A mag kristályosodása a pulzációs tulajdonságokra is hatással van, így asztroszeizmológiai módszerekkel becsülhető, hogy a csillag mekkora része kristályosodott.

Amikor a fehér törpék teljesen kihűlnek, és nem sugároznak többé, ún. fekete törpévé válnak. Ilyen objektumokat nem találunk, mert létrejöttükhöz az Univerzum koránál több nagyságrenddel hosszabb idő szükséges.

Egyéb, újonnan felfedezett pulzálók

Mint láttuk, egyes pulzáló változóknál még nem teljesen tiszta, milyen fejlődési útvonalon haladtak. A HRD-n nem várt helyeken felbukkanó pulzálókat általában kettős rendszerbeli fejlődéssel magyarázzák, ezekkel versenyeznek a valamilyen speciális mechanizmus figyelembevételével mégiscsak az egyedüli fejlődést preferáló elméletek. 2012-ben például azonosítottak egy olyan RR Lyrae-szerű pulzálót, amely feleakkora tömegű, mint az ismert RR Lyrae csillagok [19]. Ennek a BEP (binary evolution pulsator) csillagnak a pontos tömegmérését az tette lehetővé, hogy kettős rendszerben kering. Az ilyen csillagokról azt gondoljuk, hogy kettős rendszerben való fejlődéssel, tömegátadás révén kerülhettek a klasszikus instabilitási sávba.

2017-ben a pulzáló csillagok olyan típusát fedezték fel, amelynek viszonylag nagy a fényességváltozása, és a fénygörbe alakja a klasszikus instabilitási sávban lévő változókéra hasonlít, de sokkal kékebbek, azaz forróbbak (25–34 ezer K). Kék, nagy amplitúdójú pulzálóknak (blue large-amplitude pulsator, BLAP) nevezzük ezeket [20], pulzációs periódusuk jellemzően 1 óránál rövidebb. Gerjesztő mechanizmusuk a kappa-mechanizmus, és mint a forró szubtörpék esetében, az opacitás változásában a felső rétegekbe felkeveredett nehéz elemek játszanak szerepet. Kevesebb hidrogén van a légkörükben, mint a fősorozaton lenne, és nem is a fősorozaton, hanem alatta helyezkednek el a HRD-n; egy olyan régióban, ahol a csillagfejlődés gyors, ezért itt nagyon kevés csillagot várnánk. A BLAP-ok fejlődési útja ma még tisztázatlan, több elmélet létezik rá. Egyik szerint ezek a fehér törpe állapot előtti csillagok, míg mások szerint még héliumot égetnek a magjukban, és a horizontális ág meghosszabbított részét alkotják. Megint más modellek szerint a héliumégés már a héjba tevődött át, ám lehetséges az is, hogy érintkező kettős rendszer tagjai.

Az utóbbi évtizedben a csillagászati észlelések és elméleti modellek pontossága és mennyisége elképesztően megnőtt; a csillagpulzáció és a csillagfejlődés tudományterülete nagyon gyorsan fejlődik. Így egyáltalán nem kizárt, hogy a pulzáló csillagok még újabb típusait vagy váratlan fejlődési állapotban lévő csillagokat is találunk.

Irodalom

1. Gautschy A. (2003): The history of radial stellar pulsation theory. ETH, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, ETH Bibliothek. https://doi.org/10.3929/ethz-a-005091311; https://www.research-collection.ethz.ch/handle/20.500.11850/148987
2. Catelan M., Smith H. A. (2015): Pulsating Stars, Wiley-VCH.
3. Aerts C., Christensen-Dalsgaard J., Kurtz D. W. (2010): Asteroseismology, Springer Science and Business Media.
4. Zwintz K., Steindl T.: The pre-main sequence: Challenges and prospects for asteroseismology. Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 9 (2022) id. 914738
5. Goupil M.-J. és mtsai.: Asteroseismology of δ Scuti Stars: Problems and Prospects, Journal of Astrophysics and Astronomy, 26 (2–3) (2005) 249.
6. Guzik J. A. és mtsai.: Driving the gravity-mode pulsations in γ Doradus variables. The Astrophysical Journal, 542(1) (2000) L57–L60.
7. Cunha M. S.: Theory of rapidly oscillating Ap stars. Communications in Astroseismology, 150 (2007) 48.
8. Jackiewicz J.: Solar-like oscillators in the Kepler era: A review. Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 7 (2021) id. 102
9. Bowman D. M.: Asteroseismology of high-mass stars: new insights of stellar interiors with space telescopes. Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 7 (2020) id. 70
10. Turner D. G., Abdel-Sabour Abdel-Latif M., Berdnikov L. N.: Rate of period change as a diagnostic of Cepheid properties. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 118 (2006) 410–418.
11. Wallerstein G.: The Cepheids of Population II and related stars. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 114 (2002) 689.
12. Soszyński I. és mtsai: The OGLE collection of variable stars. Anomalous cepheids in the Magellanic Clouds. Acta Astronomica, 65 (2015) 233.
13. Kolenberg K.: RR Lyrae stars: Cosmic lighthouses with a twist. The Journal of the American Association of Variable Star Observers, 40(1) (2012) 481.
14. Chaplin W. J., Miglio A.: Asteroseismology of solar-type and red-giant stars. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 51 (2013) 353–392.
15. Mowlavi N. és mtsai: Gaia Data Release 2. The first Gaia catalogue of long-period variable candidates. Astronomy & Astrophysics, 618 (2018) id. A58, 29 pp.
16. Jeffery C. S.: Variable star designations for extreme helium stars. Information Bulletin on Variable Stars, No. 5817 (2008) 1.
17. Lynas-Gray A. E.: Asteroseismic observations of hot subdwarfs. Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 8 (2021) 19.
18. Córsico A. H., Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., Kepler S. O.: Pulsating white dwarfs: new insights. Astron. & Astrophys. Rev., 27 (2019) 7.
19. Pietrzyński G. és mtsai.: RR-Lyrae-type pulsations from a 0.26-solar-mass star in a binary system. Nature, 484 (2012) 75.
20. Pietrukowicz P. és mtsai: Blue large-amplitude pulsators as a new class of variable stars. Nature Astron., 1 (2017) 0166.

AZ AKTÍV GALAXISMAGOK

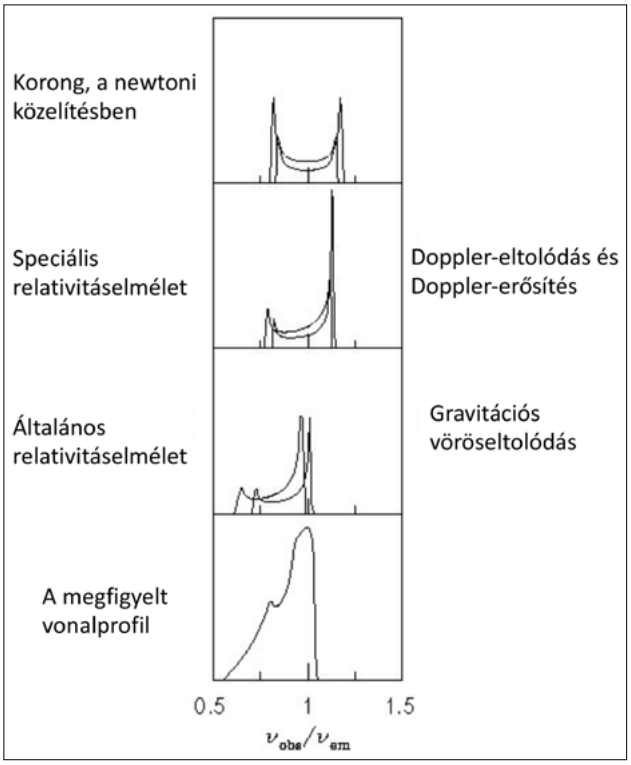
Gabányi Krisztina Éva
ELTE TTK Fizikai és Csillagászati Intézet, Csillagászat Tanszék, Budapest
HUN-REN–ELTE, Extragalaktikus Asztrofizika Kutatócsoport, Budapes
HUN-REN CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet, Budapest
E-mail: gabanyi.krisztina@ttk.elte.hu

Mai ismereteink szerint a galaxisok többségének középpontjában egy szupernagy tömegű (azaz több millió, akár milliárd naptömegű) fekete lyuk (supermassive black hole, SMBH) található. A Tejútrendszerünk középpontjában lévő fekete lyuk létének csillagászati megfigyeléseken alapuló bizonyítását 2020-ban fizikai Nobel-díjjal ismerték el [1]. Azonban vannak olyan központi fekete lyukak, amelyek sokkal látványosabbak, létükre jelentős luminozitásukból következtethetünk. Ezek az ún. aktív galaxismagok (active galactic nuclei, AGN), amelyekre – szemben a Tejútrendszer központjában lévővel – egy anyagbefogási (akkréciós) korongból folyamatosan anyag hullik. A keringő anyag felforrósodik, és jelentős elektromágneses sugárzást bocsát ki, amelynek maximuma leggyakrabban az optikai vagy ultraibolya (UV) tartományba esik. A sugárzás ionizálja a központi objektum körül mozgó csillagközi felhőket, így az AGN-ek jellemzői a nagy intenzitású, sokszorosan ionizált elemektől származó, jelentősen kiszélesedett emissziós színképvonalak, amelyek elsősorban az optikai és UV tartományban figyelhetők meg.

Ilyen színképvonalakat már 1908-ban felfedeztek az NGC 1068 spektrumában. (Akkoriban még az sem volt ismert, hogy ez egy másik galaxis, hiszen Edwin Hubble csak 1920-as években mutatta meg, hogy az Andromeda-köd egy, a Tejútrendszeren kívül elhelyezkedő különálló csillagváros, és a Tejútrendszer is csak egyike az Univerzum milliárdnyi galaxisának [2]). Szisztematikus leírásuk Carl Seyfert nevéhez köthető, aki 1943-ban hívta fel a figyelmet egy érdekes – és később róla elnevezett – galaxistípusra, amelyet kompakt, nagyon fényes központi maggal és a fentebb leírt színképvonalakkal jellemzett [3]. 1959-ben Lodewijk Woltjer vetette fel, hogy ha a vonalkiszélesedést az ionizált gáz sebességeként értelmezzük, amely az akkori technikával felbonthatatlan központi régió gravitációs vonzása hatására jön létre, akkor ebben a térrészben hatalmas energiasűrűséget kell feltételezni [4]. Az energiatermelő tartomány méretére a fényességváltozás karakterisztikus idejéből is lehet következtetni, hiszen kauzalitási érvek alapján a változó emisszióért felelős térrész nem lehet nagyobb, mint az a távolság, amelyet ezen idő alatt a fény megtehet. Később ennek alapján lehetett megállapítani, hogy a központi régió mérete nem haladhatja meg a néhány fényhónapot. Az AGN-ekben végbemenő fizikai folyamatok részleteire azonban csak több hullámhossztartományban végzett mérések együttesével lehetett fényt deríteni.

Az 1960-as években sikerült számos fényes rádióforrás optikai megfelelőjét azonosítani, amelyek pontszerű, nem felbontható, tehát csillagszerű objektumok voltak. Azonban már akkor nyilvánvaló volt, hogy a rádiósugárzást nem lehet egy szokásos csillag energiatermelésével magyarázni, ezért angolul quasi-stellar radio source, azaz csillagszerű rádiósugárzó objektum – angol rövidítéssel quasar, magyarul kvazár – lett a nevük. 1963-ban Maarten Schmidt a 3C 273 jelű kvazár optikai színképét mérte meg és értelmezte [5]. Rájött, hogy a színképvonalak a hidrogén Balmer-sorozatával magyarázhatók, ha feltételezzük, hogy az azokat kibocsátó objektum az akkoriban hatalmasnak számító, $z = 0{,}158$-es vöröseltolódásnál helyezkedik el. A továbbiakban számos fényes kvazár optikai színképét sikerült felvenni, és megmutatni, hogy azok kozmológiai távolságokban helyezkednek el. Így az is egyértelművé vált, hogy a kvazárok energiakibocsátása olyan hatalmas, hogy lehetetlenség a csillagokban végbemenő fúziós folyamatokkal leírni. Ekkor fogalmazódott meg a ma is elfogadott magyarázat, hogy a kvazárok által kisugárzott energia egy szupernagy tömegű fekete lyukra hulló anyag helyzeti energiájának elvesztéséből, mozgási energiává és sugárzássá konvertálódásából származik. Ennek az energiatermelő mechanizmusnak a tömegre vetített hatásfoka majdnem tízszerese is lehet a fúziós energiatermelésének. A sors fintora, hogy később kiderült, az optikai tartományban fényes AGN-eknek csak alig tizede bocsát ki jelentős rádiósugárzást. A kvazár elnevezés viszont megmaradt, feloldása ma már csillagszerű objektum, quasi-stellar object (QSO), és az AGN-ek legfényesebb, legnagyobb luminozitású alosztályába tartozó objektumokat foglalja magába. Mivel a luminozitást elsősorban a központi fekete lyuk tömege határozza meg, a kvazárokban találhatók a legnagyobb tömegű SMBH-k, míg az AGN-ek egy kevésbé fényes alosztálya, a Seyfert-galaxisok „csak” millió naptömeg nagyságrendjébe eső fekete lyukakat tartalmaznak. Ha valamiért hirtelen megnőne a Tejútrendszer középpont-

Gabányi Krisztina Éva az ELTE TTK-n diplomázott fizikus és csillagász szakon 2003-ban. PhD-fokozatát 2006-ban Németországban, a bonni Max Planck Rádiócsillagászati Intézetben szerezte. Jelenleg az ELTE TTK Csillagászati Tanszékén adjunktus, tagja a HUN-REN–ELTE Extragalaktikus Asztrofizika támogatott kutatócsoportnak, és együttműködik a HUN-REN Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetének rádiócsillagász munkatársaival. Fő kutatási területe az aktív galaxismagok rádiósugárzásának vizsgálata rádióinterferometriás technikával.



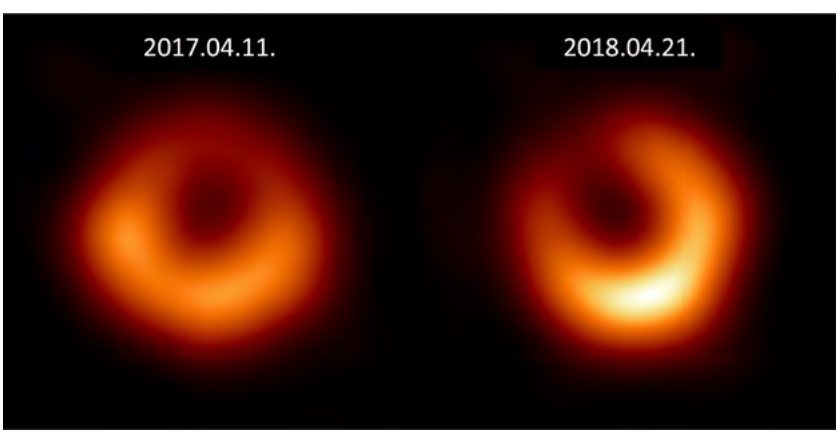
1. ábra. Egy emissziós színképvonal alakjának torzulásai az SMBH erős gravitációs terében egy éléről látható korongban. A vízszintes tengelyen a megfigyelt és emittált frekvencia aránya szerepel. Fentről lefelé haladva látható egy klasszikus korongban, két vékony gyűrűben keringő ionizált gázra jellemző dupla csúcsú vonalprofil, majd a speciális relativitáselmélet miatt bekövetkező Doppler-eltolódás és Doppler-erősítés hatása, és az általános relativitáselméletben megjelenő gravitációs vöröseltolódás miatti további vonaltorzulás. A legalsó panelen a megfigyelt színképvonal látható. Az ábra a Fabian és mtsai cikkében szereplő kép alapján készült [6]

jában lévő kb. 4 millió naptömegű fekete lyuk közvetlen közelében lévő anyag mennyisége, azaz üzemanyaghoz jutna, akkor Tejútrendszerünk is Seyfert-galaxisként lenne megfigyelhető.

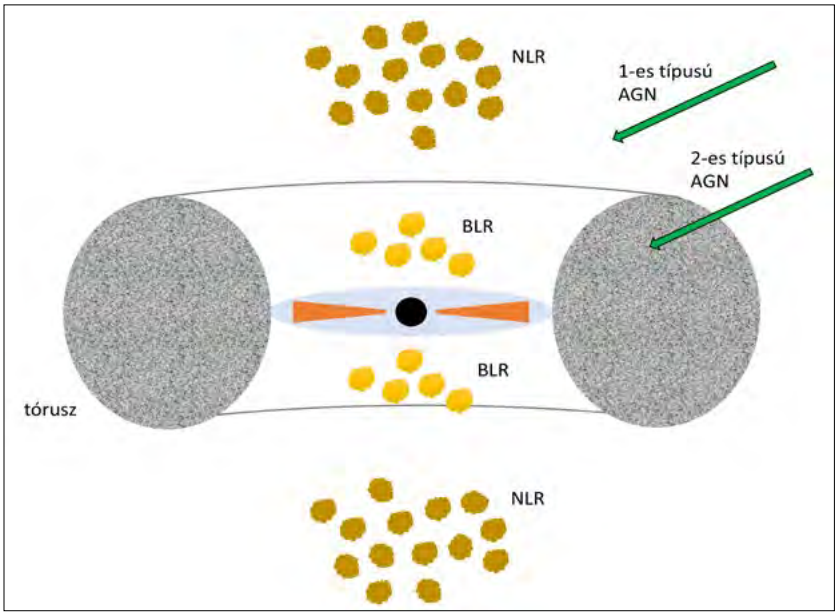
Az SMBH-k közvetlen környezetéről és így Einstein relativitáselméletének közvetlenül megfigyelhető következményeiről értelemszerűen nehezen szerezhetünk információt. Az elmúlt évekig erre a többszörösen ionizált vas 6,4 keV energián megjelenő röntgenszínképvonalának tanulmányozásával volt lehetőség [6]. Ez az alapvetően keskeny emissziós vonal az akkréciós korong legbelső, a fekete lyukhoz legközelebbi régióiban jöhet létre. A relativisztikus effektusok hatására azonban a vonalprofil jelentősen megváltozik, kiszélesedik és aszimmetrikus alakot vesz fel *(1. ábra)*.

A fekete lyuk „árnyékáról" készült rádióinterferométeres kép *(2. ábra)* néhány éve történt megalkotásával azonban már újabb, közvetlen megfigyelési bizonyíték támasztja alá az SMBH-k létezését. A fekete lyuk árnya valójában egy fényes gyűrűvel övezett sötét térrész. A fényes gyűrűt azok a fotonok „rajzolják ki", amelyek még épp el tudnak szabadulni a fekete lyuk gravitációs teréből. Egy AGN esetén az akkréció miatt jelentős sugárzási tér öleli körül az SMBH-t, ezért ilyen objektumnál elegendően fényes ez a struktúra, hogy megfigyelhető legyen, azonban látszó mérete általában túl kicsi ahhoz, hogy csillagászati műszerekkel felbontható lenne. Az első ilyen képet az M87 jelű elliptikus galaxis középpontjában található AGN-ről készítették [7], amelynek energiaforrása egy 6,5 milliárd naptömegű fekete lyuk. Mivel az objektum kozmológiai értelemben közel van hozzánk – 55 millió fényévre található –, a lineáris méretében a Nap–Plútó-távolsággal összemérhető árnyék látszó szögmérete a legnagyobb ismert érték, 40 milliomod ívmásodperc. A kép megalkotásához szükséges méréseket a nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (VLBI) elvét alkalmazó Event Horizon Telescope (EHT) műszerrel végezték. Az első, 2019-ben nyilvánosságra hozott kép 2017 áprilisában végzett méréseken alapul. Idén januárban pedig bemutatták az egy évvel későbbi megfigyelési kampány eredményeiből készült képet [8].

Különböző hullámhossztartományokban, fényességük és színképi tulajdonságaik alapján számos AGN-típust különböztetnek meg. Ezek nagy része a ma elfogadott ún. egyesített modell segítségével egységes módon leírható *(3. ábra)*. A modellben természetesen a központi energiatermelő rész az SMBH, amelyre nagyságrendileg 1–10 naptömeg/év rátával hullik anyag az azt körülvevő anyagbefogási korongból. Az akkréciós korong a legáltalánosabb leírásban egy optikailag vastag, geometriailag vékony struktúra, de alacsonyabb akkréciós ráták esetén az egyik leggyakrabban használt modell (-csoport) az ADAF (advection-dominated accretion flow), ahol a korong sűrűsége alacsonyabb és a hűlés kevésbé hatékony [9]. Az akkréciós korong pontos mérete nehezen határozható meg, de nagyságrendileg 10^5 Schwarzschild-sugár távolságra az SMBH-től már nem



2. ábra. Az M87 galaxisban található szupernagy tömegű fekete lyuk körül kialakuló árnyékjelenség. Balra a 2017-ben [7], jobbra a 2018-ban végzett megfigyelések alapján készült kép [8]. (Event Horizon Telescope kollaboráció, https://eventhorizontelescope.org/M87-one-year-later-proof-of-a-persistent-black-hole-shadow)



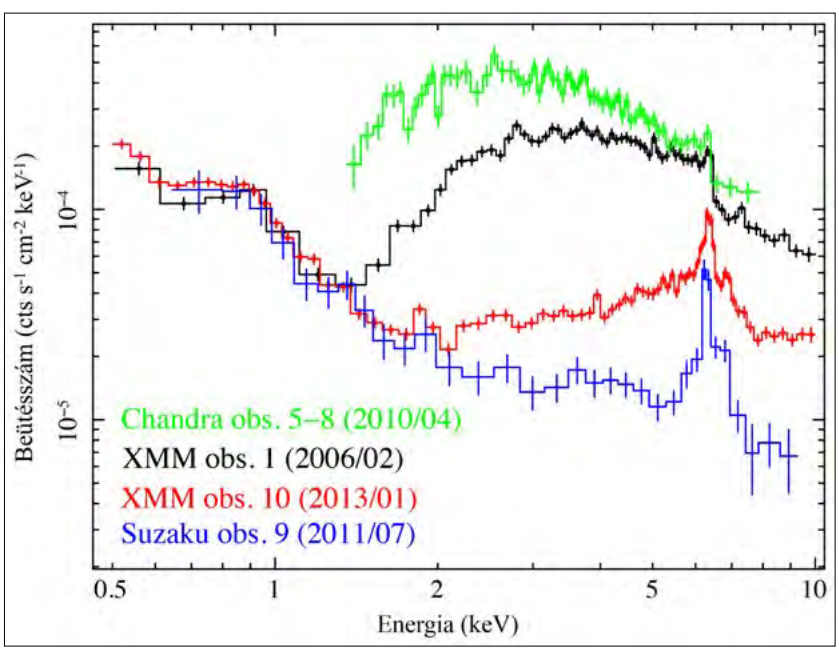
3. ábra. Az AGN-ek egyesített modelljét bemutató sematikus ábra (nem méretarányos). A narancs színnel jelzett akkréciós korongot körülveszi a világoskék színnel ábrázolt forró korona. A fekete lyukhoz közelebb helyezkednek el a széles vonalas tartományt (BLR), míg távolabb a keskeny vonalas tartományt (NLR) alkotó felhők. A zöld nyilak két lehetséges látóirányt reprezentálnak. Az egyik esetben 1-es típusú, a másik esetben – a tórusz árnyékolása miatt – 2-es típusú AGN-t detektálunk

stabil, és felhőkre töredezik, fragmentálódik. Az energia nagy része egy nagyjából 10^{13} m átmérőjű régióból származik [9]. Ez nagyjából összemérhető a Neptunusz Nap körüli pályájának átmérőjével.

A korong síkja „felett” és „alatt” helyezkednek el a széles vonalas (broad line region, BLR) és keskeny vonalas tartományok (narrow-line region, NLR). Itt találhatók a fekete lyukhoz közelebb elhelyezkedő, ezért gyorsabban keringő (~10 000 km/s), így nagyobb vonalkiszélesedést mutató BLR-t, illetve távolabb a lassabban mozgó (néhány 100 km/s), így kisebb vonalkiszélesedést mutató NLR-t alkotó ionizált felhők. (Megjegyzendő, hogy még a keskeny vonalak is jóval szélesebbek, mint egy tipikus, normális galaxisban megfigyelhető kiszélesedett színképvonalak.) A BLR jellemzően néhány fényhónapos, de nagyságrendileg akár 1 pc (parszek, 3,26 fényév) átmérőjű is lehet [9]. A BLR méretének meghatározására szolgál az ún. reverberációs (fényechós) eljárás [10]. Ez a technika azon alapul, hogy az akkréciós korongból származó ionizáló kontinuumsugárzásban bekövetkező változás a BLR ionizált színképvonalaiban időkéséssel detektálható. Az időkésés nagyságából pedig értelemszerűen a központi régió és az adott BLR felhő távolsága határozható meg. Ez a fajta mérés meglehetősen erőforrás-igényes, mivel a kontinuum és színképvonal monitorozását szimultán több hétig-hónapig kell végezni a fénygörbék közti korreláció meghatározásához. Ezért eddig csak néhány fényes AGN esetén alkalmazták [10].

Az emissziós vonalakat mutató AGN-ek mindegyikében megfigyelhetünk keskeny színképvonalakat, de nem mindegyikben láthatóak széles vonalak. Így megkülönböztetünk 1-es típusú (mindkét vonaltípust mutató) és 2-es típusú (csak keskeny emissziós színképvonalakat mutató) AGN-eket. Teljesen analóg módon definiáljuk az 1-es és 2-es típusú Seyfert-galaxisokat, valamint az 1-es és 2-es típusú kvazárokat is. Az egyesített modellben a két típus egy árnyékoló tórusz alakú régió bevezetésével magyarázható. Az 1-es típusú AGN-ek esetében a látóirány nem halad át a portóruszon, míg a 2-es típusúak esetén igen *(3. ábra)*. Ez utóbbi esetben az optikai, ultraibolya és részben az alacsony energiás röntgentartományú sugárzást is elnyeli az árnyékoló tórusz anyaga, ezért nem látunk rá közvetlenül a központi térrészre és így a BLR-re sem [9].

Az AGN-ek röntgensugárzása elsősorban szintén az akkrécióhoz köthető. Az anyagbefogási korongot kör-



4. ábra. Az ESO 323-G77 jelű AGN röntgenspektrumának változásai. Az elnyelés mértéke a Chandra űrtávcsővel végzett, zöld vonallal jelzett mérések idején volt a legkisebb. A további spektrumok a nagyobb oszlopsűrűségű anyag hatását illusztrálják. A piros és kék színekkel jelzett, XMM-Newton és Suzaku űrtávcsövekkel végzett mérések idején már beazanosítható a kontinuumból előbukkanó, 6,4 keV-nál megjelenő prominens vasvonal. Az ábra a Miniutti és mtsai cikkében szereplő kép alapján készült [11]

bevevő forró elektrongáz (korona) részecskéin a korongból származó optikai és UV fotonok szóródnak, és inverz Compton-folyamat révén energiát nyernek, így alakul ki az energiaeloszlását tekintve hatványfüggvénynyel leírható röntgenkontinuum-sugárzás [11]. Emellett alacsonyabb energiákon az anyagbefogási korong belső forró régióiból származó hőmérsékleti sugárzás is megjelenik a röntgenspektrumban. Jelentős oszlopsűrűségű semleges gáz jelenléte esetén azonban a röntgenfotonok Compton-szórás révén energiát vesztenek és elnyelődnek. A hidrogén nagyjából 10^{24} cm^{-2} értéket meghaladó oszlopsűrűsége esetén egyre jelentősebb mértékben fog elnyelődni az elsődleges röntgenkontinuum, ezért ezeket az objektumokat Compton-árnyékolt (Compton-thick) AGN-eknek nevezik [9]. Az alacsonyabb, 2–10 keV energiájú röntgensugárzás elnyelődésével párhuzamosan előbukkan a másodlagos folyamatokból származó 20–30 keV-es emisszió *(4. ábra)*. Ez az ún. reprocesszált röntgenemisszió. Azonban a reflexióért felelős anyag elhelyezkedése egyelőre nem pontosan tisztázott – az elsődleges sugárzás visszaverődhet, és energiát nyerhet a tórusz, az akkréciós korong, esetleg a BLR felhőinek anyagától is. Hasonlóan a röntgensugárzás elnyelésért felelős semleges gáz sem csak a tóruszhoz köthető [12].

Viszonylag korán, már az 1960-as évek második felében felfedeztek olyan AGN-eket, amelyeknél a semleges gáz oszlopsűrűsége, tehát a röntgensugárzás elnyelődésének mértéke kevesebb mint egy év alatt jelentősen megváltozott. További megfigyelések egyre rövidebb időskálákon, pár hetes, de akár egy napon belül történő változásokat azonosítottak. A jelenlegi elképzelések szerint ezekért az eseményekért a BLR felhői felelősek, amelyek időről időre kitakarhatják a központi régiót. A hosszabb, néhány hónapos vagy éves időskálákon megfigyelt változásokat viszont a tóruszhoz köthető felhők okozzák [12].

A tórusz, amelynek pontos alakját és felépítését elsősorban indirekt úton, az árnyékolt és nem árnyékolt AGN-ek számarányával becsülik, nagyrészt forró porból áll, ami infravörös hullámhossztartományban sugároz. Mérete függ az AGN luminozitásától, tehát végeredményben az SMBH tömegétől; egy néhány százmillió naptömegű fekete lyuk esetén ~10 pc átmérőjű [9]. Több árnyékolt AGN megfigyelt tulajdonságai alapján valószínűleg csomós, felhős szerkezetű. Az infravörös mérések értelmezését nehezíti, hogy ebben a hullámhossztartományban jelentős (lehet) az AGN gazdagalaxisának hozzájárulása is, például csillagkeletkezési régiók porfelhői miatt. Az elmúlt bő egy évtizedben nagy felbontású interferometrikus mérések segítségével sikerült közvetlen információt szerezni a tórusz tulajdonságairól. Rövidebb hullámhosszakon (~2 mikron) a forróbb, a tórusz belső sugaránál levő, hosszabb hullámhosszakon (~10 mikron) a némiképp hűvösebb, távolabb elhelyezkedő port tanulmányozhatjuk. Ez a technika egyelőre csak a fényesebb és közelebbi AGN-ek esetén alkalmazható, ezért a megfigyelt objektumok száma csak néhány tucat; és így általános következtetések levonása még nem lehetséges. Mindenesetre az nyilvánvaló, hogy az egyszerű statikus modellhez képest az árnyékoló tartomány összetettebb szerkezetű és időben is változhat [9, 13].

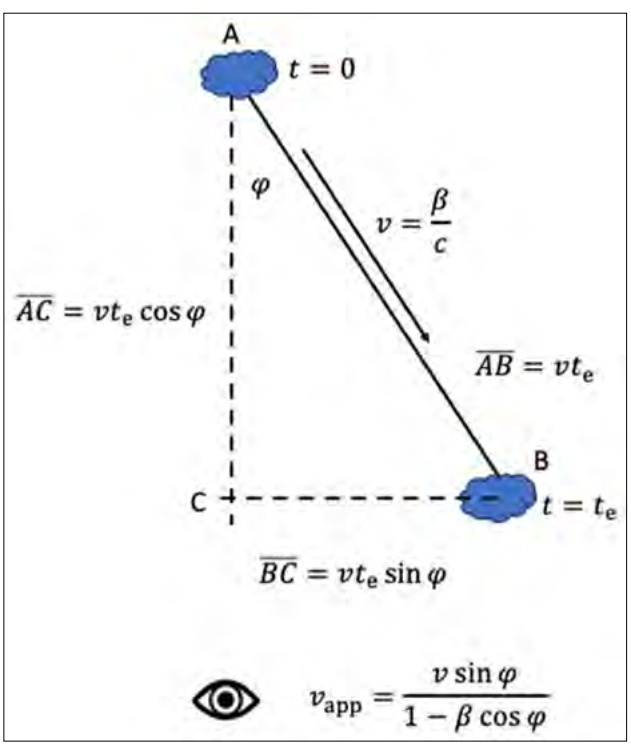
Bár az egyesített modell igen sikeres az AGN-ek különböző típusainak leírásában, az elmúlt évtizedben számos ún. típusváltó (changing-look) AGN-t azonosítottak [12]. Ezek az objektumok néhány év alatt képesek a besorolásukat megváltoztatni, 1-es típusból 2-es típusba vagy fordítva. Sőt vannak olyan objektumok, amelyeknek már egy teljes ciklusát (egyik típusból a másikba, majd a visszaváltozást) is sikerült végig követni. A fentebb leírt, a röntgentartományban megfigyelhető, az elnyelés mértékét felhők fedésével magyarázó elmélet ezeket a változásokat – például a hosszabb, akár több éves karakterisztikus időskálákat, az optikai tartományú sugárzás vörösödésének hiányát vagy a röntgensugárzás árnyékolásának hiányát – már nem képes magyarázni. A feltételezések szerint a típusváltásért az anyagbefogási ráta jelentős ingadozása felelős. A csökkenő akkréció hatására az AGN ionizáló sugárzása jelentősen csökken, ami a széles emissziós színképvonalak eltűnését is magával hozhatja. Az akkréció változását okozhatják a korongban fellépő lokális instabilitások, de akár jelentősebb perturbációk is, mint amilyen egy, a fekete lyukat túlzottan megközelítő csillag árapályerők hatására történő szétszakadása (tidal disruption event, TDE) [12].

A galaxismag aktivitásának átmeneti „ki- vagy bekapcsolódása" akár az objektum téves klasszifikációjához is vezethet. Az akkréciós ráta hirtelen jelentős csökkenése magával vonja az elsődleges röntgensugárzás csökkenését. Viszont a másodlagos, a központi régiótól kb. 0,1–1 pc távolságból visszavert röntgenemisszió csak lassabban, késleltetve csökken. Ez alatt az idő alatt az objektum olyan tulajdonságokat mutat, mint egy Compton-árnyékolt AGN. Ha a későbbi megfigyelések során az akkréciós ráta újbóli növekedése miatt az elsődleges röntgensugárzás újra megfigyelhetővé válik, a jelenség könnyen összetéveszthető az árnyékolás miatt bekövetkező röntgenváltozással is [12]. A megfigyelt események megfelelő értelmezéséhez alapvető fontosságúak mind a kontinuum-, mind a vonalas emisszió több hullámhossztartományban (optikai, UV és röntgen) koordináltan végzett mérései. Számos típusváltó AGN-t nagy égterületet lefedő optikai felmérések során detektáltak először, majd spektroszkópiai és röntgentartományban végzett célzott megfigyelésekkel sikerült a fényességváltozás okát meghatározni. Az ilyen típusú felfedezések azonban főleg a felfényesedő AGN-ekre érzékenyek, míg az egyedi objektumok esetén történő véletlen felfedezések inkább már az ismert fényes AGN-ek „kikapcsolásáról" adnak számot. Emiatt a típusváltó AGN-ek pontos aránya, az objektum egyéb fizikai tulajdonságaitól való függése, illetve a jelenség általános előfordulási rátája egyelőre nem határozható meg, jelentős kiválasztási effektusokkal terhelt. A közeljövőben megvalósuló, a

tranziens jelenségekre is érzékeny nagy égboltfelmérő programok, amilyen optikai tartományban a Vera C. Rubin Obszervatórium (Legacy Survey of Space and Time, korábbi nevén Large Synoptic Survey Telescope) jelentősen hozzájárulhat ehhez a kutatási területhez is nagyobb AGN-minták statisztikai vizsgálatával.

Az egyesített modell szintén nem tud magyarázatot adni arra, hogy miért vannak rádiósugárzó és rádiótartományban (jelenlegi műszerekkel) nem megfigyelhető AGN-ek. A rádiósugárzó AGN-ek esetén, amelyek a kvazárok alosztályához hasonlóan alig tizedét teszik ki az AGN-eknek, az anyagbefogási korongra merőlegesen nagyenergiás plazmanyalábok indulnak ki. Ezért sokszor a jetet kibocsátó (angolul jetted) AGN elnevezés is használatos leírásukra (bár a képet bonyolítja, hogy ismerünk a rádiótartományban gyenge, jetet mégis kibocsátó AGN-eket is). A jetekben a rendezett mágneses erővonalak körül spirálvonalban, fénysebességet megközelítő sebességgel mozgó töltött részecskék (főként elektronok és pozitronok) szinkrotronsugárzását tudjuk rádiótartományban megfigyelni [14]. A rádiósugárzás megfigyelhetőségét a portórusz nem befolyásolja. A jet nélküli AGN-ekben a körülmények nem kedveznek a nagyenergiás plazmanyaláb kialakulásának. Ennek oka teljes mértékben nem ismert, de a fekete lyuk perdülete és tömege, az anyagbefogási korong mágneses és anyagáramlási tulajdonságai biztosan szerepet játszanak a jetek kialakulásában [15].

Mindazonáltal a plazmanyalábot kilövellő AGN-ek is változatos képet mutatnak a rádiótartományban a rálátási szög függvényében. Ha a jetek közel az éggömb érintősíkjában helyezkednek el, akkor rádiógalaxisokat, ha viszont a látóiránnyal kb. 10 foknál kisebb szöget zárnak be, akkor ún. blazárokat figyelhetünk meg [14].



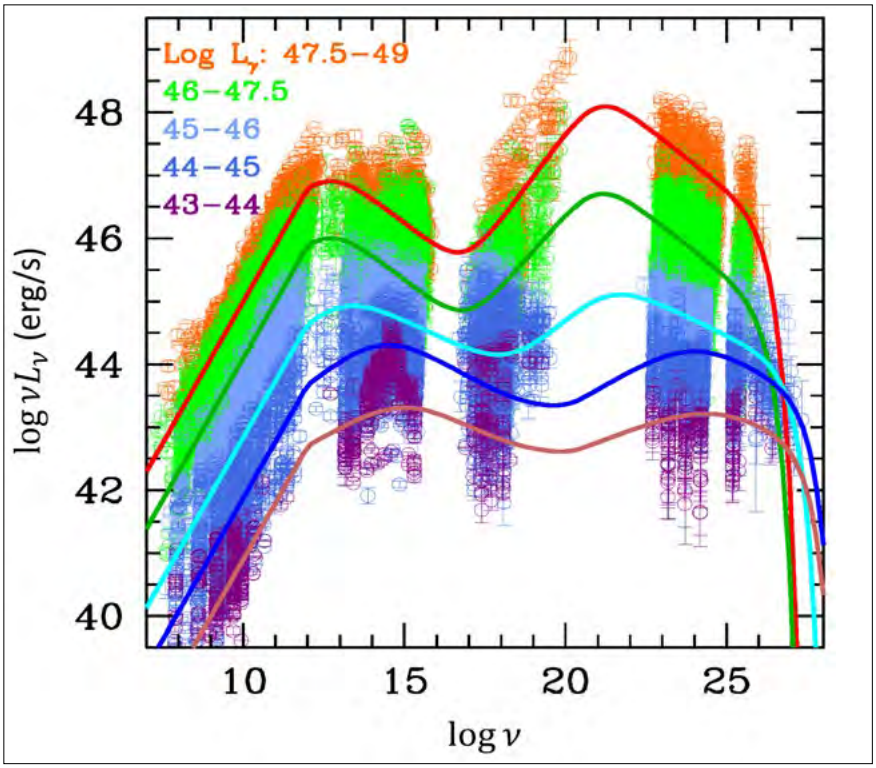
5. ábra. A fénysebességnél látszólag gyorsabb mozgás szemléltetése. Részletek a szövegben

A blazárok esetén a szinte pontosan a megfigyelő irányába mutató jet miatt számos relativisztikus effektus lép fel. Például a felénk mutató jetet jóval fényesebbnek látjuk, mint amilyen az a saját rendszerében – ez a Doppler-erősítés. Hasonlóan, az ellenkező irányba mutató plazmanyaláb „Doppler-gyengítést" szenved el. Blazárok esetén emiatt csak a felénk mutató jetet tudjuk detektálni, tehát a ténylegesen szimmetrikus szerkezetű objektumot aszimmetrikusként észleljük. A kis szög alatt megfigyelhető és a közel fénysebességgel mozgó sugárzó plazmában további érdekes effektus a látszólagos „szuperfénysebességű" (szuperluminális) mozgás jelensége. Ekkor a felénk mozgó jetben azonosított sugárzó plazmacsomók a vetítési effektusok miatt a fénysebességnél látszólag gyorsabban haladnak [14]. Ez természetesen csak egy látszólagos hatás, a speciális relativitáselmélet alapfeltevése nem sérül. A jelenséget az *5. ábra* szemlélteti. A sugárzó plazmacsomó A pontból B pontba adott, fénysebességhez közeli v sebességgel (fénysebességegységekben kifejezve, $\beta = v/c$) halad. Erre a megfigyelő kis, φ szög alatt lát rá. A t_e idő alatt megtett útnak (AB távolságnak) az ég síkjába eső vetülete a BC távolság. A megfigyelő egyrészt ezt a látszó távolságot méri, másrészt az ennek megtételéhez szükséges időt t_e helyett

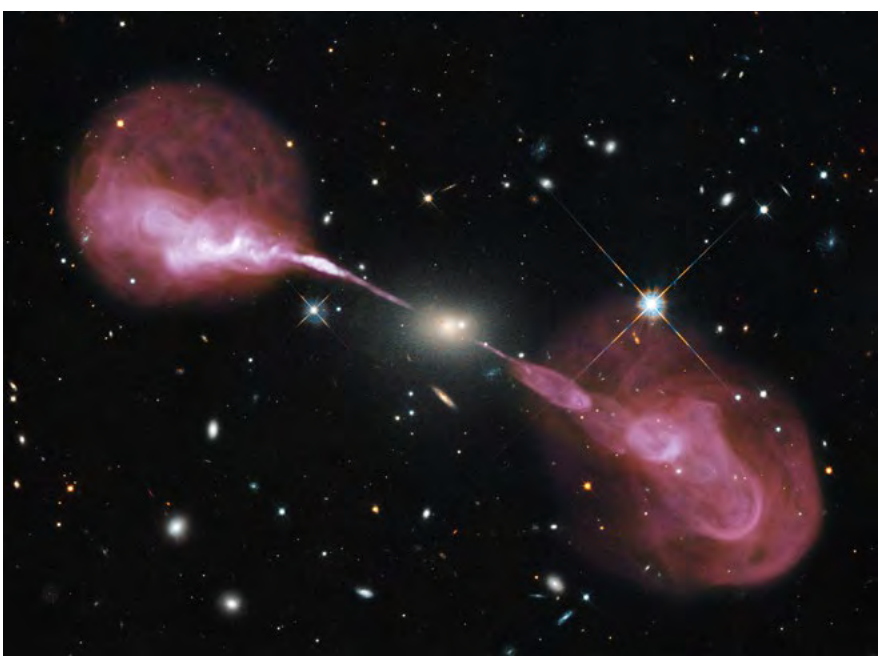
$$t_e - \frac{vt_e \cos\varphi}{c} = t_e\left(1 - \beta\cos\varphi\right)$$

értékűnek fogja érzékelni. Ebből adódóan a v_{app} látszólagos sebesség meghaladhatja a fénysebességet megfelelően kicsi szögek és fénysebességhez közeli (általánosságban a fény sebességét 95%-ban meghaladó) valódi sebességek esetén. Ez egyébként az SMBH létezésének egy további indirekt bizonyítéka. Általánosságban igaz, hogy a különböző objektumokból kiáramló anyag sebessége az objektumra jellemző szökési sebesség nagyságrendjébe esik (pl. napszél), tehát az AGN-eknél megfigyelhető plazmanyalábok esetén az egyik lehetséges jelölt a fekete lyuk. (A másik jelölt a neutroncsillag lenne, azonban akkora tömegű neutroncsillag, amekkora az AGN luminozitásának fenntartásához szükséges lenne, nem maradna stabil).

A jetek szinkrotronsugárzása széles sávú sugárzás, az infravörös, optikai, ultraibolya, de még a röntgentartományba is átnyúlik. Azonban az AGN egyéb összetevői (akkréciós korong, tórusz stb.) általánosságban jóval fényesebbek, és ezeken a rádiótartománynál rövidebb hullámhosszakon túlragyogják a jetből származó szinkrotronsugárzást. A blazárok esetén azonban a Doppler-erősítés miatt a jet is jelentős mértékben hozzájárul az AGN spektrális energiaeloszlásához. A blazárok egyik altípusa, a BL Lacertae típusú obektumok (a csoport névadója az eredetileg tévesen a változócsillagok közé sorolt rádiósugárzó AGN, a BL Lacertae) esetén a jet olyan fényes optikai tartományban, hogy a BLR-ből és NLR-ből



6. ábra. A blazárok spektrális energiasűrűségének eloszlása. A pontok reprezentálta blazárokat a gammatartományban mért luminozitásuk alapján csoportosították, amit különböző színekkel jeleztek. A görbék a spektrális energiasűrűség eloszlásának analitikus közelítései egy fenomenologikus modell alapján. *Forrás:* Ghisellini (2016) [16]



7. ábra. A Hercules A jelű rádiógalaxis optikai és rádiótartományban készült kompozitfelvétele. Az optikai tartományban megfigyelhető elliptikus galaxisból több mint egymillió fényév hosszú jetek indulnak ki, amelyek kiterjedt nyalábokban végződnek. Feltételezések szerint az ezekben látható gyűrűszerű struktúrák a múltban többször is bekövetkezett aktivitási fázis eredményeként jöhettek létre. Az elliptikus galaxis a jövőben valószínűleg be fogja kebelezni a középpontja közelében látható kisebb galaxist. Az optikai kép a Hubble űrtávcsővel, a rádiókép az amerikai Very Large Array rádió-interferométer-hálózattal készült. *Forrás:* NASA, ESA, S. Baum, C. O'Dea (RIT), R. Perley és W. Cotton (NRAO/AUI/NSF) és a Hubble Heritage Team (STScI/AURA)

származó színképvonalak megfigyelhetetlenek. (Emiatt ezen objektumok vöröseltolódásának, vagyis kozmológiai távolságának meghatározása nem egyszerű. Mindazonáltal a színképben található abszorpciós vonalak segítségével számos esetben alsó határt lehet adni az objektum távolságára.) A műszerek érzékenységének növelésével azonban egyre több esetben (például a névadó BL Lacertae esetén is) sikerült megfigyelni ilyen típusú objektumokat olyankor, amikor jelentősen elhalványodtak, és ekkor elő-előbukkanak a spektrumukban az emissziós vonalak.

A jetet kibocsátó AGN-ek spektrális energiaeloszlása nemcsak a hosszú hullámhosszakon tér el jelentősen a jet nélkülektől, hanem a nagyenergiás tartományban (≥100 MeV) is. A jet nagy energiájú töltött részecskéi inverz Compton-folyamat eredményeképpen energiát adnak át az alacsony energiás fotonoknak. Ezek a fotonok származhatnak a jetből, az akkréciós korongból, de akár a kozmikus háttérsugárzásból is [16]. E két folyamat, a Doppler-erősített szinkrotronemisszió és az inverz Compton-sugárzás „összjátéka" hozza létre a blazárok jellegzetes „kétpúpú" spektrális energiaeloszlását *(6. ábra)*.

Az AGN-ekben felszabaduló hatalmas energiamennyiséget jól illusztrálják az éggömb érintősíkjához közel elhelyezkedő, szimmetrikus plazmanyalábokat mutató rádiógalaxisok *(7. ábra)*. A rádiótartományban megfigyelhető struktúra általában jóval nagyobb az AGN gazdagalaxisának optikai tartományban megfigyelhető kiterjedésénél. A plazmanyalábok akár több száz kpc vagy néhány Mpc méretűek is lehetnek. Mind a galaxison belüli, mind a galaxison kívüli térrészre hatást gyakorolhatnak. Elősegíthetik vagy gátolhatják a csillagkeletkezést (az ahhoz szükséges hideg csillagközi anyag kisöprésével vagy éppen összenyomásával), és

megakadályozhatják a galaxishalmazokban található forró, röntgensugárzó galaxisközi gáz hűlését [15].

Rádiótartományban végzett égboltfelmérésekben azonosítottak olyan kiterjedt, jetekhez köthető objektumokat, amelyek gazdagalaxisában már nem volt megfigyelhető aktivitás. E visszamaradt emissziós struktúrák alapján az AGN-ek aktivitási fázisának időtartama is becsülhető. Egy aktivitási fázis jellemzően tízmillió évig tarthat, de akár többször is „bekapcsolhat" élete során egy galaxis középpontjában található SMBH. Az AGN fázist beindíthatja más galaxisokkal való kölcsönhatás vagy összeütközés, összeolvadás is, hirtelen jelentős mennyiségű anyagot juttatva a galaxis központi részébe. A kvazárok „aranykora" [17], vagyis az a korszak az Univerzum történetében, amikor a kvazárok előfordulási gyakorisága a legnagyobb volt (ez nagyjából $z \sim 2$–3 közé tehető) szintén feltehetően a galaxisok közti jóval gyakoribb kölcsönhatásoknak köszönhető.

Összefoglalás

A fentiekben az AGN-ek alaptulajdonságait és működésüket leíró standard modellt és az annak ellentmondó eredményeket mutattuk be. Néhány teljes mértékben szubjektív módon kiválasztott jelenséget részletesebben is ismertettünk. Természetesen a témakörről több könyvnyi tanulmányt lehetne írni. Például nem került szóba az AGN-ek jelentős szerepe a korai Univerzum tanulmányozásában. A legnagyobb teljesítményűek állandó sugárforrásokként igen nagy vöröseltolódásoknál is megfigyelhetők. A korai csillagok mellett hozzájárultak az univerzumbeli hidrogén reionizációjához. Fényes „hátteret" biztosítanak továbbá a galaxisközi anyagban található elemek tanulmányozásához, amelyeket a kontinuumsugárzásukban abszorpciós vonalakként lehet azonosítani.

A közeljövő és a jelen számos égboltfelmérése, űrcsillagászati küldetése előreláthatóan jelentősen hozzá fog járulni az AGN-ekről alkotott képünk finomításához. Csak néhány példát említve, az optikai fényességváltozások tanulmányozásában a már korábban említett Vera C. Rubin Obszervatórium, a rádiósugárzó AGN-ek vizsgálatában a Square Kilometre Array (rádióteleszkópok négyzetkilométeres hálózata), nagy számú AGN vöröseltolódásának megmérésében pedig az Európai Űrügynökség (ESA) Euclid űrtávcsöve ígér fontos eredményeket. A James Webb űrtávcső számos nagy vöröseltolódású AGN-t fedez fel, emellett többek között az AGN-jetek és a galaxisközi anyag kölcsönhatását is tanulmányozzák ezzel az űrteleszkóppal. A röntgentartományban működő eROSITA – sajnos csak részlegesen megvalósult – programja típusváltó és átmeneti röntgenárnyékolást elszenvedő AGN-eket fog nagyobb számban felfedni. A szintén nagyenergiás tartományban működő, a röntgenpolarizáció mérésére is képes első űrtávcső, az amerikai űrügynökség (NASA) Imaging X-ray Polarimeter Explorer (IXPE) eszköze pedig a blazárok jetjeiben végbemenő folyamatokról és a mágneses tér tulajdonságairól ad számot.

Köszönetnyilvánítás

Az aktív galaxismagokkal kapcsolatos kutatásainkat a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal OTKA K134213 projektje, valamint a HUN-REN hálózat támogatja. A szerző köszöni a nyelvhelyességi és szakmai lektorálást Frey Sándornak és Szabados Lászlónak.

Irodalom

1. Dálya G.: Újabb Nobel-díj a fekete lyukak kutatásáért. Fizikai Szemle, 2020/11.
2. Hubble E. P.: Cepheids in spiral nebulae. The Observatory, 48 (1925) 139–142.
3. Seyfert C. K.: Nuclear emission in spiral nebulae. Astrophysical Journal, 97 (1943) 28.
4. Woltjer L.: Emission nuclei in galaxies. Astrophysical Journal, 130 (1959) 38.
5. Schmidt M.: 3C 273: A star-like object with large red-shift. Nature, 197 (1963) 1040.
6. Fabian A. C., Iwasawa K., Reynolds C. S., Young A. J.: Broad iron lines in active galactic nuclei. The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 112 (2000) 1145–1161.
7. Akiyama K. et al.: First M87 event horizon telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole. The Astrophysical Journal Letters, 875 (2019) L1.
8. Akiyama K. et al.: The persistent shadow of the supermassive black hole of M87. I. Observations, calibration, imaging, and analysis. Astronomy & Astrophysics, 681 (2024) A79.
9. Netzer H.: Revisiting the unified model of active galactic nuclei. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 53 (2015) 365–408.
10. Padovani P. et al.: Active galactic nuclei: what's in a name? The Astronomy and Astrophysics Review, 25 (2017) 91.
11. Miniutti G. et al.: The properties of the clumpy torus and BLR in the polar-scattered Seyfert 1 galaxy ESO 323-G77 through X-ray absorption variability. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 437 (2014) 1776–1790.
12. Ricci C., Trakhtenbrot B.: Changing-look active galactic nuclei. Nature Astronomy, 7 (2023) 1282–1294.
13. Sajina A., Lacy M., Pope A.: The past and future of mid-infrared studies of AGN. Universe, 8 (2022) 356.
14. Urry C. M., Padovani P.: Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 107 (1995) 803–845.
15. Blandford R., Meier D., Readhead A.: Relativistic jets in active galactic nuclei. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 57 (2019) 467–509.
16. Ghisellini G.: The blazar sequence 2.0. Galaxies, 4 (2016) 36.
17. Shaver P. A., Hook I. M., Jackson C. A., Wall J. V., Kellermann K. I.: The redshift cutoff and the quasar epoch. Highly Redshifted Radio Lines, ASP Conf. Series 156 (1999) 163.

GAMMAKITÖRÉSEK

Veres Péter[1], Horváth István[2]
[1]University of Alabama in Huntsville, USA; E-mail: peter.veres@uah.edu
[2]Nemzeti Közszolgálati Egyetem, Budapest; E-mail: horvath.istvan@uni-nke.hu

A gammakitörések felfedezése és megfigyelése

1963-ban fogadták el a Nemzetközi Atomcsend Egyezményt, amely megtiltotta az atombomba-kísérleteket a légkörben, a világűrben és a víz alatt. Ezen egyezmény betartását az Egyesült Államok többek között a Vela műholdcsaláddal ellenőrizte a hatvanas évek végétől kezdődően. A légköri atom- vagy hidrogénbomba-robbanás a másodperc ezredrészéig tartó gammavillanást produkál, amit a kialakuló tűzgolyó látható fényű sugárzása követ. A műholdak rövid időskálán figyelték a jelenségeket, így több műhold együttes megfigyelése esetén a forrás térbeli helyzete háromszögeléses módszerrel meghatározható volt. Távoli források esetén ez csak iránybeli lokalizációt jelentett, ami azonban elegendő volt például a Napból jövő sugárzások azonosításához.

A kutatók a Vela műholdak adatainak elemzése során több olyan eseményt találtak, amelyek bizonyosan nem földi, szoláris vagy holdi eredetűek voltak. Gammatartományban olyan jelentős volt az emisszió, hogy ki lehetett zárni, hogy egy röntgenforrás nagyenergiás részéről legyen szó [1]. Rövid időtartamuk és a jellemző emissziós energiatartomány miatt kapták a gammakitörés (angolul gamma-ray burst, röviden GRB) vagy gammavillanás nevet.

Az 1980-as évek végéig több száz gammafelvillanást észleltek a különböző műholdak. Nem sikerült azonban beazonosítani a keletkezésük helyét, sőt még azt sem tudtuk, hogy milyen messze lehetnek a források. Az egyik elfogadható feltételezés a galaktikus neutroncsillagokból jövő sugárzás volt [2]. Ez esetben a források a Tejútrendszer síkjában vagy a galaktikus halóban helyezkednének el kiloparszek, illetve 10–20 kiloparszek távolságban [3]. Mások Naphoz közeli tartományt vagy éppen naprendszerbeli eredetet feltételeztek. További lehetőség volt az extragalaktikus eredet [4], de ez esetben rendkívül erős forrást kell feltételezni, ami sokak számára elképzelhetetlen volt. A kibocsátott energiamennyiség sokkal nagyobb, mint egy szupernóva esetében, ráadásul ezt a GRB percek alatt a gammatartományban sugározza ki.

Az áttörés az 1990-es években történt. Az 1991-ben felbocsátott amerikai Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) gammaműhold már egy év alatt megduplázta a megfigyelt gammakitörések számát [5]. A detektorok elrendezésével elérték, hogy a kitörések irányát is meg lehetett határozni; fényesebbek esetén 3–5, halványabb gammakitörések esetén 10–15 fokos bizonytalansággal. Az így megállapított izotrop égbolteloszlás alapján gyanítani lehetett, hogy a források esetleg a Naprendszer közelében (pl. flercsillagok) vagy nem a mi galaxisunkban vannak. Ez utóbbi 1997-ben igazolódott is, amikor a Beppo-SAX holland–olasz műhold röntgentartományban, majd ez alapján a látható tartományban is megfigyelt egy gammakitörést [6]. Már az első azonosított forrás vöröseltolódása $z = 0{,}7$ volt. Később ennél sokkal távolabbi gammakitöréseket is felfedeztek, tipikusan $z = 1{,}0$ felett. A 2009-ben felfedezett GRB 090423 az akkori legtávolabbi objektum volt a Világegyetemben ($z = 8{,}2$) amelynek vöröseltolódását spektroszkópiai úton mérték.

A gammakitörések azonosítására szolgáló jelölés a kitörés időpontjára utaló 6 számjegy a GRB után, amelynek első két karaktere az évszám utolsó két számjegye, majd a hónap és nap 2-2 számjegye következik. Ha azonos napon (világidőben) több kitörést regisztráltak, akkor megkülönböztetésül a latin ábécé elejétől kezdve A, B, C stb. nagybetűk kerülnek közvetlenül a hat számjegy után a bekövetkezés idejének megfelelő sorrendben.

A gammakitörések észlelése két részre oszlik: a tulajdonképpeni gammasugárzás (prompt emisszió), ami néhány tized másodperctől ezer másodpercig tarthat. Ezt az űrben működő gammateleszkópokkal észlelik. Tipikusan 10–1000 keV tartományban a legfényesebbek, és az energia zöme (kb. 90%) ebben a fázisban szabadul fel (1 keV $1{,}602 \cdot 10^{-16}$ joule energiának felel meg). A sugárzás folytatódik, amint az eredeti tűzgolyó kölcsönhat a csillagközi anyaggal. Ezt a sugárzást utófénynek (angolul afterglow) nevezzük, és a rádiótartománytól gigaelektronvolt energiákig észlelhető [7]. Az utófény akár évekig is megfigyelhető. Extrém nagy energiákon a gammakitöréseket földi bázisú eszközökkel is lehet észlelni (például H.E.S.S. – High-Energy Stereoscopic System, illetve MAGIC – Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes, később MAGIC Florian Goebel Telescopes).

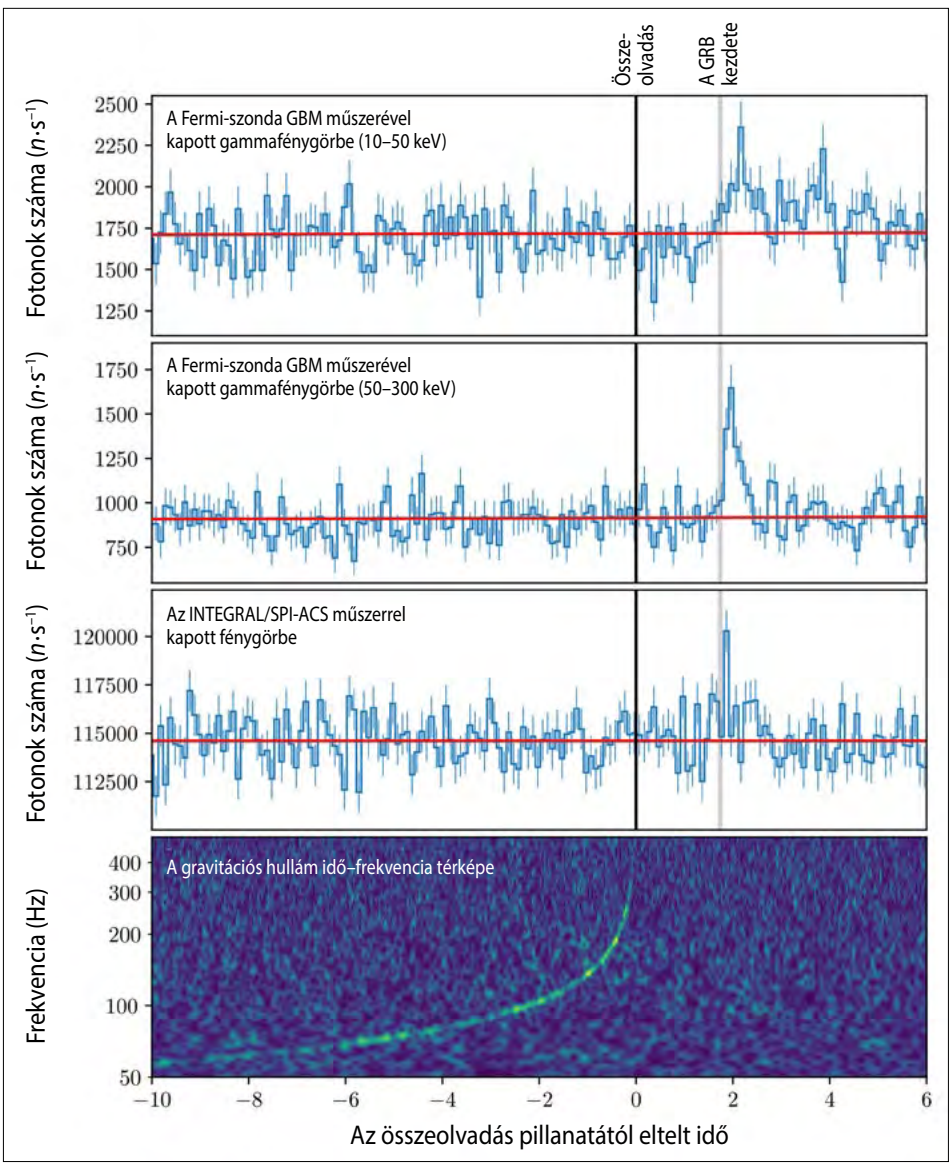
Elméleti modellek

Dinamikai szempontból a következő általános képet vázolhatjuk egy gammakitörés megértéséhez: Az első lépésben kis térrészben (10^6 km^3), kevés anyagot (10^{-5} naptömeg) nagy energiamennyiséggel ruházunk fel [8]. Ez a helyzet egy éppen kialakuló néhány naptömegnyi fekete lyuk és az azt tápláló akkréciós korong esetében. A rendszer adiabatikusan tágulni kezd, a beletáplált belső energia fokozatosan mozgási energiává alakul. A fekete lyuk a korongra merőlegesen egy nyalábot (jetet) indít el. A

nyaláb a fénysebességhez nagyon közeli, akár 0,9999 c sebességet ér el. Kézenfekvő a sebességet a Lorentz-faktorral mérni: $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, ami gammakitörések esetében gyakran 100-nál is nagyobb. A Lorentz-faktor ugyanakkor megmutatja azt a szögtartományt (tipikusan $1/\Gamma$ radián, ami nagyjából 0,6 fok) amelyből a sugárzást észlelhetjük. A GRB-t képező jet mérete jellemzően néhányszor 10 fok [9], és a jet az esetek túlnyomó részében magában foglalja a megfigyelő irányát. Más szóval a megfigyelt gammakitörések nyalábja legtöbbször felénk mutat.

A gammakitörések elméleti meglapozásánál a következő megfigyeléseket kell figyelembe venni: 1) a spektrum nem termális, vagyis nem feketetest-sugárzás bocsátja ki. Összehasonlítva a Planck-függvényt egy átlagos gammakitörés spektrumával, azt találjuk, hogy a GRB-spektrum jóval szélesebb. 2) Egyes gammakitörések fénygörbéje nagyon gyors fluktuációkat produkál. Ezek a fluktuációk extrém rövidek, akár néhányszor 10 milliszekundum időtartamúak is lehetnek. Ebből az időskálából következtetni lehet a kibocsátás helyére és méretére. 3) A kibocsátó közegnek relativisztikusnak kell lennie, vagyis közel fénysebességgel kell mozognia. Ez abból vezethető le, hogy az elektron nyugalmi tömegének megfelelő energiánál jóval nagyobb energiájú fotonokat tud produkálni egy gammakitörés. Ha nem lenne relativisztikus mozgásban a közeg, a nagyenergiás fotonok párkeltéssel gyorsan 511 keV alá gyengülnének.

Ennek a három megfigyelésnek tesz eleget az ún. belső lökéshullám (internal shock) modell. Ezt úgy lehet szemléltetni, hogy a jetben különböző sebességű anyagcsomók vesznek részt, mindegyik nagyon közel a



1. ábra. A GRB 170817A gammakitörésnek a Fermi műhold GBM műszere által mért fénygörbéje két energiatartományban (felső két ábra) és az INTEGRAL/SPI-ACS által mért fénygörbe (felülről a harmadik ábra). A legalsó ábra a gravitációs hullámok növekvő frekvenciáját mutatja, amint a két neutroncsillag egyre közeledik egymáshoz, míg végül összeütköznek (*a* [10] *cikk alapján*)

fénysebességhez. Elkerülhetetlen, hogy egy korábban kibocsátott anyagcsomó lassabb lesz, mint egy későbbi, így néhány anyagcsomó össze fog ütközni. Egy ütközés során a két anyagcsomó tipikusan optikailag vékony, azaz átlátszó a gammasugarakra nézve. Az ütközés lökéshullámokat indít el a két közegben, amelynek kettős szerepe van: felerősíti a jelen levő gyenge mágneses teret, és felgyorsítja a jelen lévő részecskéket (rendszerint elektronokat). A gyors elektronok az erős mágneses térben szinkrotronsugárzással hozzák létre magát a gammakitörést, ami így nem termális, gyors fluktuációkat mutat, és kimutathatóan relativisztikus.

Kapcsolat a gravitációs hullámokkal

2017. augusztus 17-én a LIGO és a Virgo gravitációshullám-detektorok két neutroncsillag összeolvadását észlelték [10]. Csupán két másodperccel később ugyanabból a forrásból a Fermi gammaműhold egy gammakitörést észlelt [11] *(1. ábra)*. Ezzel kezdetét vette az ún. többcsatornás (multi-messenger) csillagászat (a „messenger" az információ hordozójára utal). Míg a világegyetemről túlnyomó részben elektromágneses sugarak által informálódunk, a neutrínók és gravitációs hullámok új módon tájékoztatnak (lásd e cikkgyűjteményben Kun Emma, illetve Dálya Gergely tanulmányát a 255., illetve a 266. oldalon).

A két megfigyelésből és a kitörés távolságából (40 megaparszek, azaz 130 millió fényév) becsülni lehetett a gravitációs hullámok sebességét. Azt találták, hogy ez megegyezik a fénysebességgel $1:10^{17}$ relatív pontossággal [10].

A neutroncsillag-kettős összeolvadásának megfigyelését követően néhány órával optikai [12] és röntgentávcsövek is észlelték az eseményt [13], a neutronokban dús közegben felépült radioaktív anyagok sugárzása által fűtött kilonóvát (a kilonóva luminozitása tipikusan ezerszerese a nóváénak, innen ered a neve). A kilonóva napok alatt elhalványul, és a sugárzást a gammakitörés utófénye dominálja. Közelségéből adódóan az utófényt több mint 3 évig észlelték rádió-, optikai és röntgentartományban [14].

A kitörés a megfigyelt GRB-k között minden megfigyelt paraméter szerint átlagosnak számít [11]. Miután figyelembe vesszük az ismert távolságot (a kitörések mindössze kevesebb mint harmadának ismert a távolsága) azt találjuk, hogy a GRB 170817A több nagyságrenddel halványabb az eddig ismert leghalványabb kitörésnél [10]. Ezt a legegyszerűbben azzal magyarázhatjuk, hogy a kitörés nyalábja nem a mi irányunkba mutatott, hanem nagyobb szöget zárt be a látóirányunkkal, mint a nyaláb mérete. Ilyen geometriák esetében a relativisztikus hatások gyengébbek, mint amikor a nyalábjaik irányából látjuk a kitöréseket. Az elméletek szerint a GRB mért energiája a nyaláb szélétől mért szög ($\theta_{obs} - \theta_{jet}$) negyedik (ha $\theta_{obs} - \theta_{jet} \leq \theta_{jet}$) vagy hatodik (ha $\theta_{obs} - \theta_{jet} \geq \theta_{jet}$) hatványa szerint csökken (itt θ_{obs} a látóirány és a jet szimmetriatengelye által bezárt szög, θ_{jet} pedig a jet nyílásszöge).

Az utófény modellezése azt mutatja, hogy a kitörés valóban nem a mi irányunkba mutatott. Azt is ki lehet deríteni, hogy a nyaláb fényességeloszlása nem egyenletes a nyílásszög függvényében, és a jetnek nincs éles széle. A jet nyílásának általános mérete nagy felbontású rádióinterferometria (Very Large Baseline Interferometry vagy VLBI) alapján nagyjából 3 fok, a látóirányunk és a jet tengelye által bezárt szög pedig 15 fok [15].

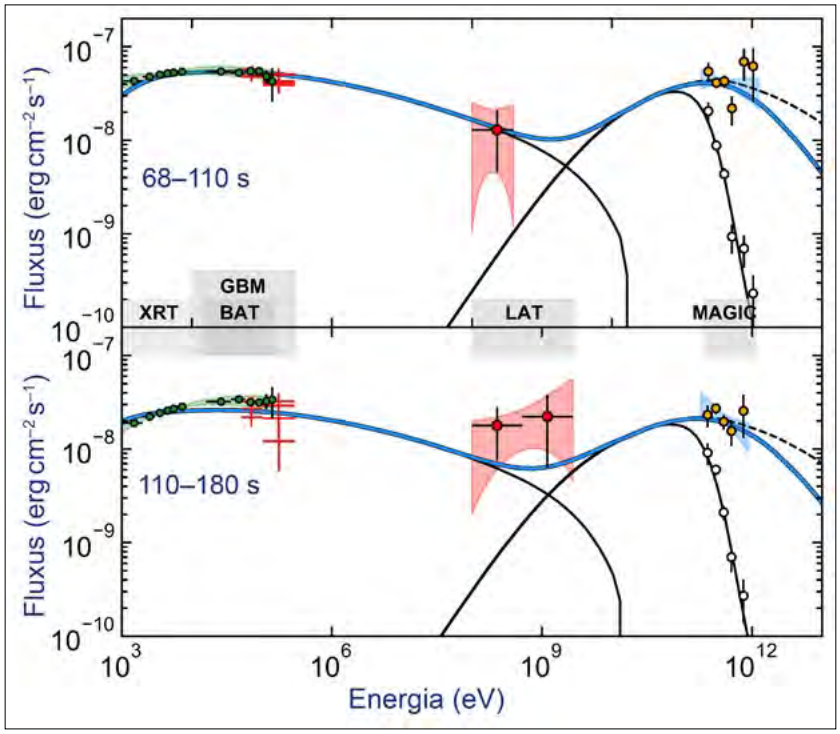
Mindmáig ez az egyetlen eset kettős neutroncsillag összeolvadására, amelyre többcsatornás csillagászati megfigyelések vannak.

A 100 GeV-nál nagyobb energiájú fotonok

Szintén a közelmúltban, 2019-ben észleltek első alkalommal gammakitörésből „nagyon magas", $E > 100$ GeV energiájú fotonokat [16]. Ezeket Cserenkov-teleszkópokkal észlelték, amelyeknek a működési elve a következő: a nagy energiájú fotonok részecskezáport keltenek a légkörben, amelyek Cserenkov-sugárzást bocsátanak ki. A távcsövek ezt a sugárzást észlelik, amelyből becsülni lehet az eredeti foton irányát és energiáját.

A kitörések nagyenergiás megfigyelése a GRB 190114C-vel kezdődött. Jelenleg féltucat ilyen megfigyelés áll rendelkezésünkre. A nagyenergiás ($E > 0{,}1$ TeV) megfigyelések modellezése érdekes kérdéseket vet fel. A két modell, amely magyarázattal szolgálhat a nagy energiájú komponensre az egyszerű szinkrotronsugárzás, illetve annak a keltő részecskezáporral még egy inverz Compton-szóródását (synchrotron self-Compton – SSC) tartalmazó mechanizmus. Ez utóbbi folyamat során a szinkrotronsugárzást kibocsátó elektronok egyúttal inverz Compton-szórással energiát kölcsönöznek az általuk keltett szinkrotronfoton-populációnak, amíg még egy térrészt foglalnak el *(2. ábra)*. Az eddigi megfigyelések alapján az SSC tűnik a döntő mechanizmusnak. A szinkrotronmechanizmus jól ismert hátránya az, hogy létezik egy felső korlát a fotonok energiáját tekintve. Ha egyenlővé tesszük a részecskék (elektronok) által a gyorsulási zónában töltött időt azzal az idővel, amennyi az elektronok nagy energiára való gyorsításához szükséges, megkapjuk a legnagyobb energiájú fotont, amelyet szinkrotronsugárzással kaphatunk. Ez tipikusan $E = 50\ \mathrm{MeV} \cdot \Gamma_{lök}$-nek adódik, ahol $\Gamma_{lök}$ a lökéshullám Lorentz-faktora. Ez az eredeti Lorentz-faktorból számolható, és az utófény idején 100 feletti értékről néhányszor 10-re csökken. Ebből következik, hogy a szinkrotronsugárzás nem képes 0,1 TeV energiájú fotonokat kelteni [17].

A szinkrotronsugárzás azonban jól megalapozott a kitörések késői sugárzását, utófényét illetően. Ilyenkor a lökéshullám a csillagközi anyag részecskéit nagyon felgyorsítja, és a szintén felerősített mágneses térben a rádiótartománytól a GeV energiájú gammatartományig tartó



2. ábra. A GRB 190114C spektruma két, az ábrán jelzett időintervallumban. Az alacsonyenergiás komponens a szinkrotronsugárzás, nagyobb energiákon a Compton-komponens látszik. A nagyenergiás fotonok jól illenek az SSC modell jóslataira. A fehér körök a tulajdonképpeni mérési pontok, azonban ezt korrigálni kell az extragalaktikus háttérsugárzás abszorpciójára (narancs körök) (*a* [16] *cikk alapján*)

komponens alakul ki. A nagyon magas energiájú megfigyelések igazolták a várt inverz Compton-komponens létezését. Ilyenkor a szinkrotronfotonok kölcsönhatnak az elektronokkal, amelyek létrehozták azokat, és jelentős többletenergiára tesznek szert. Ha az elektronok energiája a felhővel együtt mozgó rendszerben $\gamma m_e c^2$, ahol γ az elektronok Lorentz-faktora (tipikus értéke $\gamma = 1000$), a megfigyelt fotonok energiája tipikusan γ^2-szeresére növekszik.

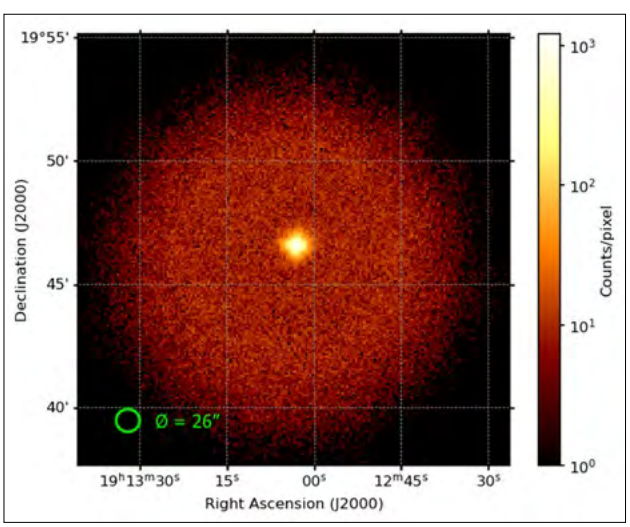
A nagyenergiás fotonok leginkább a rendkívül fényes GRB-k utófényéből kerültek ki, ami jól érthető, hiszen nagy energiafelszabadulásra van szükség ahhoz, hogy kellő mennyiségű nagyenergiás fotont keltsünk. Meglepetés volt emiatt a H.E.S.S. megfigyelése, amely szerint egy igen gyenge, bár hozzánk közeli kitörés, a GRB 190829A nagyenergiás fotonokat produkált [18].

Minden idők legfényesebb gammakitörése

Két évvel ezelőtt a Fermi Gamma-ray Burst Monitor (GBM) egy különleges kitörést észlelt. A GRB 221009A jelű kitörés fényesebb volt valamennyi korábban észlelt GRB-nél. Relatív közelsége ellenére (z = 0,151 vöröseltolódás) az izotropnak feltételezett energiakibocsátás minden eddigi kitörésnél nagyobbnak bizonyult: $1{,}5 \cdot 10^{55}$ erg [19]. A GRB szerencsés pozícióban történt a kínai LHAASO Cserenkov-detektor számára: a műszer több mint 5000 nagyenergiás fotont észlelt, egészen 13 TeV-ig [20]. A kitörés annyira fényes volt, hogy a GBM által 15 év alatt észlelt összes GRB mért energiáját kétszeresen felülmúlta. Hasonló GRB tízezer évente egyszer várható [21]. Erre a kitörésre a szakirodalomban BOAT (Brightest of All Time) néven hivatkoznak.

A legfényesebb kitörés a 2021 végén felbocsátott International X-ray Polarimetry Explorer (IXPE) távcsőnek is az első GRB célpontot szolgáltatta [22]. A polarizáció méréséhez sok foton szükséges, ez kiváltképp igaz a gamma- és a röntgentartományban. Az IXPE kb. 3 nappal a kitörés után észlelte a GRB 221009A gammakitörést a röntgentartományban *(3. ábra)*. Az észlelés tárgya a röntgenutófény, amely a várakozásoknak megfelelően pontforrásként jelent meg a felvételeken. Meglepő módon azonban ugyanazokon a felvételeken a prompt emisszió is jelen volt. Ez úgy lehetséges, hogy a prompt fotonok a tejútrendszerbeli porfelhőkön szóródva időkéséssel érkeztek. A megfigyelés csupán felső korlátot adott a polarizáció fokára. Az utófény legfeljebb 18%, a prompt emisszió pedig legfeljebb 55%-ban lehetett polarizált.

A többcsatornás csillagászat egy további aspektusa a neutrínók észlelése. Az asztrofizikai eredetű (nem atmoszferikus) neutrínók diffúz háttérsugárzásként mutatkoznak az IceCube neutrínódetektor adataiban, és az eredetük nyitott kérdés [23]. Jelenleg néhány aktív galaxis és az árapályerők által széttépett csillagok számítanak ígéretes neutrínóforrásoknak, azonban az észlelt



3. ábra. Az IXPE felvétele a GRB 221009A kitörés utófényéről. A fényes központi részt körbevevő szimmetrikus szerkezetet a prompt gammafotonok szóródása kelti a Tejútrendszer porfelhőiben (*a* [22] *cikk alapján*)

neutrínók zömének nem tisztázott az eredete. Mivel a gammakitörések nem termális spektruma arra utal, hogy azokat lökéshullámok által gyorsított részecskék bocsátják ki, a kitörések egyben protonok gyorsítására is alkalmasak. A protonok a gammafoton-mezővel kölcsönhatva képesek nagyenergiás neutrínókat kelteni. Mindeddig azonban nem sikerült neutrínókat észlelni GRB-kkel összefüggésben. A GRB 221009A relatív közelsége és rendkívüli fényessége révén jó jelöltnek ígérkezett neutrínók észlelésére; az egyidejű megfigyelések viszont nem mutattak neutrínójelet a Déli sarkon található IceCube neutrínódetektorral [24] (lásd még Kun Emma tanulmányát a jelen cikkgyűjtemény 255. oldalán).

Hosszú és rövid kitörések

A gammakitöréseket kezdetektől fogva hosszú és rövid kitörésekre osztották. Felmerült egy harmadik, közepes időtartamú kitöréscsoport lehetősége is [25, 26]. A rövid kitörések tipikusan 2 másodpercnél rövidebb időtartamúak. A feltételezések szerint ezeket kompakt kettőscsillagok összeolvadása hozza létre. A hosszú kitöréseknek nagy tömegű csillagok lehetnek a szülőobjektumai. Az ezek magjának összeroppanása által létrehozott jet tipikus időskálája jól egyezik a hosszú kitörések időtartamával. A kitörések időtartama alapján egyszerűen eldönthetjük, hogy egy kompakt kettőst vagy egy nagy tömegű csillagot észleltünk.

Meglepetést okozott, hogy a GRB 211211A [27] és a GRB 230307A kitörések 30 s időtartammal egy kilonóva jeleit mutatták *(4. ábra)* [28]. A kilonóva azt mutatja, hogy hosszú időtartamuk ellenére biztosan kompakt kettősök összeolvadásából keletkeztek. Ez új megvilágításba helyezi a gravitációs hullámok megfigyelését. Általában a rövid kitöréseket tekintik potenciális gravitációshullám-forrásoknak, és ezek időpontjára vonatkozóan tüzetesebben megvizsgálják a gravitációshullám-adatokat. Az új típusú gammakitörések miatt ezeket a vizsgálatokat a hosszú kitörésekre is ki kell terjeszteni.

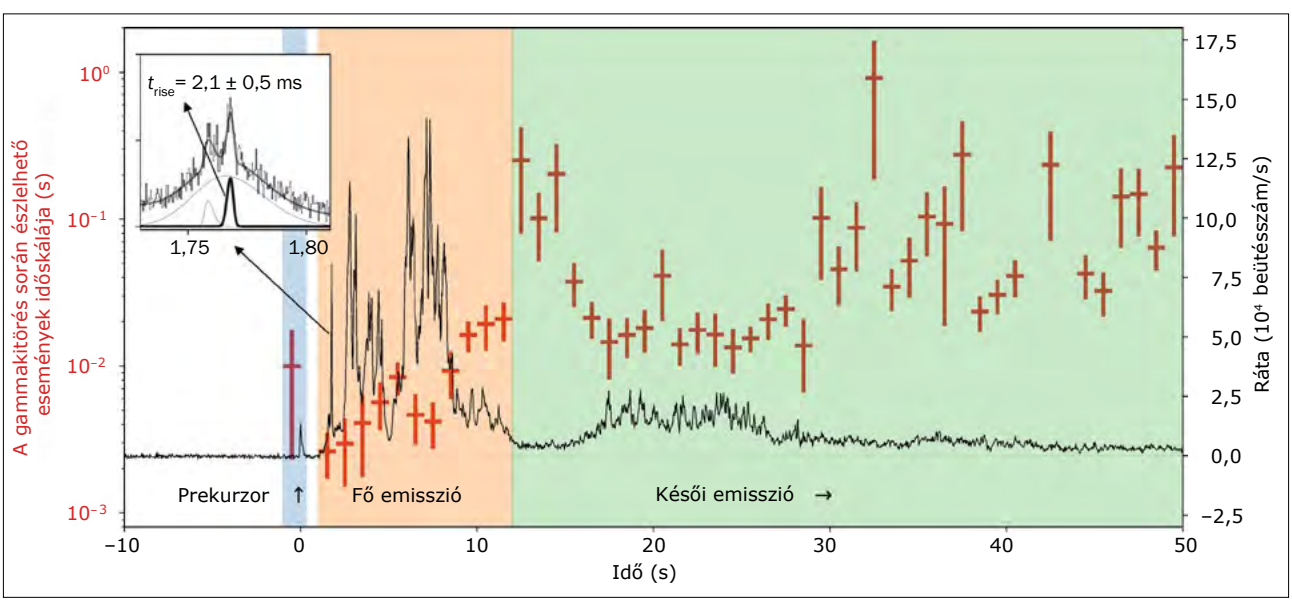
A gammakitörések és a kozmológiai elv

A gammakitörések a legtávolabbi megfigyelt objektumok közé tartoznak, sőt lényegében bármilyen távoli felvillanást meg is tudunk figyelni, amennyiben a sugárzása felénk irányul. Ezáltal sokkal nagyobb térfogatot (gyakorlatilag a teljes megfigyelhető Univerzumot) fel lehet általuk térképezni, mint akár a galaxisokkal, akár a kvazárokkal. A legújabb kutatások [29] megerősítik azt a magyar kutatók által is jegyzett felfedezést [30], hogy a gammafelvillanások térbeli elhelyezkedése csomósodást mutat. Ezen sűrűsödés mérete meghaladja a Világegyetem méretének egytizedét (3 gigaparszek). Így valóban kérdéses, hogy milyen skálán érvényesül végülis a kozmológiai elv (a Világegyetem nagyskálájú homogenitása), hiszen a tapasztalat szerint a megfigyelt világról készített térképeink szinte mindig tartalmaznak a térkép skálájával összemérhető sűrűsödéseket vagy ritkulásokat a megfigyelt objektumok térbeli eloszlásában.

Kitekintés a jövőbe

A gammakitörések az asztrofizika meghatározó szereplői lesznek a jövőben. Az általános irányvonal a kitörések fizikájának jobb megértése. Ezáltal a kitöréseket fel lehet használni a kozmológiai és a csillagfejlődési modellek tökéletesítésére, az általános relativitáselmélet tesztelésére stb.

Szinte bizonyos, hogy a gravitációshullám-detektorok fejlődésével újabb kompakt kettősök összeolvadásához



4. ábra. A GRB 211211A rövid kitörés fénygörbéje. Ezt a GRB-t két neutroncsillag összeolvadása okozta. A piros jelek mutatják a fénygörbe tipikus változási időskáláját. A legrövidebb impulzus ideje mindössze 2,1 ms (*a* [27] *cikk alapján*)

kapcsolódó kitöréseket fogunk észlelni. Az összeolvadó neutroncsillag-kettősök igazoltan gammakitöréseket produkálnak. Kérdés azonban, hogy egy fekete lyuk és egy neutroncsillag kettőse képes-e létrehozni észlelhető elektromágneses jelet, például gammakitörést. A fekete lyuk és a neutroncsillag összeolvadása esetében, ha a fekete lyuk tömege túl nagy (kb. 7 naptömeg felett, de a határ függ a fekete lyuk forgási paraméterétől) akkor a fekete lyuk „egészben felfalja" a neutroncsillagot, és a rendszer nem tud jelentős energiát kisugározni [31].

Az egyik legégetőbb kérdés az energia szállítása a jetben. Nem világos, hogy az energia a barionos anyag (a protonok) kinetikus energiája révén vagy mágneses terek formájában jut-e el a középponttól a gammasugarak keletkezési helyéhez. Ennek nagy jelentősége van a részletes emissziós mechanizmusok megértése szempontjából. A mágneses tér jelentőségének megértéséhez a polarizációs megfigyelések nyújtanak segítséget. Jelenleg azonban nincs megfelelően érzékeny polariméter a gammatartományban.

Az egyik legfontosabb kutatási irány a nyaláb geometriájának feltérképezése. Jelenleg nem tudunk kellő felbontású képet alkotni, amely felfedi a nyaláb szerkezetét. A legjobb, amit remélhetünk, hogy a közeli kitörések esetében a rádiótartományban a jet sajátmozgását éves skálán megfigyeljük. A nyalábszerkezetet ezért szimulációkkal fogjuk felfedni. A legfontosabb kérdés az, hogy milyen a nyaláb fényességprofilja, vagyis hogyan függ a nyaláb sebessége és fényessége a nyaláb tengelyétől mért szögtől. Ennek feltérképezése jelentős áttörést eredményez majd a kitörések csillagászati alkalmazásaiban.

Köszönetnyilvánítás

A szerzők köszönetet mondanak a magyar HEART csoport[1] tagjainak (Bagoly Zsolt, Balázs Lajos György, Pintér Sándor, Rácz István, Tóth L. Viktor) a jelen cikk kéziratának átolvasásáért és a segítségükért a végső formába öntésben, valamint az elmúlt évtizedek alatt nyújtott szakmai támogatásért és együttműködésért.

Irodalom

1. Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A.: Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin. The Astrophysical Journal, 182 (1973) L85.
2. Colgate S. A., Li H.: Gamma-ray bursts from the interaction of degenerate disks with fast neutron stars. In: Gamma-ray bursts: 3rd Huntsville symposium. AIP Conference Proceedings 384 (1996) 734.
3. Harding A. K.: Gamma-ray burst theory: Back to the drawing board. The Astrophysical Journal Supplement 90 (1994) 863.
4. Paczynski B.: Gamma-ray bursters at cosmological distances. The Astrophysical Journal, 308 (1986) L43.
5. Fishman G. J. et al.: The first BATSE Gamma-Ray Burst Catalog. The Astrophysical Journal Supplement, 92 (1994) 229.
6. Costa E. et al.: Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ-ray burst of 28 February 1997. Nature, 387 (1997) 783.
7. Perley D. A. et al.: The afterglow of GRB 130427A from 1 to 1016 GHz. ApJ, 781 (2014) 37.
8. Mészáros P., Rees M. J.: Steep slopes and preferred breaks in gamma-ray burst spectra: The role of photospheres and comptonization. The Astrophysical Journal, 530 (2000) 292.
9. Frail D. A. et al.: Beaming in gamma-ray bursts: Evidence for a standard energy reservoir. The Astrophysical Journal, 562 (2001) L55.
10. Abbott B. P. et al.: Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: GW170817 and GRB 170817A. The Astrophysical Journal Letters, 848 (2017) id. L13.
11. Goldstein A. et al.: An ordinary short gamma-ray burst with extraordinary implications: Fermi-GBM detection of GRB 170817A. The Astrophysical Journal Letters, 848 (2017) L14.
12. Coulter D. A. et al.: Swope supernova survey 2017a (SSS17a), the optical counterpart to a gravitational wave source. Science, 358 (2017) 1556.
13. Troja E. et al: The X-ray counterpart to the gravitational-wave event GW170817. Nature, 551 (2017) 71.
14. Troja E. et al.: A year in the life of GW 170817: the rise and fall of a structured jet from a binary neutron star merger. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 489 (2019) 1919.
15. Ghirlanda G. et al.: Compact radio emission indicates a structured jet was produced by a binary neutron star merger. Science, 363 (2019) 968.
16. MAGIC Collaboration: Observation of inverse Compton-emission from a long γ-ray burst. Nature, 575 (2019) 459.
17. de Jager O. C., Harding A. K.: The expected high-energy to ultra-high-energy gamma-ray spectrum of the crab nebula. The Astrophysical Journal, 396 (1992) 161.
18. H.E.S.S. Collaboration: Revealing x-ray and gamma ray temporal and spectral similarities in the GRB 190829A afterglow. Science, 372 (2021) 1081.
19. Lesage S. et al.: Fermi-GBM discovery of GRB 221009A: An extraordinarily bright GRB from onset to afterglow. The Astrophysical Journal Supplement, 952 (2023) L42.
20. The LHAASO Collaboration: Very high-energy gamma-ray emission beyond 10 TeV from GRB 221009A. Sci. Adv., 9 (2023) 2778.
21. Burns E. et al.: GRB 221009A: The boat. The Astrophysical Journal Letters, 946 (2023) L31.
22. Negro M. et al.: The IXPE view of GRB 221009A. The Astrophysical Journal Letters, 946 (2023) L21.
23. IceCube Collaboration: Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector. Science, 342 (2013) id. 1242856
24. Abbasi R. et al.: Limits on neutrino emission from GRB 221009A from MeV to PeV using the IceCube Neutrino Observatory. The Astrophysical Journal Letters, 946 (2023) L26.
25. Horváth I.: A third class of gamma-ray bursts? The Astrophysical Journal, 508 (1998) 757.
26. Horváth I. et al.: A new definition of the intermediate group of gamma-ray bursts. Astronomy and Astrophysics, 447 (2006) 23.
27. Veres P. et al.: Extreme variability in a long-duration gamma-ray burst associated with a kilonova. The Astrophysical Journal Letters, 954 (2023) L5.
28. Gompertz B. P. et al.: The case for a minute-long merger-driven gamma-ray burst from fast-cooling synchrotron emission. Nat. Astron., 7 (2023) 67.
29. Horváth I. et al.: Mapping the Universe with gamma-ray bursts. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 527 (2024) 7191.
30. Horváth I., Hakkila J., Bagoly Z.: Possible structure in the GRB sky distribution at redshift two. Astronomy & Astrophysics, 561 (2014) L12.
31. Foucart F.: A brief overview of black hole-neutron star mergers. Front. Astron. Space Sci., 7 (2020) id. 46.

[1] High Energy Astronomy Research Team; https://physics.elte.hu/KRFT_heart

NEUTRÍNÓCSILLAGÁSZAT

Kun Emma
Ruhr Egyetem, Bochum, Németország
E-mail: emma@tp4.ruhr-uni-bochum.de

1. Bevezető

A neutrínócsillagászat a neutrínóknak nevezett könnyű, töltésmentes elemi részecskék detektálásával foglalkozó megfigyelési tudományág. Szorosan kapcsolódik hozzá az asztro-részecskefizika, ami a nem földi körülmények között keletkező neutrínók elméleti leírását is adja. A neutrínók 1/2 spinűek, fermionok. Teljesül rájuk a Pauli-elv, miszerint két azonos részecske nem foglalhatja el ugyanazt a kvantumállapotot egy időben. A neutrínók leptonok is, kölcsönhatást nem közvetítő elemi részecskék. Három típusuk ismert: elektronneutrínó, müonneutrínó és tau-neutrínó – attól függően, hogy dominánsan melyik töltött leptonnal vesznek részt a gyenge kölcsönhatásban. A neutrínók csillagászati megfigyelésének fontosságát az adja, hogy ezek a könnyű elemi részecskék a négy alapvető természeti kölcsönhatásból a részecskék világában eddig nem jelentős gravitáción kívül csak a gyenge kölcsönhatásban vesznek részt. Emiatt az anyaggal és sugárzással szemben közömbösek, és a nem termális Univerzum olyan távoli szegleteiből is detektálhatók, amelyek jelenleg más csillagászati eszközökkel nem érhetők el.

Az asztrofizikai, azaz a földi légkörön túlról érkező neutrínók eredete és energiája alapján megkülönböztetünk kozmikus neutrínóhátteret, sztelláris neutrínókat, kozmikus és kozmogenikus neutrínókat. A kozmikus háttér neutrínóit az ősrobbanásból, valamint az ősi szupernóva-robbanásokból származó, kb. tízezred eV-tól a megaelekronvoltos nagyságrendig terjedő energiatartományba eső neutrínók adják. A nagyságrendileg 1–100 MeV tartományba eső energiájú, főként termális eredetű, nukleáris folyamatokban keltett sztelláris neutrínók forrásai a csillagok – így a Napunk – és a robbanó szupernóvák. A 10 GeV és 10 PeV közötti energiájú, nem termális eredetű kozmikus neutrínók forrásai (ultra-)nagy energiájú kozmikus részecskegyorsítók, pl. aktív galaxismagok, gamma-kitörések, csillagontó galaxisok. A 10 PeV-nél nagyobb energiájú kozmikus neutrínók az ultranagy energiájú kozmikus sugarak és a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás kölcsönhatásában jönnek létre. A kozmikus neutrínókról és asztrofizikai eredetükről az érdeklődő olvasó a *Fizikai Szemle* 2020. évi 11. lapszámában megjelent „Kozmikus neutrínók égen és Földön” című írásból tájékozódhat[1]. Habár neutrínók földi körülmények között is jönnek létre, e cikk a neutrínók csillagászati vonatkozásait tárgyalja.

Kun Emma 2012-ben szerzett csillagász diplomát, majd 2017-ben doktori fokozatot a Szegedi Tudományegyetemen. Junior Primadíjas magyar tudomány kategóriában (2018). Jelenleg a Ruhr Egyetem Bochum munkatársa (Németország, 2022–), előbb a DFG, majd az Alexander von Humboldt Alapítvány ösztöndíjasaként. Tagja az IceCube Kollaborációnak (2020–). Fő kutatási területe az aktív galaxismagok többcsatornás csillagászata és asztrofizikája.

2. Neutrínócsillagászat régen és ma

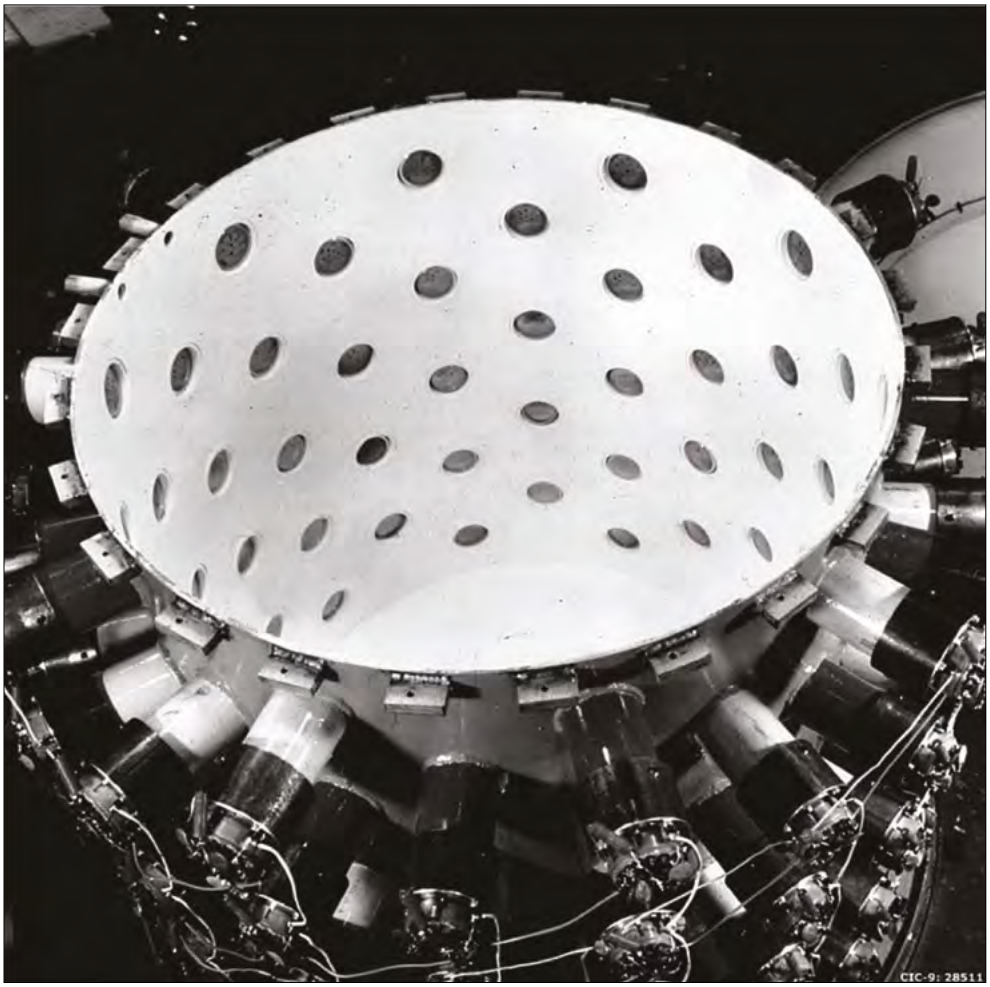
Az alábbiakban áttekintjük a neutrínócsillagászat kialakulásához vezető fontosabb lépéseket, válogatott neutrínócsillagászati problémákat és felfedezéseket.

2.1. A neutrínók első detektálása

A neutrínócsillagászat kialakulásához vezető egyik első fontos felfedezés Victor Hess osztrák–amerikai fizikus nevéhez fűződik, aki 1911–1912-ben léggömbön elhelyezett műszerekkel különböző magasságokban részecskesugárzást mérve megállapította, hogy az általa mért sugárzás forrása a világűrben van [1]. Nappali és éjjeli méréseket is végzett, sőt egy napfogyatkozás alkalmával is levegőbe emelkedett léggömbjével. Mivel a sugárzás erősségét ugyanazon magasságban függetlennek találta a Nap láthatóságától, következtetése szerint az általa mért, majd 1925-ben Robert Millikan által kozmikus sugárzásnak keresztelt, töltött részecskék forrását a Naprendszeren kívül kell keresni. Végül Werner Kolhörster német fizikus 1913–1914-ben érzékenyebb műszerekkel végzett ballonos kísérleteivel megerősítette Victor Hess hipotézisét. Hess felfedezése fizikai Nobel-díjat (1936) ért.

Ezután néhány éven belül kiderült, hogy a béta-bomlás látszólag az energiamegmaradás törvényét sértő módon megy végbe, mintha a bomlás során elveszne egy kis energia. 1930-ban Wolfgang Ernst Pauli osztrák–svájci fizikus ötlete[2] szerint a bomlás során egy addig nem ismert, könnyű elemi részecske keletkezik, ami elviszi a hiányzó energiát (ezt először „neutron”-nak nevezte, ami nem keverendő össze az atommag semleges alkotójával). Később ezt az idézőjeles „neutron”-t neutrínónak nevezték át.

A neutrínókat 1956-ban Clyde Cowan és Frederick Reines detektálták elsőként [2], mégpedig inverz béta-bomlás során, amikor is egy (antielektron-) neutrínó kölcsönhat egy, az atommagban lévő protonnal, egy neutront és egy pozitront létrehozva. Ezen másodlagos részecskék pályáját tervezték megfigyelni, ahogy va-



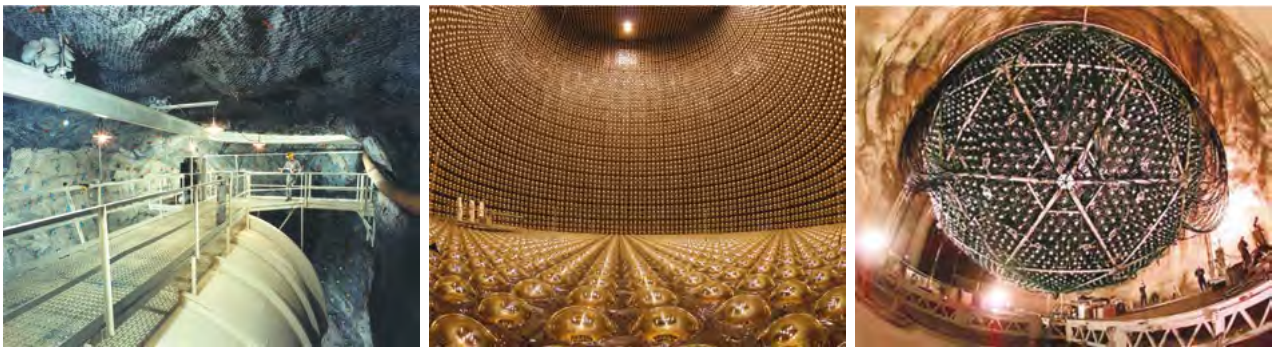
1. ábra. A neutrínók létezését kísérletileg igazoló, Clyde Cowan és Frederick Reines által használt első folyadékszcintillátor Hanfordban. A kép közepén látható tartályban nehézvíz volt, az elektronneutrínókkal való kölcsönhatásban létrejövő fényimpulzusokat a tartályt körbevevő fotoelektron-sokszorozókkal mérték. *Forrás:* Regents of the University of California, Los Alamos National Laboratory, Amerikai Egyesült Államok

lamilyen detektoranyaggal (ez esetben a tartályokban levő vízzel) kölcsönhatva a pályájuk láthatóvá válik. A kísérlethez neutrínóforrást a Richlandhez közeli plutóniumgyártó Hanford Engineering Works nevű reaktor (Washington, USA) szolgáltatott. A neutrínók detektálásához fotoelektron-sokszorozókkal körbevett nehézvíz-szcintillátorokat építettek *(1. ábra)*. A felfedezést végül a kozmikus részecskéktől jobban védett helyen, a Savannah River erőmű közelében Dél-Karolinában végzett méréssel erősítették meg. A több hónapos megfigyelés során 3 elektronneutrínó/óra gyakorisággal azonosították ezeket a könnyű elemi részecskéket. A neutrínók felfedezésével kapcsolatos kísérleteikért Reines 1995-ben Nobel-díjat kapott (Cowan 1974-ben elhunyt).

Habár elméleti jóslatok már voltak a többféle neutrínó létezésére, az 1960-as évek végéig a neutrínóknak csupán egyetlen típusát, az elektronneutrínó (és antirészecskéje) létezését sikerült kimutatni. Az újabb neutrínótípust (neutrínóízt) Leon Lederman, Melvin Schwartz, Jack Steinberger amerikai fizikusok a Brookhaven Nemzeti Laboratóriumban (New York, USA) végzett kísérleteik során fedezték fel. A kutatók nagy energiájú protonnyalábot lőttek berillium célpontra, amely kölcsönhatásban keletkező nagy számú pion a másodperc törtrésze alatt müonokká és neutrínókká bomlott. A neonnal töltött szikrakamrába már csak az anyaggal nagyon ritkán kölcsönható neutrínók jutottak el, így sikerült a müonneutrínók pályáját kimérniük, és igazolni a neutrínók ezen ízének létezését [3]. Eredményeikért mindhárman Nobel-díjat kaptak 1988-ban. A neutrínók harmadik ismert típusát, a tau-neutrínót eddig nem sikerült csillagászati detektorokkal megfigyelni.

2.2. Atmoszferikus neutrínók detektálása

A kozmikus sugarak és a földi légkör kölcsönhatásában létrejövő, ún. atmoszferikus neutrínók felfedezésére sem kellett sokat várni: 1965-ben egymástól függetlenül két csoport is bejelentette az áttörést. A Frederick Reines által vezetett, ún. Case–Witwatersrand–Irvine (CWI) csoport az East Rand aranybányában (Dél-Afrika) folyadékszcintillációs detektorral végzett mérései alapján [4], a



2. ábra. Balra: A Homestake kísérlet perklór-etilén tartálya. *Forrás:* U.S. Department of Energy, Amerikai Egyesült Államok. *Középen:* A Super-Kamiokande 39,3 m átmérőjű és 41,4 m magas Cserenkov-neutrínódetektor belülről. Jól látható a tartály falán elhelyezett fotoelektron-sokszorozók sokasága (összesen kb. 13000 darab). *Forrás:* Kamioka Observatory, Institute for Cosmic Ray Research, The University of Tokyo, Japán. *Jobbra:* A Sudbury Neutrino Observatory detektora. *Forrás:* Roy Kaltschmidt, Berkeley Lab, Amerikai Egyesült Államok

Bombay–Osaka–Durham (BOD) kollaboráció pedig két nagy területű szcintillációs számláló teleszkóppal a Kolar aranymezőn (India) végzett mérései alapján mutatta ki először atmoszferikus neutrínók fluxusát [5]. Habár a CWI csoport a BOD kollaborációhoz képest két hónappal hamarabb végezte a méréseket, utóbbiak hamarabb publikáltak, így formálisan övék volt az elsőbbség és a felfedezés dicsősége.

2.3. A napneutrínó-probléma

Az elméleti fizikai kutatások jóslatainak hatására a 20. század közepén nagy lendületet vett az asztrofizikai neutrínók kutatása, és nem is kellett sokat várni a földi atmoszférán túlról érkező neutrínók első detektálásának bejelentésére. Az eredmény Raymond Davis amerikai kémikus-fizikus és John N. Bahcall amerikai asztrofizikus által vezette Homestake-kísérletben (Homestake aranybánya, Dél-Dakota, Amerikai Egyesült Államok) végzett méréseken alapul. A Davis által tervezett, 1965–1966-ban épített és 1967-től működő Homestake neutrínódetektor 1478 méteres mélységben 380 köbméter klórban gazdag perklór-etilént használt detektoranyagként a neutrínók detektálása céljából *(2. ábra, balra)*. A Homestake-kísérlet az elektronneutrínókra volt érzékeny, a neutrínók perklór-etilénnel történő kölcsönhatásakor létrejövő argon mennyiségét mérve következtettek a beérkező neutrínófluxusra. 1968-as cikkükben arról is beszámoltak, hogy Davis kísérlete a Bahcall által a sztenderd napmodell alapján számolt napneutrínó-fluxus csupán harmadát mérte [6]. Először mérési vagy számolási hibára gyanakodtak, de igen hamar kiderült, hogy ezekkel minden rendben van, viszont a számolt és a mért napneutrínó-fluxus közötti különbség oka a természetben keresendő: ez az ún. napneutrínó-probléma [7]. A következő évtizedekben a probléma létezését számos detektor mérései alapján megerősítették (pl. Kamioka Obszervatórium, Sudbury Neutrínóobszervatórium).

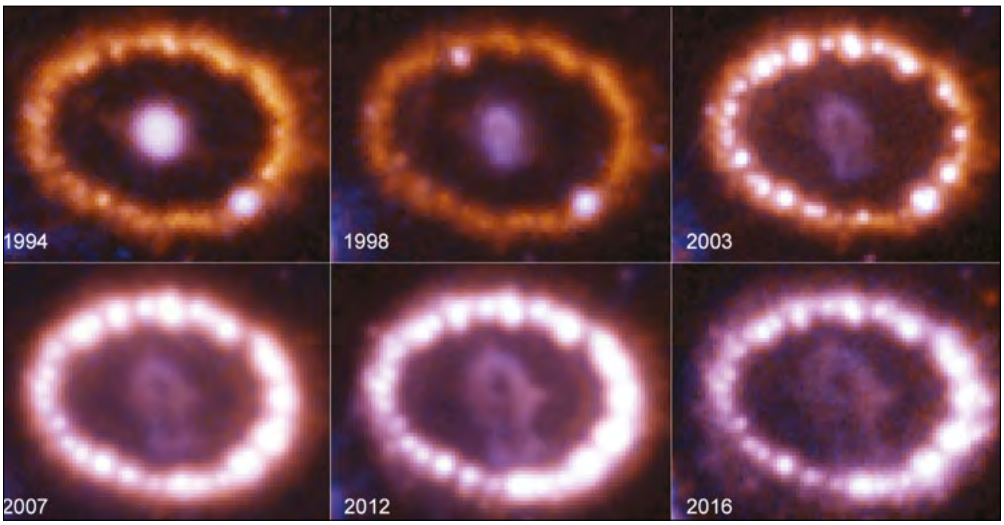
Egy bő évtizeddel később, 1982–1983-ban megépült a KamiokaNDE-I, a Kosiba Maszatosi japán fizikus által megálmodott és évtizedekig vezetett Kamioka Obszervatórium első kísérlete. Ez a neutrínódetektor vizes közegben Cserenkov-technikával működött. A KamiokaNDE-I és KamiokaNDE-II detektálásai alapján megerősítették a napneutrínó-problémát [8]. Davis és Kosiba neutrínókkal kapcsolatos felfedezései és munkája 2002-ben fizikai Nobel-díjat ért (Riccardo Giacconival megosztva). Habár az 1996-tól működő Super-Kamiokande (Kamioka-bánya, Hida város, Gifu, Japán, a *2. ábra, középen*) adatgyűjtése alapján hamarabb, már 1998-ban publikálták a napneutrínó-oszcillációra vonatkozó sejtések megerősítését, a jelenség első teljesen világos, egyértelmű bizonyítékát a kanadai Sudbury Neutrino Observatory *(2. ábra, jobbra)* mérései alapján publikálták 2001-ben [9].

A neutrínóoszcillációnak nevezett jelenség szerint a neutrínó háromféle típusa átalakulhat egymásba. A neutrínóoszcilláció magyarázza meg a Napból származó elektronneutrínók mennyiségi deficitjét: a Nap–Föld-távolságot megtéve egész egyszerűen az elektronneutrínók kb. kétharmada müon- és tau-neutrínókká alakul, így az elektronneutrínókra érzékeny detektorok a számolt mennyiséghez képest csak annak a harmadát mérték. A neutrínóoszcilláció jelenségének létezése egyébként azt is bizonyítja, hogy a neutrínók tömege nem nulla.

2.4. Sztelláris asztrofizikai neutrínók

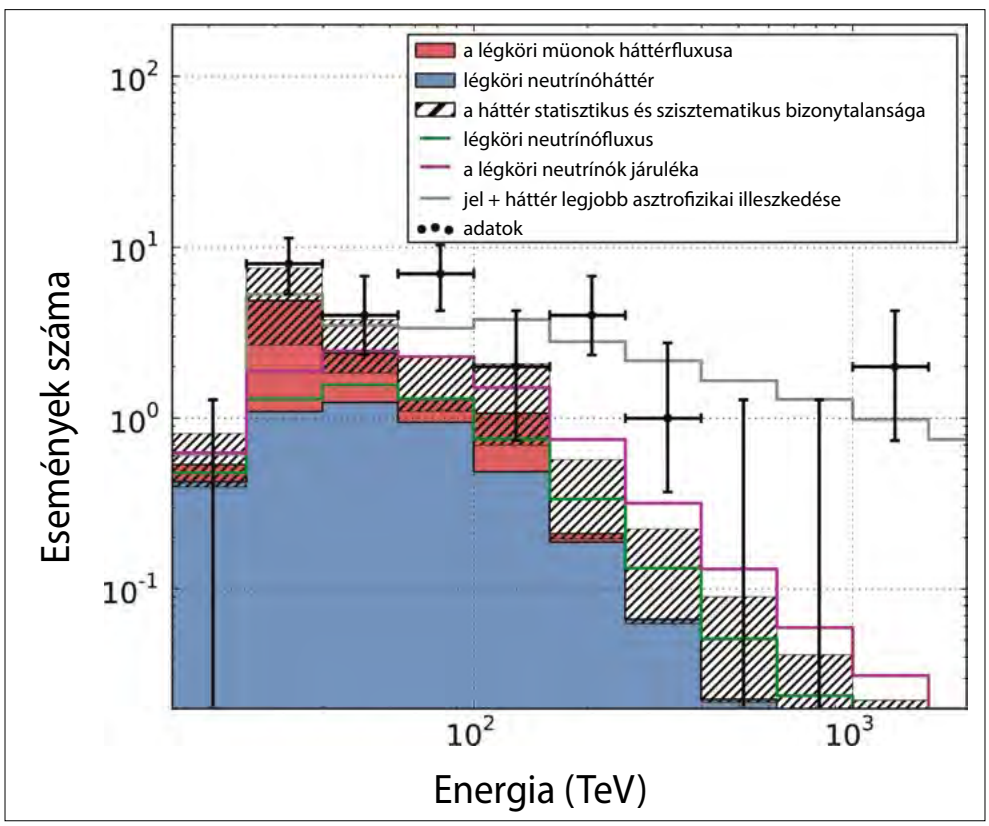
Az 1950-es évek végén John Linsley amerikai és Livio Scarso olasz fizikusok 19 műanyag szcintillátor detektorból álló detektorhálózatot építették Volcano Ranch-en (Albuquerque, Új-Mexikó, USA). 1962 februárjában egy 10^{20} eV energiájú kozmikus részecskét detektáltak, az első ultranagy energiájú kozmikus sugarat, ami sokáig abszolút rekord volt a megfigyelt energia tekintetében. Az ilyen nagy energiájú kozmikus sugarak kölcsönhatásában nagy energiájú neutrínók keletkeznek, ami tovább motiválta az asztrofizikai eredetű neutrínók keresését.

Az 1985 és 1990 között működött KamiokaNDE-II neutrínódetektorhoz köthető a neutrínócsillagászat



3. ábra. Az SN1987A jelű szupernóva táguló maradványa. *Forrás:* NASA, ESA és R. Kirshner (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Gordon és Betty Moore Foundation), valamint P. Challis (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics)

következő nagy mérföldköve, amiért Kosiba 2002-ben megosztott a fizikai Nobel-díjat kapott. Galaxisunk szomszédságában, kb. 160 000 fényévre tőlünk a Nagy Magellán-felhőben felrobbant egy szupernóva (SN1987A, *3. ábra)*. A KamiokaNDE-II 1987. február 23-án észlelte a robbanásból származó neutrínókat, egy nappal a szupernóva felfénylése előtt, ezzel lehetővé téve a szupernóva fénygörbéjén a felfényesedő szakasz kimérését. Ez volt az



4. ábra. Az IceCube közel kétéves (662 napos) adatgyűjtéséből származó nagy energiájú neutrínók számolt és detektált gyakoriságának energiafüggése [16]. A pirossal és kékkel jelölt, valamint az átlósan satírozott részek az atmoszferikus háttér neutrínóinak járulékát mutatják, míg a szürkével határolt üres terület az atmoszferikus háttérneutrínókat és a kozmikus neutrínókat közösen tartalmazó modell jóslata. Jól látható, hogy a fekete, hibahatárokkal ellátott mérési pontok az utóbbi modellre illeszkednek, kb. 50 TeV felett egyértelmű a kozmikus neutrínók járuléka. (A légköri neutrínók járulékára vonatkozóan 90% a megbízhatósági szint.)

első alkalom, amikor a Naprendszer határain túlról érkező neutrínókat detektálták. Érdekesség, hogy 22 évvel korábban, éppen február 23-án detektálta először a CWI kísérlet az atmoszferikus neutrínókat.

Az 1980-as évek elején egy másik asztrofizikai neutrínódetektor is megkezdte az adatgyűjtést. Az Irvine–Michigan–Brookhaven (IMB) nevű vizes Cserenkov-detektort 600 méterrel a föld alatt, a Morton Salt társaság Fairport nevű bányájában, az Erie-tó partján (USA) telepítették. Az építés 1979-től 1981-ig tartott, az első eredményekről 1982-ben számoltak be [10]. 1987-ben 8 neutrínót detektáltak a híres 1987A szupernóvaeseményből. Az IMB 1991-ig gyűjtött adatokat.

1969-ben Venjamin Berezinszkij és Georgij T. Zacepin írták le [11] először a nagy energiájú asztrofizikai neutrínók egy olyan populációját, amelyet ma kozmogenikus neutrínóknak hívunk. Ezek a neutrínók az ultranagy energiájú kozmikus sugarak és a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás kölcsönhatásában jönnek létre. Ezzel egy időben Kenneth I. Greisen amerikai fizikus, Zacepin orosz elméleti fizikus és Vagyim A. Kuzmin orosz kozmológus kiszámolták az ultranagy energiájú kozmikus sugarak energiájának felső határát ($5 \cdot 10^{19}$ eV, az ekkora energiájú proton sebessége a fénysebesség kb. 99,99999999999999999998%-a!), illetve az ehhez tartozó láthatósági horizont távolságát [12, 13]. Az ún. GZK-neutrínók becsült energiája PeV (10^{15} eV) és millió PeV (10^{21} eV) közötti. Kozmogenikus neutrínókat ez idáig nem sikerült detektálni.

2.5. Nagy energiájú kozmikus neutrínók észlelése Cserenkov-detektorokkal

A kozmikus neutrínókat észlelő detektorok következő generációját megalapozó módszert, a vízfelszín alatti neutrínódetektálás ötletét először Mojszej Markov orosz fizikus fogalmazta meg 1960-ban [14], miszerint „a Cserenkov-sugárzás mérésén alapuló detektorokat kell telepíteni egy tó vagy tenger mélyére, a töltött részecskék égi forrásának pozíciómeghatározása céljából". Markov ötlete alapján több projektet is terveztek, valamint kb. két évtizeddel később el is kezdték építeni a neutrínódetektorok következő generációját, amelyek az eddigieknél jóval nagyobb tömegű detektoranyagot, vizet vagy jeget használtak detektoranyagként. A 4. fejezetben ezekről részletesen lesz szó, az alábbiakban rövid kronológiai összefoglalást adunk a neutrínóteleszkópok fejlődéséről és a működésük során elért eredményekről.

1976-ban elindult a (sohasem befejezett) mélytengeri DUMAND projekt. 1993-ban elkezdődött az AMANDA építése az Antarktiszon, a Déli-sark közelében. Szenzormátrixa első négy füzérjének telepítése után a Bajkál-tavi neutrínóteleszkóp az első Markov-típusú neutrínódetektor, amely ún. „felfelé igyekvő" (up-going) neutrínót detektál (méghozzá kettőt). Ezek a neutrínók a Föld tömegén keresztül jutottak el a detektorba. 2000-ben befejezik az AMANDA-II építését. 2001-ben az AMANDA kollaboráció publikálja a nagyenergiás asztrofizikai neutrínóég első térképét [15]. 2004-ben elkezdődik az IceCube Neutrínódetektor építése, ami az AMANDA projektből nőtt ki. 2008-ban befejezik az ANTARES építését a Földközi-tengerben Toulonnál. 2009-ben elkezdődik az IceCube DeepCore egységének építése. 2010-ben befejezik az IceCube építését. 2011-ben megkezdődik az IC86-os adatgyűjtés, a már teljes, 86 füzérből álló IceCube-bal. 2012-ben elkezdik a több állomásból álló KM3NeT neutrínódetektor és a kapcsolódó infrastruktúra építését a Földközi-tengerben. 2013-ban 2 PeV energiájú neutrínót detektál az IceCube [16]. Még ebben az évben publikálják a kétéves adatgyűjtésből származó úttörő eredményt, miszerint az IceCube mérései alapján erős bizonyítékot találtak a nagy energiájú asztrofizikai neutrínófluxusra (*4. ábra,* [16]). A „Big Bird"-nek nevezett 2 PeV energiájú neutrínó detektálása a 2014-es év jelentős eredménye [17]. 2016-ban telepítik a Baikal-GDV első teljes egységét. 2017-ben az IceCube detektálja az IC-170922A nevű neutrínóeseményt, aminek (pont-) forrásaként a TXS 0506+056 jelű aktív galaxismagot, blazárt azonosították [18, 19]. Ezzel az IceCube megtalálta a nagy energiájú kozmikus neutrínók első szignifikáns forrását. 2021-ben az IceCube elsőként detektál egy 6,3 PeV energiájú, a Glashow-rezonanciából (rezonáns elektron–antineutrínó ütközésből) származó neutrínót [20]. 2022-ben az IceCube mérései alapján az NGC 1068 Seyfert-galaxist neutrínók pontforrásaként azonosítják [21]. 2023-ban pedig az IceCube publikálja a Tejútrendszer fősíkjának első neutrínótérképét [22].

3. Asztrofizikai neutrínódetektálási módszerek

Ebben a fejezetben a neutrínócsillagászatban legtöbbször alkalmazott detektálási módszereket tekintjük át.

3.1. Radiokémiai módszerek

A radiokémiai módszereken alapuló detektálás során a beérkező neutrínó kölcsönhat a detektortömegként szolgáló kémiai anyagokkal, és a kölcsönhatásban létrejövő másodlagos radioaktív izotópok sugárzásának méréséből következtetnek a beérkező neutrínófluxusra. Klóros detektorok, például a már említett Homestake-kísérlet esetén a beérkező elektronneutrínó keltette argont mérik, amely a $\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \rightarrow {}^{37}\mathrm{Ar} + e^-$ folyamatban keletkezik. A radioaktív argon elektronbefogással visszaalakul klórrá. Galliumos detektorok esetében, amilyen például a Gran Sasso-ban (Olaszország) működött GALLEX (1998-tól GNO, [23]) vagy a Bakszanban (Oroszország) működött SAGE [24], a detektálás alapja a $\nu_e + {}^{71}\mathrm{Ga} \rightarrow {}^{71}\mathrm{Ge} + e^-$ folyamat. A radioaktív germánium elektronbefogással visszaalakul galliummá. A radiokémiai módszereken alapuló detektorokat a csillagászatban elérhető energia-

szintek miatt szinte kizárólag a Napból érkező neutrínók észlelésére használják.

3.2. Szcintillációs technika

A vizes Cserenkov-detektorokkal (lásd lejjebb) néhány MeV alatt nem igazán lehet kimutatni a detektorba érkező napneutrínókat, egyrészt a fotoelektronok alacsony száma, másrészt a detektor 3 MeV körül dominánssá váló természetes radioaktivitása miatt. Ilyen kis energiákon a szcintillációs technikák lehetnek sikeresebbek, mivel a szcintilláció folyamata kb. két nagyságrenddel több fotont hoz létre a Cserenkov-folyamathoz képest, illetve lehetőség nyílik a detektoranyagként használt víz kémiai tisztítására (radiokémiai módszerek esetén az ilyen művelet a méréseket lehetetlenné tevő hátteret hoz létre). Szcintillációnak nevezzük azt a folyamatot, amikor atomi gerjesztés következtében fényfelvillanás történik az anyagban. Szcintillátorok esetén a detektoranyag szerves vagy szervetlen is lehet. A szcintilláció során felvillanó fényt fotoelektron-sokszorozókkal mérik.

Folyadékos szcintillációs technikán alapul például a 2007-től adatokat gyűjtő Borexino-kísérlet (Gran Sasso, Olaszország), amellyel főként a Napban végbemenő *pp* ciklusból származó neutrínókat mérték, amelyek a $^7\mathrm{Be} + \mathrm{e}^- \rightarrow {}^7\mathrm{Be} + \nu_\mathrm{e}$ (886 keV) folyamatban keletkeznek. A Borexino-kísérlet 280 tonna szerves szcintillációs detektoranyagot használt, a neutrínóesemények során felszabadult szcintillációs fényt 2212 darab fotoelektron-sokszorozó mérte. A neutrínócsillagászatban nem igazán használt szcintillátorokban a műanyag mátrixban eloszlatott aromás szerves molekulák elektronjai gerjesztődnek valamilyen sugárzás által, és ezen gerjesztett állapotok relaxációja eredményezi fotoelektron-sokszorozók által mérendő fotonokat.

3.3. Cserenkov-módszer

A módszer alapja, hogy a beérkező neutrínók a detektorközeggel kölcsönhatva másodlagos részecskéket (elektronokat, müonokat, tauonokat) hoznak létre, amelyek – mivel a nagy neutrínóenergia miatt sebességük a közegbeli fénysebességnél nagyobb – kékes színű, ún. Cserenkov-fényt bocsátanak ki. Ezt a fényt mátrixszerűen elhelyezett fényérzékeny optikai modulokkal mérve a másodlagos részecske pályája és így a neutrínó forrásának égi pozíciója is rekonstruálhatóvá válik. Ez az ötlet a neutrínódetektorok több generációjának szolgált alapjául, és a Cserenkov-sugárzás mérésén alapuló detektálás mindmáig a neutrínócsillagászat egyik vezető észlelési technikája.

Vizes Cserenkov-detektorok esetén az érzékelő aktív részét képező fényérzékeny optikai modulok a beérkező és vízzel kölcsönható neutrínók által keltett másodlagos részecskék által kibocsátott Cserenkov-fényt mérik. Habár a vizes Cserenkov-detektorok elméleti feloldása jobb a jegesekéhez képest, a neutrínók rekonstruálható energiaszintjének alsó határa magasabb, és a háttér szűrése még nehezebb, mint például a detektoranyagként jeget használó IceCube esetében (lásd később). Ennek oka az, hogy a vízben kevésbé szóródik a fény, mint a jégben; további ok a vízben található parányi élőlények által keltett biolumineszcencia, valamint a radioaktív izotópok és a tenger hullámzása.

A neutrínódetektorok építhető méretükből fakadóan sokáig csak az elektronneutrínókra voltak érzékenyek. Már említettük, hogy a neutrínók három típusa – vagy ahogyan a részecskefizikában említik, íze – aszerint különböztethető meg, hogy az adott neutrínó melyik másodlagos leptonnal hozható kapcsolatba. A neutrínó és a detektoranyag közötti kölcsönhatásnak legalább a létrejövő másodlagos leptonok nyugalmi energiáját fedeznie kell. Viszont ez a tömeg a Cserenkov-fény létrejöttéhez nem elég, hiszen a kékes színű fény megjelenéséhez a másodlagos részecske sebességének a közegbeli fénysebességnél nagyobbnak kell lennie. Szerencsére a neutrínóknak óriási – a nyugalmi tömegüknél akár 20-szor nagyobb nagyságrendű – mozgási energiájuk is lehet (ami fedezi a kölcsönhatásban létrejövő részecskék relativisztikus tömegét). Az elektron nyugalmi tömege kb. 0,511 $\mathrm{MeV\,c^{-2}}$ (ahol c a fénysebesség), míg a müoné kb. 105 $\mathrm{MeV\,c^{-2}}$, a tauoné pedig 1777 $\mathrm{MeV\,c^{-2}}$. Míg az elektron oda-vissza szóródik pl. a vízben vagy a jégben, ezzel ún. zápor típusú szférikus eseményt keltve a detektor szenzormátrixában, a müonok és tauonok sokkal hosszabb úton adják le az extra mozgási energiájukat. Ezért a müonok pályájának minél nagyobb lefedettségéhez és a neutrínó forrásának, valamint energiájának minél pontosabb rekonstruálásához nagyobb detektort kell építeni, mint az elektronneutrínó esetében. A tau-neutrínó-események során két, kauzális szférikus neutrínóeseményt várunk, ezek detektálásához kellenek a legnagyobb neutrínódetektorok.

Általában igaz, hogy a neutrínódetektorokat nagy mélységbe teszik a zavaró atmoszferikus háttér minimalizálása miatt, illetve igen nagy detektortérfogattal dolgoznak a neutrínó és a detektoranyag közötti kölcsönhatások számának maximalizálása érdekében. A legtöbb asztrofizikai célú neutrínódetekor a Cserenkov-módszeren alapul. A teljesség igénye nélkül ilyenek például az ANTARES (jelenleg az épülő KM3NeT része), az AMANDA (jelenleg az IceCube Neutrínódetektor részeként), a BDUNT (később Baikal-GVD), az IceCube Neutrínódetektor, a KM3NeT, a Kamioka neutrínóobszervatórium detektorai (KamiokaNDE I-III, Super Kamiokande, Hyper Kamiokande), a kanadai Sadbury-i neutrínóobszervatórium (SNO), a Dél-kínai-tengerbe tervezett TRIDENT, valamint az Európában, a CERN égisze alatt tervezett, folyékony argon detektorközeggel működő GLACIER.

Fontos megjegyezni, hogy a nagyenergiás neutrínócsillagászatban a detektálás egészen más, mint például az optikai teleszkópok esetében. A neutrínóesemények valódisága mindig valamilyen szignifikanciaszinten ér-

tendő. Ez a szám arra utal, hogy mekkora annak a valószínűsége, hogy csupán a keresett jel hátteréhez tartozó véletlenek összjátékaként mérjük az éppen várt jelet. Az asztrofizikában általában a 3σ fölötti szignifikanciájú jeleket fogadják el felfedezésnek. Ez azt jelenti, hogy ha (normál eloszlás esetében) képesek volnánk 370-szer ugyanazt a neutrínóeseményt teljesen megegyező mérési környezetben detektálni, akkor csupán egyetlen esetben fogadnánk el a mért jelet tévesen valódinak.

3.4. Rádióhullámhosszakon végzett mérések

Érdekes neutrínódetektálási lehetőség alapszik az Aszkarjan-sugárzás vagy Aszkarjan-effektus mérésén. A Gurgen Aszkarjan örmény fizikus által 1962-ben posztulált jelenség akkor játszódik le, amikor egy részecske nagyobb sebességgel halad valamilyen dielektrikumban (például jégben), mint a fény fázissebessége az adott anyagban. Az IceCube-Gen2 projekt részeként a Déli-sarkon épülő Askaryan Radio Array (ARA) a beérkező ultranagy energiájú neutrínók és az antarktiszi jég kölcsönhatásában létrejövő rádióhullámhosszú jeleket fogja mérni [25, 26]. Az ARA célja a kozmogenikus neutrínók fluxusának kimutatása, a remények szerint évente néhány 10^{17} eV feletti energiájú GZK-neutrínót lesznek képesek detektálni. Az első, 16 antennából álló demonstrációs célú ARA Testbed detektorhálózatot a 2010–2011-es szezon alatt telepítették. Az első építési fázis célja 37 darab ilyen detektorhálózat telepítése mintegy 200 km^2 területen, 10^{16}–10^{19} eV neutrínóérzékenységet elérve ezzel.

4. Cserenkov-neutrínódetektorok

4.1. Első generáció

4.1.1. DUMAND

Az első víz alatti neutrínódetektor a Deep Underwater Muon and Neutrino Detector volt [27, 28]. A projekt 1976-ban kezdődött, és annak ellenére, hogy a DUMAND detektor soha nem végzett tudományos méréseket, az 1995-ben végül törölt projekt több évtizedre meghatározta a neutrínódetektorok építésének irányát. A DUMAND projekt után három fejlesztési irány mutatkozott, amelyek végül a Földközi-tengerben a francia partoknál létesített Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch (ANTARES [29]), a görög Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research (NESTOR [30]) és az olasz NEutrino Mediterranean Observatory (NEMO [31]) projektekhez vezettek.

4.1.2. BDUNT

A Bajkál Mélyvízi Neutrínóteleszkópot (Baikal Deep Underwater Neutrino Telescope, BDUNT) az orosz-országi Bajkál-tó déli partjainál, 1,1 km közepes mélységben építették [32]. A projekt kivitelezése 1980-ban, a tudományos mérések pedig 2003-ban kezdődtek. A BDUNT-tal detektáltak először atmoszferikus neutrínókat Cserenkov-technikával [33].

4.1.3. ANTARES, NESTOR, NEMO

Markow ötlete alapján tervezett első víz alatti neutrínódetektor, az ANTARES építését 2008-ban fejezték be [29]. A detektor 12 darab, kb. 350 méter hosszú detektorfüzérből áll, amelyeken egyenként 75 fényérzékeny optikai modult helyeztek el, a tengervíz összesen kb. 0,05 km^3 térfogatát detektoranyagként használva. Az ANTARES a jelenleg építési és tesztelési fázisban lévő nagy víz alatti neutrínódetektor-hálózat, a KM3NeT elődje. Az első NESTOR optikai modulok 2003-ban kerültek a Földközi-tenger 3800 méteres mélységébe, kb. 30 km-re a görög partoktól. Később a NESTOR a következő generációs neutrínódetektor, a KM3Net részévé vált. A NEMO projekt első tesztelési fázisa (2007–2011) után szintén a KM3NeT-be olvadt.

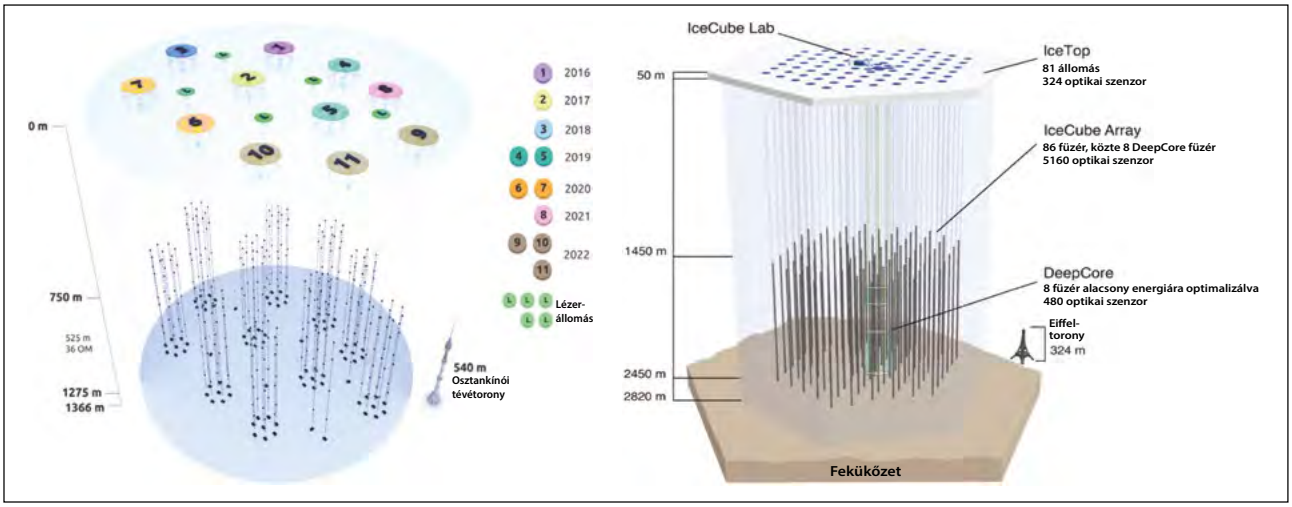
4.1.4. AMANDA

Az 1990-es évek elejétől a kozmikus neutrínókat észlelő, eddigi legsikeresebb detektorok otthonául az Antarktisz szolgál. A hatodik földrészen, a Déli-sark közvetlen közelében épültek és épülnek mai napig a világ legnagyobb jég alatti Cserenkov-neutrínódetektorai: az AMANDA, az IceCube és a jelenleg fejlesztés és építés alatt álló IceCube-Gen2 neutrínódetektorok. Az Antarctic Muon and Neutrino Detector Array (AMANDA) építését 1995-ben kezdték a Déli-sarktól néhány száz méterre, közel a déli-sarki Amundsen–Scott-kutatóállomáshoz. A konstrukció során 60 cm átmérőjű lyukakat fúrtak a 3 km vastag jégrétegtakaróba nagy nyomású és tisztaságú forró vízzel. A 2000-es teljesítésig összesen 19 füzéren elhelyezkedő 667 digitális optikai modult (DOM) telepítettek a jégtakaró 1500–2000 méteres mélységei között. A 10 füzéres AMANDA-val sikerült először megmérni a nagy energiájú atmoszferikus eredetű neutrínók fluxusát: 1997-ben összesen 16 db, az AMANDA „talpa alól érkező", ún. felfelé igyekvő, a Föld tömege által természetes módon megszűrt légköri eredetű neutrínót észleltek. Az analízis technikáinak jelentős fejlődésével ez a szám később 300-ra, majd az AMANDA-II idején több ezerre emelkedett. Pontforrások után is kutattak, de ekkor még nem volt elég jó a mérés és az analízis technikája a kozmikus neutrínóforrás-jelöltek felderítésére.

4.2. Második generáció

4.2.1. Baikal-GVD

A Baikal Gigaton Volume Detector (Baikal-GVD) a BDUNT neutrínóteleszkóp TeV–PeV energiatartomány-

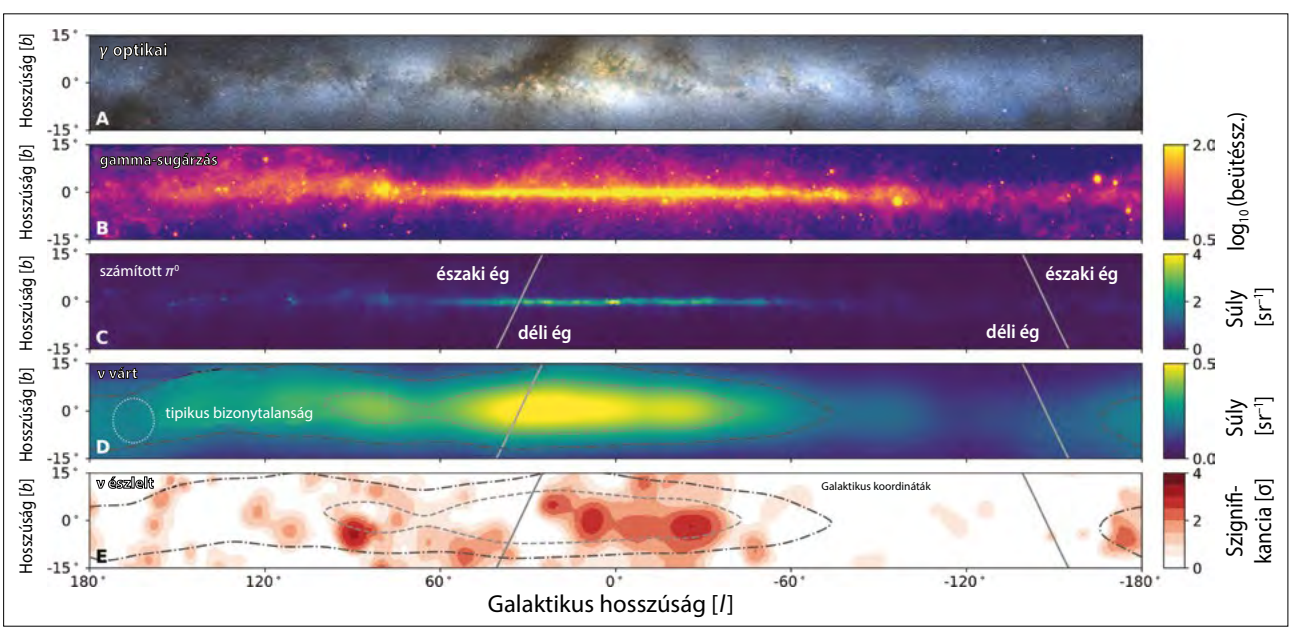


5. ábra. Balra: A Baikal-GVD neutrínódetektor [34]. *Jobbra:* az IceCube Neutrínódetektor. *Forrás:* IceCube/WIPAC. https://icecube.wisc.edu

ban érzékeny, továbbfejlesztett változata[3)]. A 2017–2022-es építési fázis végén a Baikal-GVD összesen 10 füzérhálózatot tartalmaz, hálózatonként 8 füzérrel (7 füzér 60 méterre a központitól), és 288 fényérzékeny optikai modullal *(5. ábra, balra)*. A szomszédos füzérhálózatok központi füzérei kb. 300 méterre találhatóak egymástól. Az első építési fázis után az összesen 2880 fényérzékeny optikai modul kb. 0,4 km^3 térfogatú vízben helyezkedik el. A 2018–2021-es időszak adatgyűjtéséből származó adatbázisa alapján a Baikal Kollaboráció nemrég jelentette be, hogy először sikerült megfigyelniük a diffúz kozmikus neutrínóháttereket a Baikal-GVD neutrínóteleszkóppal [34].

4.2.2. IceCube

Francis Halzen amerikai–belga elméleti fizikus 1995-ben fogalmazta meg egy köbkilométeres neutrínódetektor ötletét [35], ami végül az AMANDA neutrínódetektor köré épült meg. Az IceCube Neutrínódetektor[4)] az antarktiszi jég 1 km^3-ét használja detektortérfogatként *(5. ábra, jobbra)*. Az IceCube az AMANDA detektormátrixát jelentősen bővítve, 86 füzéren összesen 5160 ún. digitális optikai modult használ a beérkező nagy energiájú neutrínók által keltett másodlagos részecskék Cserenkov-sugárzásának mérésére. Az IceCube működéséről, detektálási technikájáról és a neut-



6. ábra. Galaxisunk fősíkjának foton- és neutrínótérképe. A legfelső, A jelű panelen a galaktikus sík optikai (A. Mellinger), a B jelű panelen pedig a gamma-térképe (Fermi gamma-űrtávcső) látható. A C és D panelek a számolásokhoz felhasznált várt neutrínófluxus eloszlását mutatják, míg az E jelű panel az észlelt neutrínófluxust. A kép forrása: IceCube/WIPAC [22]. Az E panelen minél sötétebb árnyalatú egy rész, annál valószínűbb, hogy az adott égterületen a galaktikus sík neutrínóit látjuk

rínóazonosítás kihívásairól bővebb leírás olvasható a *Fizikai Szemle* 2020. évi 11. lapszámában „Kozmikus neutrínók égen és Földön” címmel megjelent cikkben[5]. A jelen sorok szerzője 2020 óta tagja a Francis Halzen vezette IceCube Kollaborációnak.

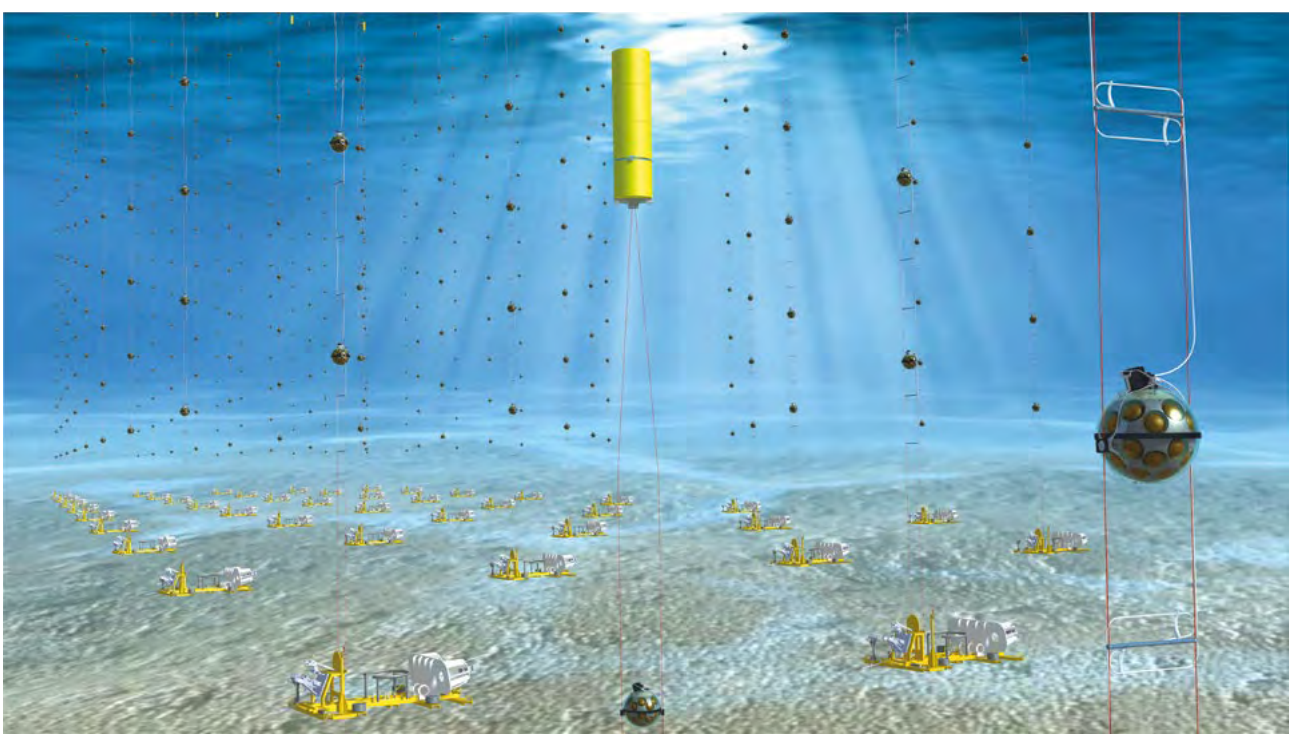
Az IceCube Neutrínódetektor úttörő jelentőségű kísérlet. A 2011–2013-as adatgyűjtésből származó kétéves adatbázist elemezve először sikerült azonosítani vele a kozmikus részecskegyorsítókból érkező, nagy energiájú kozmikus neutrínók fluxusát [16]. Először sikerült egy nagy energiájú neutrínóesemény pontforrását 3σ (TXS 0506+056 [18, 19]), majd 4σ szignifikanciaszint felett megtalálni (NGC 1068 [21]). Először sikerült egy 60 éve megjósolt jelenséget, az ún. Glashow-rezonanciát kimutatni [20], ami egy W-bozon elektron- és antielektron-neutrínó kölcsönhatása általi rezonáns keltése. Az IceCube Kollaboráció legfrissebb eredménye a galaktikus sík nagy energiájú neutrínókban való azonosítása (*6. ábra,* [22]). Az IceCube bővítése jelenleg is tart, az IceCube-Gen2 már az antarktiszi jég ezer köbkilométerét fogja detektoranyagként használni, számos új felfedezéshez vezető kaput megnyitva ezzel. Jelenleg összesen két pontforrását ismerjük a nagy energiájú kozmikus neutrínóknak. Az IceCube 2008–2018-as észlelési periódusában 100 GeV és 1 PeV között kb. 700 000, 10 és 100 GeV között pedig kb. 200 000 neutrínót észlelt. Ezek között viszont csupán nagyságrendileg 200 neutrínó lehet nagy valószínűséggel asztrofizikai eredetű. Az IceCube Real Time Alert System észleléseinek köszönhetően öt év alatt ez a szám kb. megduplázódott, ami még mindig elképesztően kevés a teljes égboltra nézve. Az IceCube Gen-2-vel viszont már pontforrások neutrínóspektrumát is lehet majd detektálni, azaz több tíz, akár száz neutrínót egy forrásból. Ez minden bizonnyal forradalmasítani fogja a nem termális Univerzumról alkotott elképzelésünket.

A kozmikus neutrínók forrásainak keresésén túl az IceCube detektor számos más kutatási irányt is kiszolgál, például a légköri neutrínók, a sötét anyag, a mágneses monopólusok kutatását, a Hold és a Nap kozmikussugár-árnyékának kimérését. Az IceCube működéséről további információforrásként ajánljuk a *Fizikai Szemle* 2020. évi 11. lapszámában megjelent, korábban említett írást[5].

4.2.3. KM3NeT

A következő generációs, víz alatti neutrínódetektor a jelenleg építés és tesztelés fázisában lévő KM3NeT[6] a Földközi-tenger kb. 5 km^3-es térfogatát fogja detektoranyagként használni, több ezer fényérzékeny modullal mérve a beérkező nagy energiájú neutrínók és a víz kölcsönhatásakor létrejövő másodlagos részecskék Cserenkov-sugárzását (*7. ábra* [36, 37]).

A KM3NeT „Astroparticle research with cosmics in the Abyss” (ARCA) detektora a kozmikus részecskegyorsítókból, például szupernóva-robbanások és gamma-kitörések során, illetve kompakt objektumok összeolvadásakor keletkező nagy energiájú neutrínókat méri majd az 1 TeV és 10 PeV közötti energiatartományban.



7. ábra. A Földközi-tenger mélyén épülő KM3NeT neutrínódetektor fantáziarajza. A beérkező neutrínók és a tengervíz kölcsönhatásakor létrejövő másodlagos részecskék Cserenkov-sugárzását a felülről bójákkal, alulról pedig horgonyokkal feszített füzéreken lévő digitális optikai modulok mérik majd. *Forrás:* KM3NeT, Edward Berbee/Nikhef

Az ARCA-t befogadó helyszín a KM3NeT-It kb. 100 km-re található a szicíliai partoktól, délkeleti irányban Portopalo di Capo Passerotól. A KM3NeT „Oscillators Research with Cosmics in the Abyss" (ORCA) detektorának geometriáját úgy alakították ki, hogy az az ARCA-hoz képest a jóval alacsonyabb, 1–100 GeV tartományban legyen érzékeny, mivel ezt a neutrínódetektort a légköri eredetű neutrínókkal kapcsolatos kutatásokhoz tervezték. Az ORCA-t befogadó helyszín, a KM3NeT-Fr a francia partokhoz közel, kb. 40 km-re található Toulontól délre, 2450 méter mélyen, kb. 10 km-re nyugatra az ANTARES-től.

A KM3NeT teleszkópjait az ún. mélytengeri hálózat elektrooptikai kábelei kötik össze. Az ARCA és ORCA detektorfüzéreit a vízfelszínen bóják, a tengerfeneken pedig horgonyok tartják vertikális pozícióban. A KM3NeT neutrínódetektorainak aktív részei az ún. észlelési egységek. Ezekhez az egységekhez kötik be a digitális optikai modulokat („digital optical module", DOM). Az elődhöz, az ANTARES-hez képest ezek a DOM-ok nem egy, hanem már 31 fotoelektron-sokszorozót tartalmaznak. Ezzel nagyobb fotokatód-területet lehet elérni, és sokkal jobban elkülöníthetővé válnak az egy- és többfoton-események, valamint sokkal pontosabban lehet majd meghatározni a beérkező fotonok, végső soron pedig a beérkező nagy energiájú neutrínók érkezési irányát. Minden észlelési egység kb. 700 méter hosszú. Habár teljesen hasonló módon működnek, az ARCA és ORCA különböző kutatási célokat szolgál majd ki, ezért az eltérőre tervezett geometriájuk különböző energiatartományokban teszi őket érzékennyé. Az ARCA (ORCA) digitális optikai moduljai 90 (20) méteres horizontális, és 39 (9) méteres vertikális távolságban találhatóak egymástól, úgy, hogy a legmélyebb modulok 70 (30) méterre helyezkednek el a tengerfenéktől. A tervek szerint az ORCA egy, az ARCA pedig két építési blokkot fog tartalmazni, blokkonként 115 észlelési egységgel. A cél a KM3NeT ARCA egységénél a sáv (zápor) típusú neutrínóesemények irányrekonstrukciós pontosságának 0,1 (2) fok alá csökkentése, 10 TeV feletti energiákon mérve.

A figyelmes olvasó az ARCA és az ORCA geometriájából könnyen levonhatja azt a következtetést, hogy az alacsonyabb energiákon érzékeny neutrínódetektor kisebb, és szenzormátrixát sűrűbbre kell tervezni. Ennek a fizikai oka egyszerűen az, hogy nagyobb energiákon beérkező neutrínók nagyobb energiájú másodlagos részecskéket keltenek, amelyek így hosszabb utat megtéve adják le mozgási energiájukat, Cserenkov-sugárzást kibocsátva, és nem szükséges (már csak költségvetési okokból sem) olyan sűrűre tervezni a szenzormátrixot, mint a légköri eredetű, több nagyságrenddel kisebb energiájú neutrínók detektálásánál.

Az IceCube déli-sarki elhelyezkedése miatt csak majdnem két nagyságrenddel rosszabb érzékenységgel képes a déli égboltot mérni az északihoz képest. Ez amiatt van, hogy a déli égbolt az IceCube „feje felett" található, és az ún. „lefelé haladó" kozmikus neutrínók esetében nagyon erős az atmoszferikus háttér, sokkal nehezebben lehet azokat megtalálni. Az északi égboltot az IceCube a „talpa alól" észleli, a „felfelé haladó" kozmikus neutrínók esetében pedig a Föld tömege kiválóan megszűri a kozmikus neutrínóktól kisebb energiákon érkező légköri neutrínókat. A KM3NeT elhelyezkedése miatt nem várnak ekkora aszimmetriát a déli és északi égbolton elérhető érzékenységek között. Így a KM3Net például kiváló megfigyelési eszköze lesz a galaktikus sík neutrínóemissziójának.

5. Globális neutrínóhálózatok, a jövő neutrínódetektorai, további horizontok

A Global Neutrino Network (GNN)[7)] célja a nagy neutrínóteleszkópok közötti együttműködés stratégiai megtervezése. A GNN jelenlegi tagjai az ANTARES, a Baikal, az IceCube és a KM3NeT kollaborációk. A SuperNova Early Warning System (SNEWS)[8)] a szupernóva-neutrínókra (is) érzékeny neutrínókísérletek globális hálózata [38]. A SNEWS fő célja a Galaxisunkban a közeljövőben robbanó magösszeomlásos szupernóvák neutrínóinak detektálása, és a robbanás tényének kommunikációja a tudományos közösség felé. Az SN1987A példáján láthattuk, hogy a Super-Kamiokande a robbanás elektromágneses spektrumban való megjelenése előtt egy nappal már észlelte a robbanásból származó sztelláris neutrínókat. Az SNEWS a várakozások szerint lehetővé teszi a szupernóvák teljes, többcsatornás megfigyelését az elektromágneses spektrumban, gravitációs hullámok és neutrínók formájában. A hálózat résztvevői jelenleg: Super-Kamiokande, IceCube, KM3NeT, KamLAND, SNO+, NOvA, HALO.

A jelenleg kivitelezés alatt álló TRopIcal DEep-sea Neutrino Telescope (TRIDENT) projekt a Dél-kínai-tenger kb. 8 km^3-ét használja majd detektoranyagként, Cserenkov-módszerrel azonosítva a nagy energiájú neutrínókat [39]. A tervek szerint 20 000 digitális optikai modul alkotja majd a szenzormátrixot, mintegy 1000 füzéren egyenlőtlen módon elosztva. A jelenlegi tervek szerint az adatgyűjtés 2030-ban kezdődhet. A jelenleg előkészítési fázisban lévő Giant Liquid Argon Charge Imaging ExpeRiment (GLACIER), 100 kilotonnás föld alatti neutrínóteleszkóp a tervek szerint a néhány 10 keV és néhány 10 GeV közötti tartományban lesz érzékeny, célja a sztelláris neutrínók detektálása lesz.

Ezek és a korábban már említett IceCube-Gen2, valamint a KM3NeT neutrínódetektorok jövőbeli működése nyomán jó néhány, a neutrínócsillagászathoz és asztro-részecskefizikához köthető felfedezés várható. A jelen sorok szerzője szubjektív módon ezek közül a legjobban a pontforrások neutrínóspektrumának mérését, az összeolvadó szupernagy tömegű feketelyuk-kettősök többcsatornás jelének szimultán detektálását az IceCube

Gen-2-vel és a tervezett LISA gravitációshullám-detektorral, valamint egy nagy energiájú tau-neutrínó első igazolt detektálását várja.

A neutrínócsillagászat a 20. században született, fiatal megfigyelési tudományág. A nagy energiájú neutrínók fluxusának első tudományos bizonyítéka a közelmúltból, 2013-ból származik. Habár azóta nagy áttörések születtek, biztosak lehetünk abban, hogy még számos neutrínócsillagászati és asztro-részecskefizikai felfedezés tanúi lehetünk, ami igazán izgalmassá teszi eme tudományágat és annak művelését.

Jegyzetek

[1] https://fizikaiszemle.elft.hu/archivum/2020
[2] https://www.pp.rhul.ac.uk/~ptd/TEACHING/PH2510/pauli-letter.html
[3] https://baikalgvd.jinr.ru/
[4] https://icecube.wisc.edu
[5] Kun E.: Kozmikus neutrínók égen és Földön. Fizikai Szemle, 2020/11, 370–375. https://fizikaiszemle.elft.hu/szemle/tartalom/86
[6] https://www.km3net.org
[7] https://www.globalneutrinonetwork.org/
[8] https://snews2.org/

Irodalom

1. Hess V. F.: Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. Phys. Z., 13 (1912) 1084.
2. Cowan C. L. et al.: Detection of the Free Neutrino: a Confirmation. Science, 124 (1956) 103.
3. Danby G. et al.: Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. Phys. Rev. Lett., 9 (1962) 36.
4. Reines F. et al.: Evidence for high-energy cosmic-ray neutrino interactions. Phys. Rev. L., 15 (1965) 429.
5. Achar C. V. et al.: Detection of muons produced by cosmic ray neutrinos deep underground. Physics Letters, 18 (1965) 196.
6. Davis R., Harmer D. S., Hoffman K. C.: Search for neutrinos from the Sun. Physics Letters, 20 (1968) 1025.
7. Bahcall J. N., Davis R.: Solar neutrinos: A scientific puzzle. Science, 191 (1976) 264.
8. Nakahata M. et al,: Atmospheric neutrino background and pion nuclear effect for KAMIOKA nucleon decay experiment. Journal of the Physical Society of Japan, 55 (1986) 3786.
9. Ahmad Q. R. et al.: Measurement of the rate of e + d –> p + p + e– interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett., 87 (2001) 071301.
10. Sinclair D. et al.: IMB detector: The first 30-days. Proceedings, Science Underground, (1982) 138.
11. Beresinsky V. S., Zatsepin G. T.: Cosmic rays at ultra high energies (neutrino?). Phys. Lett. B., 28 (1969) 423.
12. Greisen K.: End to the cosmic-ray spectrum? Phys. Rev. L., 16 (1966) 748.
13. Zatsepin G. T., Kuz'min V. A.: Upper limit of the spectrum of cosmic rays. ZhETF Pisma Redaktsiiu, 4 (1966) 114.
14. Markow M. A.: On high-energy neutrino physics. Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High-Energy Physics, (1960) 578.
15. Andrés E. et al.: Observation of high-energy neutrinos using Cherenkov detectors embedded deep in Antarctic ice. Nature, 410 (2001) 441.
16. IceCube Kollaboráció: Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector. Science, 342 (2013) 196.
17. IceCube Kollaboráció: Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of IceCube data. Phys. Rev. Lett., 113 (2014) 101101.
18. IceCube, Fermi-LAT, MAGIC, AGILE, ASAS-SN, HAWC, H.E.S.S, INTEGRAL, Kanata, Kiso, Kapteyn, Liverpool telescope, Subaru, Swift/NuSTAR, VERITAS, and VLA/17B-403 teams: Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A. Science, 361 (2018) eaat1378.13
19. IceCube Kollaboráció: Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert. Science, 361 (2018) 147.
20. IceCube Kollaboráció: Detection of a particle shower at the Glashow resonance with IceCube. Science, 591 (2021) 2020.
21. IceCube Kollaboráció: Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068. Science, 378 (2022) 538.
22. IceCube Kollaboráció: Observation of high-energy neutrinos fromthe Galactic plane. Science, 380 (2023) 1338.
23. Kirsten T.: Retrospect of GALLEX/GNO. Journal of Physics Conference Series, 120 (2208) 052013.
24. Abdurashitov N. J. et al.: The Russian-American Gallium Experiment (SAGE) Cr neutrino source measurement. Phys. Rev. L., 77 (1996) 4708.
25. ARA Kollaboráció: Design and initial performance of the Askaryan Radio Array prototype EeV neutrino detector at the South Pole. Astroparticle Physics, 35 (2012) 457.
26. ARA Kollaboráció: Performance of two Askaryan Radio Array stations and first results in the search for ultrahigh energy neutrinos. Phys. Rev. D., 93 (2016) 082003.
27. Kotzer P.: DUMAND-75. Proc. 1975 Summer DUMAND Study, Western Washington State College, Bellingham, WA (1976).
28. DUMAND Kollaboráció: DUMAND II: Proposal to construct a deep-ocean laboratory for the study of high energy neutrino astrophysics and particle physics. Tech. Rep. HDC-2-88, Hawaii DUMAND Center, University of Hawaii (1988).
29. ANTARES Kollaboráció: ANTARES: The first undersea neutrino telescope. Nucl. Inst. Meth. A, 656 (2011) 11.
30. NESTOR Kollaboráció: NESTOR: A neutrino particle astrophysics under-water laboratory for the Mediterranean. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 35 (1994) 294.
31. NEMO Kollaboráció: Recent results and perspectives of the NEMO project. Nucl. Inst. Meth., 602 (2009) 47.
32. Baikal Kollaboráció: Progress Report on Lake Baikal Neutrino experiment: site studies and stationary string. Proc. XI. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics Nordkirchen, Germany (1984) 550.
33. Baikal Kollaboráció: Reconstruction of atmospheric neutrinos with the Baikal neutrino telescope NT-96. Astropart. Phys., 12 (1999) 75.
34. Baikal Kollaboráció: Diffuse neutrino flux measurements with the Baikal-GVD neutrino telescope. Phys. Rev. D, 107 (2023) 042 005.
35. Halzen F.: The case for a kilometer-scale high energy neutrino detector. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 38 (1995) 472.
36. Katz U. F.: KM3NeT: Towards a km3 Mediterranean neutrino telescope. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 567 (2006) 457.
37. Adrián-Martínez S. et al.: Letter of intent for KM3NeT 2.0. Journal of Physics G Nuclear Physics, 43 (2016) 084001.
38. Kharusi S. A. et al.: SNEWS 2.0: a next-generation supernova early warning system for multimessenger astronomy. New J. Phys., 23 (2021) 031201.14
39. Ye Z. P. et al.: Amulti-cubic-kilometre neutrino telescope in the western Pacific Ocean. Nature Astronomy, 7 (2023) 1497.

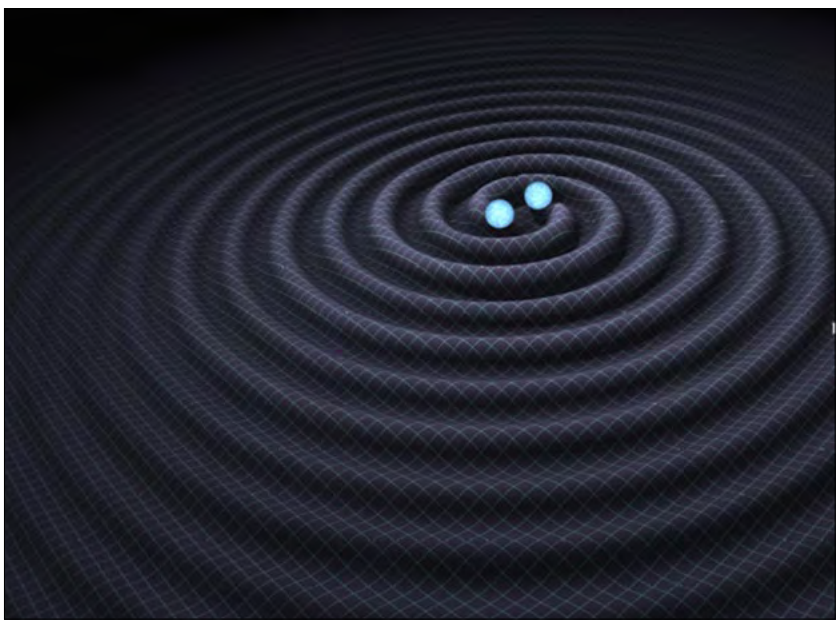
fizikaiszemle.elft.hu

A honlapon megtalálhatja régebbi és új lapszámainkat, valamint számos mellékletet!

GRAVITÁCIÓS HULLÁMOK TÖBB FREKVENCIÁN

Dálya Gergely
CNES Research Fellow, 31400 Toulouse, Franciaország
E-mail: gergely.dalya@l2it.in2p3.fr

A gravitációs hullámok 2015-ös első közvetlen megfigyelését követően egyre több ilyen észlelés történt, így a kezdeti felfedezések korából mostanában léptünk át a gravitációshullám-asztrofizika korszakába. Most már nemcsak érdekességként vagy egy újabb kipipált felfedezésként tekintünk a téridő rezgéseire, hanem elkezdtük azokat az asztrofizika szolgálatába állítani, hiszen egészen új információkat nyújthatnak számos komoly asztrofizikai probléma megoldásához. Az új korszak beállta azonban nem jelenti azt, hogy már híján lennénk az új, szenzációs felfedezéseknek...



1. ábra. Két egymás körül keringő nagy tömegű test (például két neutroncsillag) által keltett gravitációs hullámok (*Forrás:* R. Hurt, Caltech-JPL)

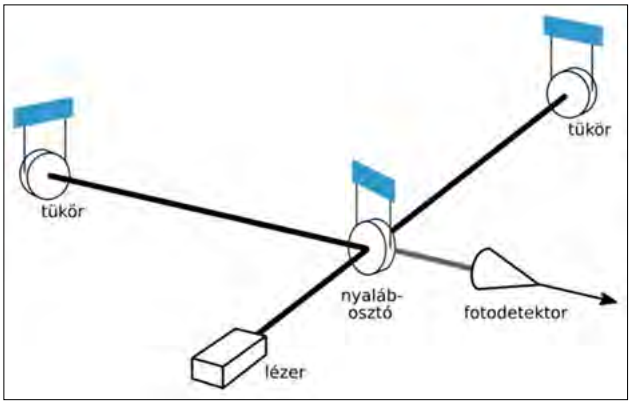
Hogyan észleljünk gravitációs hullámot?

A gravitációs hullámok a téridő rezgései. Albert Einstein általános relativitáselmélete a gravitációt nem önálló erőtérként írja le, hanem a téridő görbületének következményeként. A különböző makroszkopikus testek, mint a Nap vagy a Föld, tömegükkel meggörbítik maguk körül a téridőt. Így a Föld a Nap által meggörbített téridőben mozog, és ez a görbület kényszeríti bolygónkat egy egyenes vonalú egyenletes mozgás helyett közel körpályára központi csillagunk körül.

Mi történik akkor, ha két nagy tömegű égitest, mondjuk, két fekete lyuk vagy két neutroncsillag kering egymás körül? Az égitestek külön-külön meggörbítik a maguk körül található téridőt, azonban ahogy keringenek, a téridő görbülete mindenhol folyamatosan változni fog. A görbületnek ez a folyamatos váltakozása nemcsak a két fekete lyuk közelében lesz megfigyelhető, hanem hullámszerűen egyre távolabb jut a forrástól, hasonlóképpen, mint amikor egy kavicsot dobunk a vízbe *(1. ábra)*. A gravitációs hullámok fénysebességgel terjednek, és gyakorlatilag akadálytalanul át is hatolnak mindenen. Így lehet az, hogy millió fényévekre lévő források gravitációs hullámainak észlelésére vagyunk képesek. Ahogy azonban más hullámok, a gravitációs hullámok is mutatnak tipikus hullámjelenségeket. A lencsehatás például ahhoz vezethet, hogy az égbolt ugyanazon területéről egy kis időkéséssel több, nagyon hasonló hullámot detektálunk. A lencse ebben az esetben egy, a forrás és a megfigyelő között elhelyezkedő, hatalmas tömegű galaxis.

A gravitációs hullámok észlelése azon alapul, hogy egy ilyen hullám a haladási irányára merőlegesen periodikusan összehúzza, majd megnyújtja a téridőt, és így az abban lévő testeket is. Ha tehát leteszünk, mondjuk, két követ a földre, akkor egy áthaladó gravitációs hullám hatására azok távolsága periodikusan változni fog. Ennek a távolságnak a folyamatos mérésével tehát meghatározhatnánk, hogy mikor és pontosan milyen hullám haladt át a kövek között. Ez azonban nem egyszerű feladat: képzeljük el, hogy egy méterrudat teszünk a kövek mellé, hogy azon olvassuk le a távolságukat! A probléma ezzel az, hogy nemcsak a kövek közötti távolság, hanem a méterrúd is össze fog menni, majd meg fog nyúlni, ahogy a hullám áthalad a rendszeren, így pedig semmilyen változást nem tudunk kimérni. Szükségünk van tehát egy olyan ,,méterrúdra'', amelyet nem fog ilyen módon befolyásolni a hullám.

Dálya Gergely asztrofizikus, a Francia Űrügynökség kutatója a toulouse-i Laboratoire des 2 Infinis-ben. 2021-ben doktorált az ELTE-n Raffai Péter témavezetésével, majd két évig posztdoktori kutatóként a Genti Egyetemen (Belgium) dolgozott. Kutatási területe a gravitációs hullámok forrásainak lokalizációja és azok kozmológiai alkalmazása. A LIGO–Virgo–KAGRA kollaboráció Galaxy Catalogues & Electromagnetic Synergies munkacsoportjának vezetője, az Einstein Telescope és a LISA Consortium tagja.



2. ábra. Egy interferométer leegyszerűsített, sematikus rajza

A megoldást a fény használata jelenti. Helyettesítsük most a köveket két tükörrel, ezek között pedig pattogjon oda-vissza egy lézersugár! Egy gravitációs hullám áthaladásakor a tükrök kissé közelebb kerülnek egymáshoz, a fény sebességét viszont nem befolyásolja a hullám, így az a rövidebb távolságot kevesebb idő alatt teszi meg. A következő pillanatban a tükrök távolabb kerülnek egymástól, így a fénynek több időre lesz szüksége a kettő közötti távolság megtételéhez *(2. ábra)*. A távolságmérést tehát ilyen módon visszavezethetjük időmérésre.

A valóságban ennél kissé bonyolultabb berendezésre van szükségünk, hiszen a gravitációs hullámok hatása egészen csekély. Egy átlagos gravitációs hullám hatására például a Nap–Föld-távolság mindössze egy hajszál vastagságával változik meg! Amikor több mint száz évvel ezelőtt Einstein megjósolta a gravitációs hullámok létezését, még ő is szkeptikus volt azzal kapcsolatban, hogy valaha ki tudjuk-e mutatni az általuk okozott rendkívül csekély hatást; azóta azonban számos fantasztikus mérnöki fejlesztésnek köszönhetően képesek vagyunk ennyire érzékeny műszerek építésére. Az észleléshez hatalmas interferométereket használunk, amelyek a következőképpen működnek. Egy lézersugarat egy nyalábosztó segítségével kettéosztunk, és a két sugarat egymásra merőleges, hosszú vákuumcsövekbe vezetjük. Ezek a csövek a műszer karjai, és a végükön található tükörről visszaverődnek a lézersugarak. Ezek után a nyalábosztónál újraegyesülnek, mégpedig úgy, hogy ha a két kar hossza pontosan megegyezik, akkor kioltsák egymást. Ha az egyik kar kissé megnyúlik a másikhoz képest, a sugarak nem pontosan ellentétes fázisban találkoznak, így nem lesz tökéletes a kioltás, hanem egy kis fény jut a közelben elhelyezett detektorra. Minél nagyobb a karok hosszának egymáshoz viszonyított megváltozása, annál több fényt érzékelünk, így a fény változásából meghatározható a gravitációs hullám amplitúdója és frekvenciája is. Ezekből az adatokból pedig a hullámot kibocsátó rendszer fizikai tulajdonságaira lehet következtetni. Ha például egy összeolvadó feketelyuk-kettős bocsátotta ki a hullámokat, akkor meghatározhatjuk a két fekete lyuk tömegét és a rendszer tőlünk vett távolságát, de következtethetünk a fekete lyukak forgási sebességére is.

Az, hogy egy test mennyire nyúlik meg a rajta áthaladó gravitációs hullám hatására, attól függ, hogy mekkora a test kiterjedése. Ennek megfelelően minél hosszabb karokkal építjük meg az interferométert, annál érzékenyebb lesz, vagyis annál több gravitációs hullámot lesz képes kimutatni. Jelenleg a legnagyobb interferométerek, az amerikai LIGO (Laser Interferometer

3. ábra. A szerző a LIGO Livingston detektornál, Louisianában

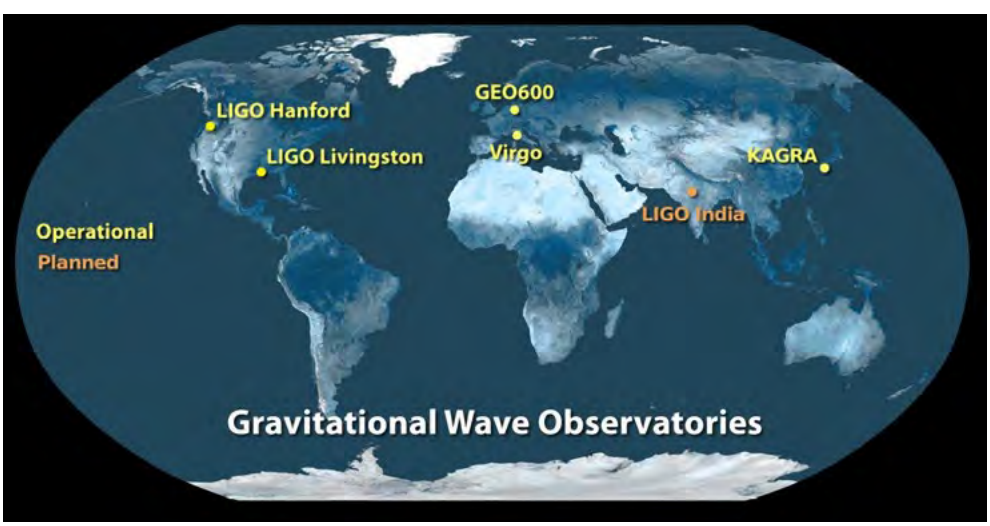
Gravitational-Wave Observatory) műszerei az Amerikai Egyesült Államok két egymástól távoli pontján, Louisiana és Washington államokban megépített obszervatóriumokban vannak, és 4 km-es karhosszal mérnek *(3. ábra)*. Ennél kicsit kisebb az olasz Virgo és a japán KAGRA detektor, amelyek karhossza 3 km *(4. ábra)*. Több szempontból is nagyon hasznos az, hogy számos ilyen eszköz működik világszerte. Egyrészt, egyetlen detektor esetén nem lehetünk teljesen biztosak benne, hogy egy adott jelet valóban gravitációs hullám okozott. Ennek oka az, hogy a rendkívül érzékeny műszerben nemcsak a gravitációs, hanem másmilyen hullámok is képesek jelet okozni: egy, akár a Föld átellenes pontján történő földrengés hullámai vagy éppen egy, a közelben elhaladó vonat által keltett rezgések is hamis jeleket keltenek. Ha azonban egy kis késéssel nagyon hasonló jelet találunk több, egymástól távoli detektorban is, akkor jó eséllyel kozmikus eredetű jelről van szó.

A több detektor használatának másik előnye a forrás pozíciójának meghatározásában rejlik. Mivel a gravitációs hullám akadálytalanul áthatol a Földön, ha csak egy detektorunk van, akkor a hullám irányáról semmit nem tudunk mondani, bármilyen irányból elérhette a műszert. Ha két detektorunk van, akkor kihasználhatjuk azt, hogy a gravitációs hullámok fénysebességgel terjednek, így a két detektorral történő észlelés idejének különbségéből már valamit mondhatunk a forrás égi helyzetéről. Ez azonban még mindig nagyon pontatlan lesz; ahhoz, hogy néhány tíz négyzetfok pontossággal meghatározhassuk a forrás helyét, legalább három detektor együttes észlelésére van szükség.

Mit találtunk eddig?

A LIGO detektorok folyamatos fejlesztéseiket követően 2015-ben érték el azt az érzékenységet, hogy képesek voltak először detektálni egy gravitációs hullámot. A hullám forrása két, a Napnál 29-szer, illetve 36-szor nagyobb tömegű fekete lyuk volt, amelyek 1 milliárd fényév távolságban olvadtak össze egymással. Ez a korszakalkotó felfedezés fizikai Nobel-díjat ért a detektorokat üzemeltető nemzetközi kollaboráció három vezető kutatójának, és megnyitotta az utat számos további észlelés előtt. A LIGO detektorai előre meghatározott, néhány hónapos vagy éves megfigyelési időszakokban működnek, amelyeket hosszabb szünetek szakítanak meg. E szünetekben van lehetőség az egyes komponensek, például a tükrök vagy a lézer kicserélésére, hogy tovább növeljék a rendszer érzékenységét. Az így továbbfejlesztett detektorok pedig minden újraindítást követően egyre gyorsabb ütemben észlelik az újabb gravitációs hullámokat: az első megfigyelési időszakban 3, a másodikban 8, a harmadikban pedig 79 észlelés történt. 2020 márciusában a COVID-járvány miatt a tervezettnél korábban véget vetettek a harmadik megfigyelési időszaknak, amelyet egy több mint hároméves szünet követett, és csak 2023 májusában indultak újra a megfigyelések.

A LIGO, a Virgo és a KAGRA detektorok egy nagy nemzetközi együttműködés keretében üzemelnek, amelyben a világ minden táján dolgozó több ezer kutató osztja meg egymással az adatokat és az azok elemzéséhez szükséges eszközöket. Nagyon fontos a különböző kutatócsoportok munkája közötti koordináció, hiszen a hullámok detektálása és azok felhasználása különböző asztrofizikai kérdések megválaszolására hatalmas munka, amelyet csak a csoportokon és országhatárokon átívelő együttműködések révén valósíthatunk meg. A Virgo detektor 2017-ben észlelt először gravitációs hullámokat, ezt követően pedig számos további, a két LIGO detektorral közös felfedezése volt. Sajnos a legújabb, negyedik megfigyelési időszak előtt komoly műszaki problémák merültek fel az olasz detektornál, így a megfigyelési időszak első felében nem tudott adatokat gyűjteni. A KAGRA a detektorok közül a legújabb, és még nem érte el a LIGO és a Virgo érzékenységét. A japánok azonban két fontos újí-



4. ábra. A jelenleg is működőképes (sárga), valamint a közeljövőben megépíteni tervezett (narancssárga) gravitációshullám-detektorok (*Forrás:* Caltech/MIT/LIGO Lab)

tást vezetnek be a detektorok technológiájába: egyrészt a KAGRA a föld alatt, egy régi bányában található, ami csökkenti a műszert érő zajhatásokat. Másrészt, a detektor tükreit 0 K közelébe hűtik le. Ezzel kiküszöbölik a tükör részecskéinek hőmozgásából adódó zajhatást is.

A nemzetközi detektorhálózat által talált gravitációs hullámok mindegyike kompakt csillagmaradványok (fekete lyukak vagy neutroncsillagok) egymás körüli keringéséből és összeolvadásból származik. Amikor két fekete lyuk vagy neutroncsillag kering egymás körül, gravitációs hullámokat bocsátanak ki. Ezek energiát visznek el a rendszerből, aminek következtében a két égitest pályasugara folyamatosan csökken, vagyis elkezdenek egymás felé spirálozni. Minél közelebb kerülnek, annál intenzívebb lesz a gravitációshullám-kisugárzás, egészen addig, amíg össze nem ütköznek. Két fekete lyuk összeütközése egy nagyobb tömegű fekete lyukat eredményez, aminek az alakja azonban kezdetben aszimmetrikus; amíg ez egy szimmetrikus állapotba rendeződik, nagyon gyenge gravitációs hullámokat bocsát ki, amit utócsengésnek hívunk. Két neutroncsillag összeolvadásából egy nagyobb neutroncsillag vagy egy fekete lyuk alakulhat ki, esetleg egy olyan egzotikus objektum, amit még nem ismerünk. A LIGO felfedezései ebből a szempontból kulcsfontosságúak. A más módszerekkel felfedezett neutroncsillagok túlnyomó többsége két naptömegnél kisebb tömegű, míg a fekete lyukak jellemzően öt naptömegnél nagyobb tömegűek. A 2–5 naptömeg közötti tartományt így „tömegrésnek" is hívták a fizikusok, hiszen nemigen ismertünk ilyen tömegű égitesteket. A gravitációshullám-megfigyelések segítségével azonban egyre több objektumot fedezünk fel ebben a tömegtartományban is. Nem tudjuk azonban, hogy ezek nagy tömegű neutroncsillagok, kis tömegű fekete lyukak vagy valamilyen érdekes új csillagászati objektumok. E kérdés megválaszolása az utócsengés detektálásával lenne lehetséges, ehhez azonban a következő generációs gravitációshullám-detektorokra lesz szükség – mint a tervezett európai Einstein Telescope vagy az amerikai Cosmic Explorer.

Forrástípusok

Annak ellenére, hogy eddig minden, általunk észlelt gravitációs hullám kompakt kettősök összeolvadásából származott, számos más forrásból is várunk gravitációs hullámokat. Az egyik ilyen forrás a szupernóva-robbanás. Amikor egy nagy tömegű csillag az élete végén szupernóvaként felrobban, a kilökődő anyag nem teljesen szimmetrikusan hagyja el a csillagot. Ez az aszimmetria azt okozza, hogy gravitációs hullámok is keletkeznek, a szupernóva-robbanás hatalmas energiája miatt pedig ezek általunk is észlelhetőek lehetnek. A különböző fizikai modellek nagyon eltérő jóslatokat adnak a szupernóvák gravitációs hullámainak erősségéről, de jelenleg úgy gondoljuk, hogy akkor tudna a LIGO-Virgo-KAGRA hálózat ilyen jeleket észlelni, ha vagy a Tejútrendszerben, vagy valamelyik szomszédos galaxisban történne a robbanás.

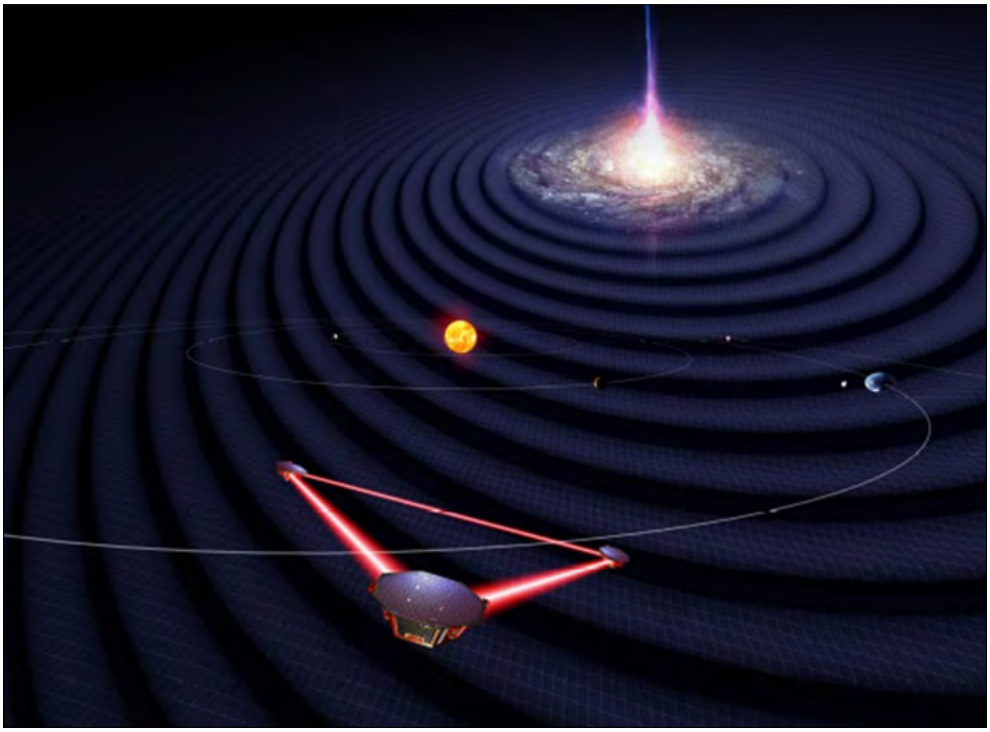
Egy másik lehetséges forrás egy olyan, gyorsan forgó neutroncsillag, amely nem teljesen szimmetrikus. Képzeljük el azt, hogy egy neutroncsillag egyenlítőjén egy hegy csúcsosodik ki. Ahogy forog a neutroncsillag, ez az aszimmetria folyamatosan gravitációs hullámok kibocsátásával járna. Az ilyen, folyamatos jelnek az az előnye, hogy még ha önmagában nagyon gyenge is, éveken-évtizedeken keresztül észlelve előbb-utóbb detektálhatóvá válik. A jeleknek ez a tulajdonsága pedig azt jelenti, hogy még az a tény, hogy eddig nem észleltünk folyamatos gravitációshullám-jeleket, is fontos fizikai jelentőséggel bír. A néhány legközelebbi neutroncsillag jelét folyamatosan figyelemmel kísérjük, így egyre szűkebb korlátokat adhatunk arra, hogy mekkora is lehet a legnagyobb hegy ezeken az égitesteken. A jelenlegi mérések alapján ez a korlát csupán néhány milliméter!

Ezek azonban csak azok a forrástípusok, amelyeknek a fizikáját elég jól ismerjük. Ahogy a múltban az új típusú csillagászati műszerek, például a rádióteleszkópok alkalmazásával rendre együtt járt új típusú objektumok, például a kvazárok felfedezése, a gravitációs hullámok kapcsán is reménykedhetünk ebben. Mivel ezeket az elektromágneses hullámokhoz képest egészen más tulajdonságok jellemzik, olyan égitesteket is felfedezhetünk, amiket a csillagászat klasszikus módszereivel képtelenek lennénk.

Új frekvenciákon

Ahogy az elektromágneses hullámok különböző tartományaiban is más-más csillagászati objektumokat figyelhetünk meg, igaz ez a gravitációs hullámokra is. A korábban említett forrástípusok mind a LIGO-Virgo-KAGRA detektorok által érzékelhető, kb. 10 és 1000 Hz közötti frekvenciatartományban sugároznak. Az, hogy egy ilyen lézerinterferométer milyen frekvenciájú hullámokra érzékeny, a karhosszától függ, így a következő évtized európai csúcsműszere, a 10 km-esre tervezett Einstein Telescope kissé alacsonyabb frekvenciákon, vagyis hosszabb hullámhosszakon lesz érzékeny. Ahhoz azonban, hogy lényegesen eltérő frekvenciatartományt vizsgáljunk, jóval nagyobb detektorokat kell építeni.

A Földön nagyon nehéz és költséges dolog lenne néhány kilométeresnél hosszabb vákuumcsöveket építeni, a világűrben azonban eleve majdnem vákuum van. Így nincs is szükség csövekre, csak három űrszondára, amelyek lézerimpulzusokat küldenek egymásnak, és ezek segítségével mérik a műholdakon elhelyezett kis aranykockák távolságának változását. Ez az Európai Űrügynökség (ESA) LISA (Laser Interferometer Space Antenna) nevű nagy projektjének alapötlete *(5. ábra)*. A LISA küldetés megvalósítását 2024 januárjában hagyta jóvá az ESA, miután a 2016-ban felbocsátott LISA Pathfinder műholdon sikeresen tesztelték a technológiát, és megbizonyo-



5. ábra. Fantáziakép a LISA detektorról (*Forrás:* University of Florida / Simon Barke)

sodtak arról, hogy képesek lesznek elérni a felfedezésekhez szükséges érzékenységet.

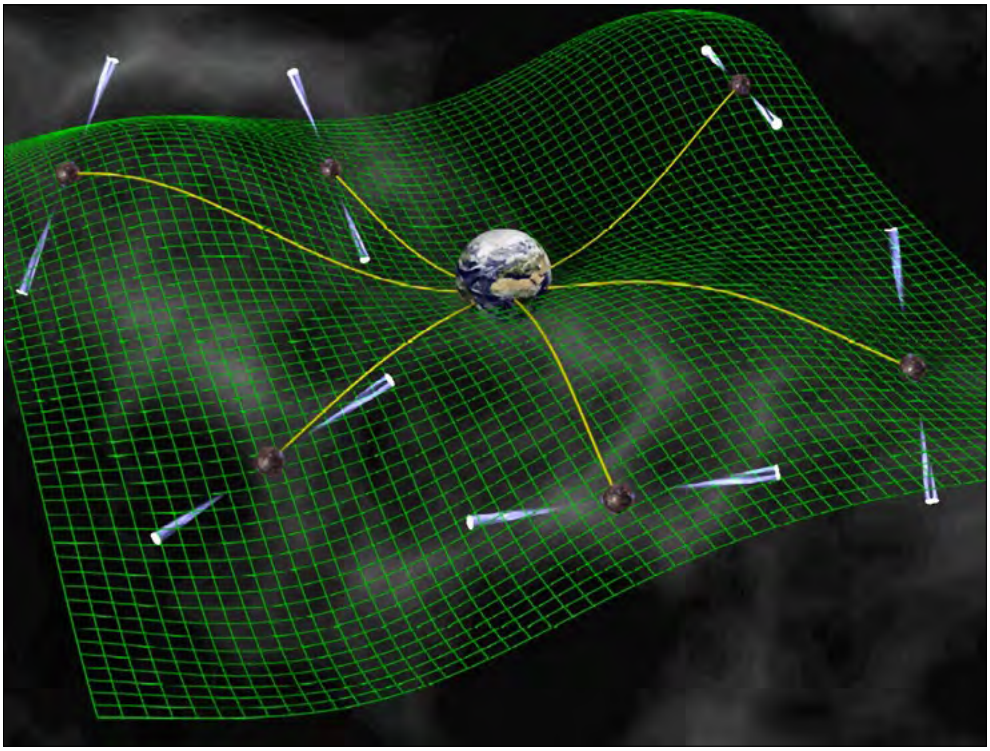
A LISA három űrszondáját a 2030-as évek második felében bocsáthatják fel. Az űreszközök egy 2,5 millió kilométeres oldalhosszúságú háromszöget fognak formázni, amely ezáltal egészen más frekvencián, a millihertzes tartományban lesz a legérzékenyebb. Ez azt jelenti, hogy a LIGO-hoz képest teljesen más források gravitációs hullámait lesz képes megfigyelni. Ilyen források lehetnek például az egymás körül keringő fehér törpék, a nagy, több millió naptömegű fekete lyukak egymás körüli keringése és összeolvadása, valamint az olyan események, amikor egy galaxis közepén elhelyezkedő ilyen nagy fekete lyuk körül egy kisebb, a Napnál csupán néhányszor nagyobb tömegű fekete lyuk kering.

Még ennél is alacsonyabb, nanohertzes frekvenciákon sugároznak az Univerzum legnagyobb, több milliárd naptömegű fekete lyukai, amikor egymás körül keringenek. Az ilyen jelek észleléséhez még sokkal nagyobb karhosszra lenne szükség, aminek a megvalósítása még komolyabb mérnöki kihívás. Szerencsére azonban a természet itt a segítségünkre sietett, és biztosít számunkra egy különleges gravitációshullám-detektort a gyorsan forgó neutroncsillagok, vagyis a pulzárok képében.

Ezek a jelentős mágneses térrel bíró, rendkívül sűrű csillagmaradványok a mágneses tengelyük mentén rádiósugárzást bocsátanak ki. A pulzár forgástengelye nem esik egybe a mágneses tengelyével, így ahogy körbeforog a neutroncsillag, a rádiósugárzás egy világítótorony fényéhez hasonlóan körbepásztázza az Univerzumot. Ha a Föld abban a sávban helyezkedik el, amelyen végigsöpör ez a sugárzás, akkor a földi rádiótávcsövek periodikus felvillanásokat fognak észlelni az égitestről. Ezek rövid, rendkívül szabályos időközönként ismétlődnek; azt is mondhatjuk, hogy a pulzárok az Univerzum legpontosabb órái. Amikor egy gravitációs hullám elhalad a pulzár és a Föld közötti térben, akkor a pulzár jele a szokásoshoz képest egy kicsit hamarabb vagy kicsit később fogja elérni a detektorunkat.

Számos más olyan hatás is van azonban, ami hasonló időeltolódást okozhat, így nem hagyatkozhatunk csupán egyetlen pulzár jeleinek a mérésére. Az észak-amerikai NANOGrav (North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves) például 68 pulzár jeleit gyűjtötte 15 éven keresztül, és ebből sikerült 2023-ban kimutatnia a gravitációs hullámok hatását. A pulzárok ilyen célra használt csoportját pulzáridőzítési hálózatnak nevezzük *(6. ábra)*. A NANOGrav adatsora nem egy-egy konkrét gravitációs hullám hatását mutatja ki, hanem az ún. gravitációshullám-hátteret. Ez azt jelenti, hogy soksok távoli feketelyuk-kettős mindegyike külön-külön gravitációs hullámokat bocsát ki, és mi ezek összességének a hatását észleljük. Ez olyan, mint amikor egy nagy teremben emberek beszélgetnek egymással. A terembe belépve nem halljuk külön-külön, hogy mit beszélnek egymással az egyes emberek, hanem csak egy alapzajt érzékelünk.

A gravitációshullám-háttér felfedezésének kulcsa az egyes pulzárok jeleiben való késések vagy sietések közötti korrelációk keresése. Ugyan az egyes pulzárok jeleit a gravitációs hullámokon kívül más hatások is befolyásol-



6. ábra. Művészi elképzelés egy gravitációshullám-észlelésre használt pulzáridőzítési hálózatról (*Forrás:* David J. Champion)

hatják, a hullámok jelenléte egy érdekes mintázatot alakít ki. Azt várjuk, hogy azok a pulzárok, amelyek az égbolton egymáshoz közel helyezkednek el, közel azonos fázisban kell, hogy változzanak, hiszen a hullám áthaladása hasonlóképpen változtatja meg a közöttünk lévő téridőt. Ezzel szemben az egymásra merőleges irányokban elhelyezkedő pulzárok jele ellentétesen kell, hogy változzon: ha az egyik irányban a pulzárok jelei kissé sietnek, akkor az arra merőleges irányban elhelyezkedő pulzárok jeleinek kissé késniük kell.

A nagy hatású felfedezést megerősíti az, hogy az amerikai kutatóktól függetlenül európai, kínai és ausztrál kutatócsoportok is megtalálták a gravitációshullám-háttér hatását a saját adataikban. A pulzárokkal történő gravitációshullám-mérések számos izgalmas felfedezéssel kecsegtetnek a jövőben. Ha ismét a korábban elképzelt teremre gondolunk, ahol emberek beszélgetnek, akkor elképzelhetjük, hogy az alapzajon túl a legközelebbi páros beszélgetését esetleg elég hangosan halljuk ahhoz, hogy megértsük azt. Ugyanígy képesek lehetünk egy-egy olyan gravitációshullám-jel egyedi észlelésére is, amelyet egy közeli, hatalmas tömegű feketelyuk-kettős bocsát ki. Az ilyen rendkívüli felfedezéseken túl pedig talán még izgalmasabb lehetőségekkel kecsegtet az, hogy az Univerzum legelső másodperceiben lezajlott egzotikus folyamatok is kelthettek olyan gravitációs hullámokat, amelyek a nanohertzes frekvenciatartományban észlelhetőek. Az Univerzumnak ezt a korai időszakát a hagyományos csillagászati módszerekkel nem tudjuk tanulmányozni, hiszen azokkal csak a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás létrejöttének idejéig tudunk visszanézni, amikor az Univerzum 380 ezer éves volt. A gravitációs hullámok segítségével azonban ennél korábbra is tekinthetünk, még jobban megismerve az Univerzum múltját és ezáltal annak jövőjét is.

A gravitációs hullámok kutatása tehát újabb izgalmas felfedezéssel kecsegtet a következő években-évtizedekben is. A rutinszerű gravitációshullám-észlelések mellett sikerült egy új frekvenciatartományon is megfigyelni azokat; az egyre újabb technológiai fejlesztések és az egyre pontosabb műszerek pedig az asztrofizika és a kozmológia legfontosabb kérdéseire adhatnak válaszokat.

Szerkesztőség: 1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III., Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682
A Társulat Internet honlapja http://fizikaiszemle.elft.hu, e-postacíme: elft@elft.hu
Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős kiadó Groma István főtitkár, felelős szerkesztő Iglói Ferenc főszerkesztő.
Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.
Nyomdai előkészítés: Hock Gábor. Nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.
Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.
Megjelenik havonta (nyáron dupla számmal), egyes szám ára: 1500,– Ft (dupla számé 3000,– Ft) + postaköltség.
HU ISSN 0015-3257 (nyomtatott) és **HU ISSN 1588-0540** (online)

AZ ELSŐ CSÖRPÖLT TÜKÖR MEGTERVEZÉSE ÉS ELKÉSZÍTÉSE BUDAPESTEN

Szipőcs Róbert
HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

A *Fizikai Szemle* Krausz Ferenc 2023-as fizikai Nobel-díjához kapcsolódó tematikus számában cikket írtam a kutató-fejlesztő munkáról, ami a Bécsi Műszaki Egyetemen a 90-es évek közepén folyt, benne arról a fejlesztésről, amit az MTA SZFKI Optikai Vékonyréteg-laboratóriumában végeztünk – többek között az általam megtervezett és Ferencz Kárpát kollégám által elkészített csörpölt tükrökhöz kapcsolódó tevékenységről [1].

Az idén januárban megjelent cikkemben a történet 1993. július elején (napra pontosan 1993. július 12-én) kezdődik, amikor egy osztrák–magyar TéT-együttműködés keretében kiutaztam Krausz Feriékhez a Bécsi Műszaki Egyetemre, hogy az általunk előző héten Budapesten megtervezett és elkészített („SOL_D3" jelzésű) csörpölttükör-mintákat először egy fehérfényű interferométerrel – Anton nevű ottani mérnökkollégám és Christian Spielmann segítségével – minősítsem, vagyis ellenőrizzem, hogy a tükrök mért diszperziós tulajdonságai megfelelnek-e az általam tervezett elméleti, a csoportkésleltetést a hullámhossz függvényében leíró függvénynek. További célunk volt, hogy a reményeink szerint széles, a 730–840 nm-es hullámhossztartományon közel állandó, GDD ~ –50 fs^2 csoportkésleltetés-diszperzióval (ang. *group delay dispersion*) rendelkező tükrök felhasználásával olyan Ti-zafír oszcillátorokat építsünk, amelyekben diszperziókompenzálásra kizárólag ezeket a speciális, kvadratikus fázistolással rendelkező lézertükröket használjuk a korábban használt prizmapárok helyett [2]. A most hivatkozott, *Optics Letters* folyóiratbeli cikk második ábráján szereplő másodrendű, interferometrikus autokorrelációs függvény, illetve lézerspektrum az első ilyen, kizárólag a fenti, még Budapesten megtervezett, „SOL_D3" jelzésű tükrökkel diszperziókompenzált Ti-zafír lézerre vonatkozik, ami az akkor elvégzett mérések szerint τ_{FWHM} ~ 14 fs-os lézerimpulzusokat állított elő már 1993 júliusában, augusztus 8-i hazautazásomat megelőzően.

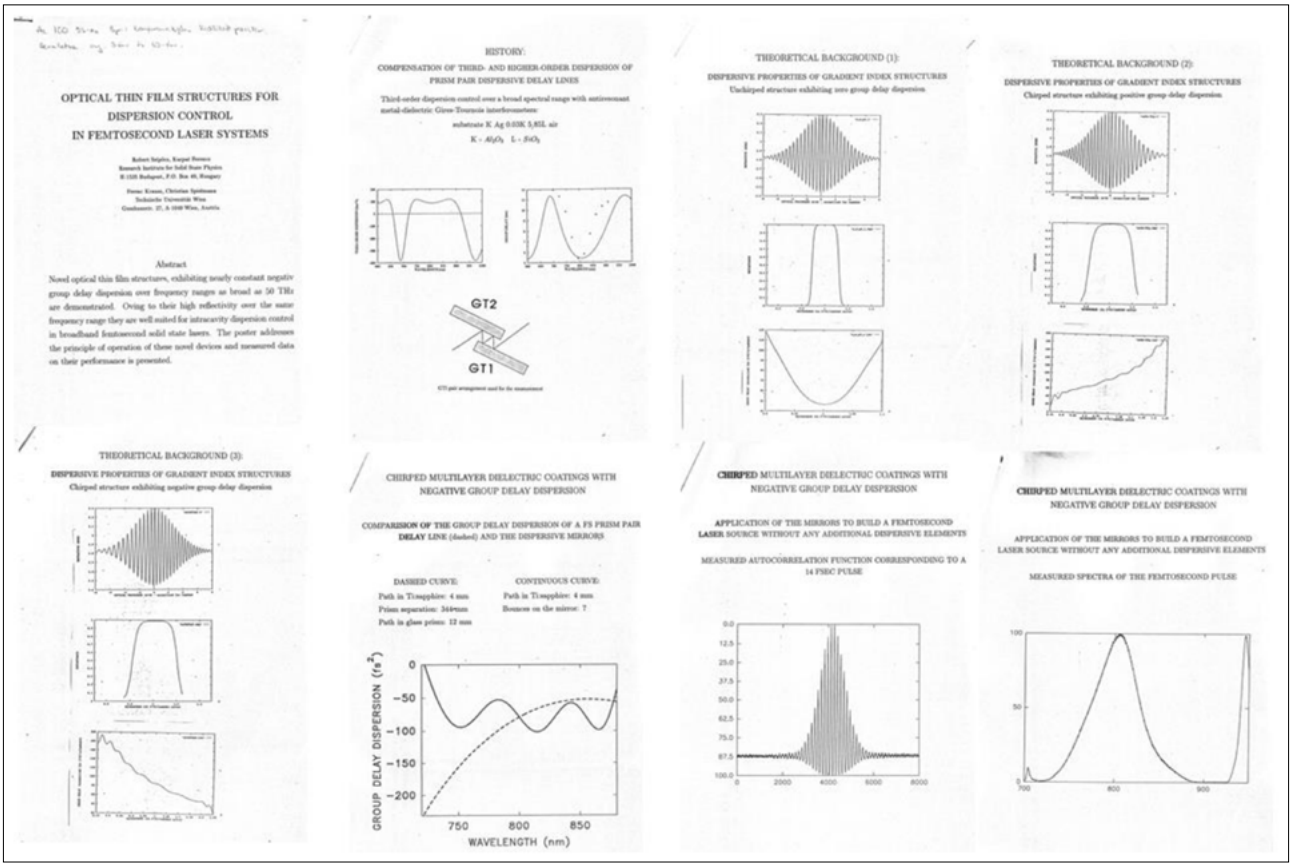
Az első tükörkompenzált (MDC) Ti-zafír lézeroszcillárral [2] elért eredményekről (illetve a korábban a gradiens törésmutatójú aperiodikus szerkezetű dielektrikumtükrökhöz kapcsolóló modelleredményeimről) már pár nappal hazaérkezésem után, az 1993. augusztus 9. és 13. között a Budapesti Kongresszusi Központban zajló, 16. ICO-kongresszuson beszámoltam egy poszter formájában [3], majd a poszterszekciót követően többek között olyan nemzetközi szaktekintélyekkel, mint Bor Zsolt professzorral (JATE Szeged, jelenleg SZTE) valamint Takayoshi Kobayashi professzorral sikerült a témáról egy kávé mellett beszélgetnünk. Zsolt – aki akkor már az MTA levelező tagja, a JATE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének vezetője volt – körülbelül a következő szavakkal hívott kávézni: „Gyere, Robi, üljünk le egy kicsit, hadd tanuljunk valamit!" Na – gondoltam – valami igen fontos dolgot csinálhattunk Ferivel, ha Zsolt ezzel a felütéssel invitál beszélgetni...

Fontos itt megjegyeznem, hogy a nyomtatásban megjelent, a konferencián a résztvevőknek a regisztrációkor kiosztott 16. ICO-kongresszusi kiadványban [3] a most említett eredmények értelemszerűen nem szerepeltek, hiszen az arra vonatkozó anyagokat már hónapokkal korábban le kellett adnunk. A kirakott poszter anyagát viszont, amit A4-es lapokra Krausz Ferivel még Bécsben, hazaindulásomat megelőzően nyomtattunk ki – egy, akkor nálunk még ritkaságszámba menő lézernyomtatóval –, azóta is őrzöm a jegyzeteim között *(1. ábra)*. Az eredeti kézirathoz tartozó anyag összesen egy oldalt tett ki ebből.

A 2023. decemberében megírt *Fizikai Szemle*-cikkem [1] januári megjelenését követően többekben merült fel – jogosan – az a kérdés, hogy hogyan jutottam el az első, szélessávú diszperziókompenzálásra kisérleti körülmények között is alkalmas (közel állandó negatív GDD-vel), illetve kis reflexiós veszteségekkel (R > 99,8%) rendelkező, „SOL_D3" jelzésű csörpölt tükrök megtervezéséig, illetve a Ferencz Kárpát által közel negyedhullámú TiO_2 és SiO_2 rétegekből történő megvalósításáig a kiutazásomat megelőző héten, Budapesten.

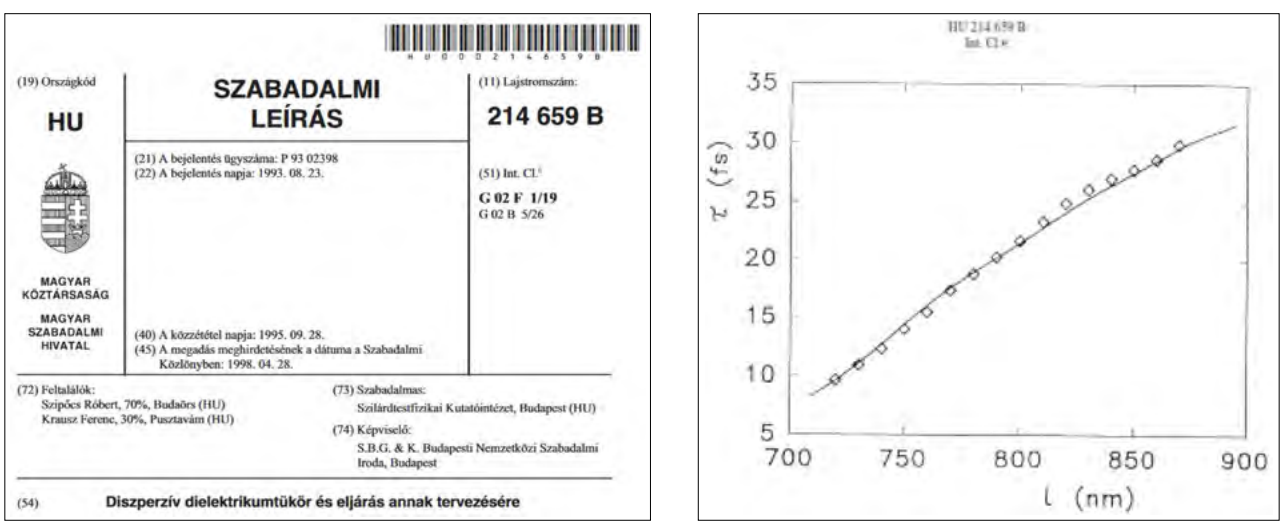
A témáról csak egy későbbi, 1997-ben az *Applied Physics B*-ben, Kőházi-Kis Ambrus kollégámmal megírt, meghívott cikkünkben, illetve a 2000-ben angol nyelven megírt PhD-disszertációmban [4] közöltem részleteket.

Szipőcs Róbert, PhD, okleveles villamosmérnök (BME, MSc), lézerfizikus (SZTE, PhD), a HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont tudományos főmunkatársa, az R&D Ultrafast Lasers Kft. ügyvezetője. A részben Krausz Ferenccel közösen, a femtoszekundumos lézertechnológia fejlesztése területén elért eredményeiért többek között Nemzetközi Gábor Dénes-díjat, Akadémiai Szabadalmi Nívódíjat, az ELFT Bródy Imre-díját és az MTA Fizikai Tudományok Osztálya Fizikai Díját kapta.



1. ábra. A 16. ICO-kongresszuson a Budapesti Kongresszusi Központban 1993. augusztus 10-én bemutatott poszterünk anyaga [3]. A második ábrán az eredetileg beküldött kézirathoz (GTI tükrök) tartozó illusztráció, a következő három ábrán – a még 1993 májusában Budapesten, az MTA SZFKI-ban egy IBM RISC 6000-es munkaállomáson elvégzett modellszámításaim eredményeit bemutató – a folyamatos törésmutató-profillal rendelkező dielektrikum-rétegszerkezetek számított reflexiós függvényei: intenzitásreflexió (R) és csoportkésleltetés (GD) a normalizált hullámszám ($2\pi/\lambda_0$) függvényében. Az utolsó három lapon a júliusban Bécsben kizárólag „SOL_D3" jelzésű csörpölt tükrök felhasználásával megépített Ti-zafír lézerre vonatkozó GDD-számítási eredmények összehasonlítva a korábban lézerben használt prizmás kompresszor diszperziós függvényével (szaggatott vonallal), valamint a lézer fényimpulzusaira vonatkozó mérési eredmények (másodrendű interferometrikus autokorrelációs függvény és mért spektrum) szerepeltek

Ennek oka nagyon prózai volt: az első csörpölt tükrök megtervezését egy több éves – általam még egyetemistaként 1986-ban egy Commodore 64-es gépen megkezdett – programfejlesztői munka és egy nagyjából egy évig tartó elméleti modellező és kisérleti munka előzte meg, és az ebből adódó helyzeti előnyünket, a „know how"-t nem



2. ábra. Az 1993. augusztus 23-án Krausz Ferenc feltalálótársammal Budapesten benyújtott, diszperziós (csörpölt) tükrökre vonatkozó szabadalmi bejelentésünk (bal oldalon) és az elsőbbségi okirathoz csatolt egyik jellemző ábra (jobb oldalon), ami a diszperzív tükör számított és mért csoportkésleltetését ábrázolja a hullámhossz függvényében

akartuk idő előtt a nagy nyilvánossággal megosztani, hanem Krausz Ferivel egymást segítve, 1993. augusztus 23-án közösen beadott magyar szabadalmi bejelentésünkre [5] is alapozva kamatoztatni.

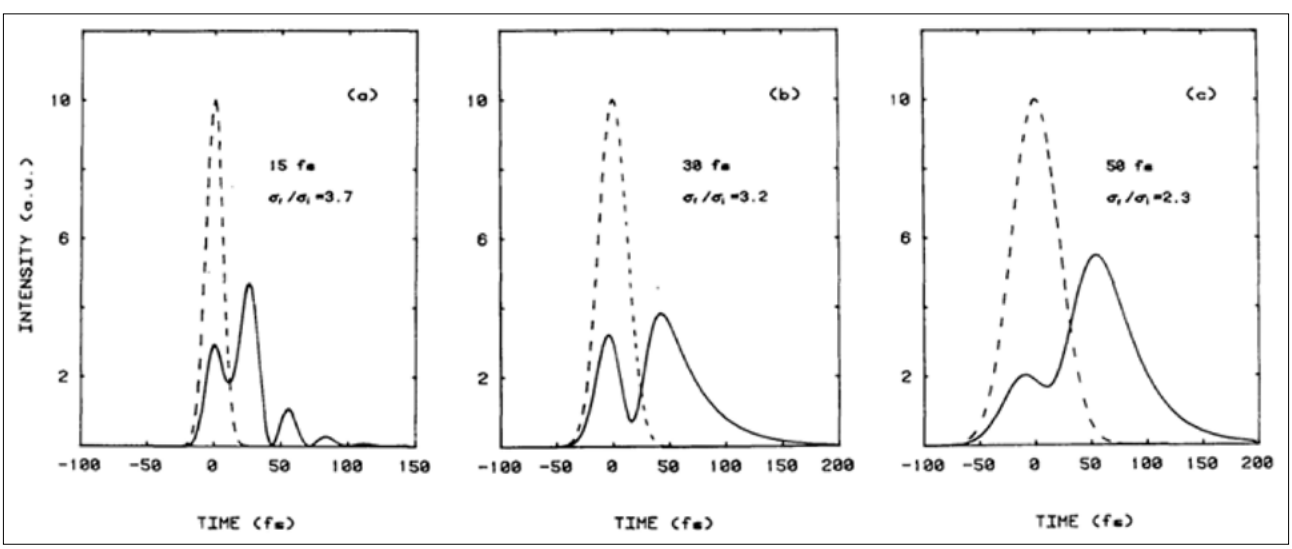
A jelen kézirat írása közben, 2024. április 25-én „Understanding phase properties of multilayer dielectric mirrors: a long but exciting road to the first chirped mirror design" címmel előadást tartottam az ELTE Ortvay Kollokviumának szervezésében, amelynek rövid írásos kivonatát olvashatják a következő oldalakon. Az előadás anyagát mindenki számára elérhetővé tettem pdf formában személyes honlapomon [6].

Áprilisi előadásom első részében a téma előzményeit, az akkoriban témában elérhető szakirodalmat mutattam be. Az 1993 előtt megépített, prizmapárt tartalmazó femtoszekundumos lézerrendszerekben [7] tipikusan negyedhullámú (ang. „quarter-wave", QW), váltakozó kis és nagy törésmutatójú rétegekből álló dielektrikumtükröket használtak, használtunk [8], mert ezek diszperziója megfelelően alacsony volt a nagy reflexiójú tartomány túlnyomó részén. A nagy reflexiójú (HR), valamint a nyitótükrök (OC) sávszélességét alapvetően a két használt optikai bevonat anyagának n_H/n_L törésmutató-hányadosa határozta meg, ami a TiO_2 (*H*) és SiO_2 (*L*) réteganyagok választása esetén tipikusan 200 nm sávszélességet jelentett a Ti-zafír lézer ~790 nm-es erősítési maximuma környékén. Megjegyezzük, hogy a rétegrendszerek leírásánál tipikusan *S* betűvel jelöljük a hordozót (ang. *substrate*), *A* betűvel a beeső oldali közeget, ami tipikusan levegő (ang. *air*), míg a nagy és kis törésmutatójú, negyedhullámú rétegeket *H* és *L* betűkkel jelöljük. A „negyedhullámú" megjelölés mindkét réteg esetében arra vonatkozik, hogy az adott réteg optikai vastagsága a λ_0 referencia-hullámhossz negyede, vagyis: $n_H \cdot d_H = n_L \cdot d_L = \lambda_0/4$.

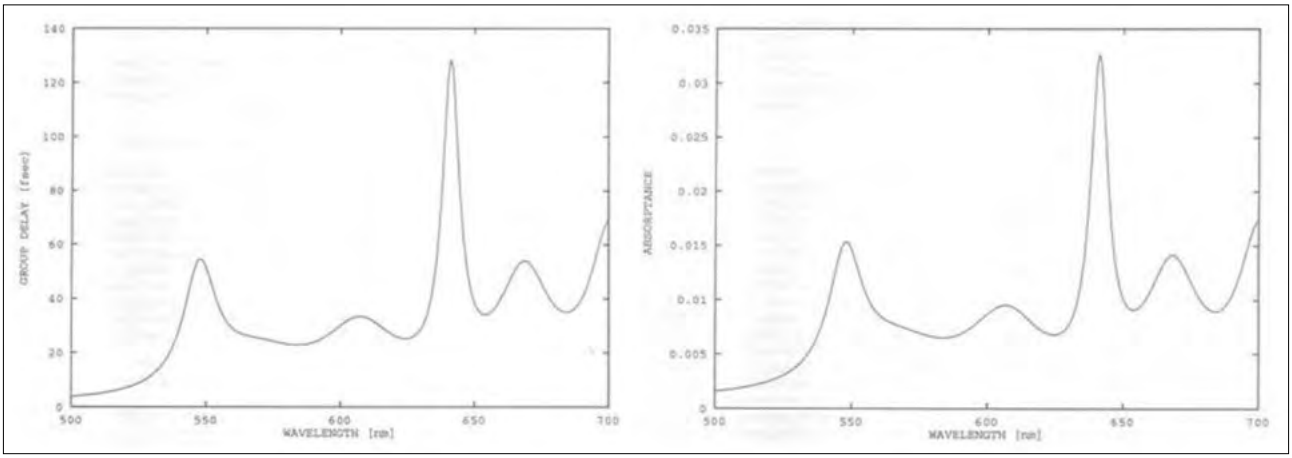
Már az első, femtoszekundumos festéklézerek megépítését követően felmerült az igény, hogy a negyedhullámú rétegekből álló dielektrikumtükrök sávszélességét – megfelelő tervezéssel – megnöveljék, hiszen mind az alkalmazott lézeraktív közegek sávszélessége, mind a különböző festékek egymástól eltérő, gyakorlatilag a teljes látható hullámhossz-tartományt lefedő emissziós spektruma ezt igényelte; arról már nem is beszélve, hogy már a nyolcvanas évek közepén sikerült az impulzusok kompressziójával a negyedhullámú tükrök sávszélességét bőven meghaladó, ~6 fs-os lézerimpulzusokat előállítani, amelyeket csak kis diszperziójú fémtükrökkel (pl. Ag) lehetett jelentős fázishibák nélkül a kisérletek, az impulzushosszmérések helyszínére továbbítani, ami a lézerimpulzusok energiájának néhány százalékos csökkenését eredményezte minden egyes visszaverődés után.

Ezen munkák közül mindenképpen kiemelendő Paolo Laporta and Vittorio Magni 1985-ös, az *Applied Optics*ben megjelent cikke [9], amelyben különböző szerkezetű, szélessávú dielektrikumtükrök fázistulajdonságait, valamint ezeknek a különböző hosszúságú (τ = 15 fs, 30 fs vagy 50 fs) lézerimpulzusok intenzitás-idő függvényeire gyakorolt hatását vizsgálták. A vizsgált szélessávú dielektrikumtükrök alapvetően három különböző szerkezettel rendelkeztek: a) úgynevezett „double-stack" szerkezettel, b) olyan aperiodikus szekezettel, amiben a rétegvastagságok geometriai sor, c) illetve számtani sorozat szerint változtak. Ezen túl a szerzők megvizsgálták mindhárom tükörszerkezet esetében azt a két esetet, amikor a rétegvastagságok a tükör felületéhez képest csökkentek, illetve növekedtek. Mind a hat említett esetben azt tapasztalták, hogy a rétegszerkezetek extrém meredek fázisfüggvényeket produkáltak bizonyos, a nagy reflexiójú tartományba eső hullámhosszakon, ahol a lézerimpulzusok is nagyon jelentős alakváltozást szenvedtek *(3. ábra)*.

A hivatkozott cikkben a különböző tükörszerkezetekre számított, komplex amplitúdóra vonatkozó reflexiók fázisfüggvényei szerepeltek, így azok a jelenséget



3. ábra. Különböző impulzushosszal rendelkező lézerimpulzusok (szaggatott vonal) alakváltozása (folytonos vonal) a szélessávú dielektrikumtükrökön történő visszaverődést követően azokon a hullámhosszakon, ahol a tükrök meredeken változó fázisfüggvénnyel rendelkeznek a nagy reflexiójú tartományban [9]



4. ábra. A Substrate / 0.6(H 2L H)^9 0.5(H 2L H)^9 0.42(H 2L H)^9 / Air szerkezetű, „multi-stack" tükörre számított $\tau(\lambda)$ csoportkésleltetés-, illetve *A(λ)* abszorpciós függvény [8]. Szembetűnő a két függvény alakjának egyezése, ami nagy segítséget nyújt a lézertükrök diszperziós tulajdonságainak megértésénél

magyarázó fizikai kép szempontjából nem túl sok információt közöltek. Azokat tehát most – az ELTE-n elhangzott előadásomtól eltérően – nem ismertetem. Az 1992-ben megírt, 1993-ban megjelent *Optical Engineering*-cikkünkből [8] viszont bemutatok két ábrát, ami segít a *3. ábrán* bemutatott jelenség megértésében, miszerint a lézertükrökben felépülő (Fabry–Perot-interferométerhez hasonló) rezonáns állóhullámú elektromágneses terek a fázisfüggvényre hatással vannak. Cikkünkben először is bemutattam egy, S 0.6(H2LH)^9 0.5(H2LH)^9 0.42(H2LH)^9 A „multi-stack" szerkezetű dielektrikum általam Triesztben lemért fázisfüggvényét, valamint számított $\tau(\lambda)$ csoportkésleltetés-, illetve *A(λ)* abszorpció-hullámhossz függvényeit *(4. ábra)*. Az ábrán jól látható, hogy a két függvény alakja – jó közelítéssel – megegyezik, amennyiben a rétegrendszerben fellépő, a komplex törésmutató-függvény ($\hat{n} = n - ik$) képzetes részével (k) jellemzett abszorpciós tényező ($\alpha = 2\pi/\lambda k$) közel állandó a vizsgált hullámhossz-tartományban, valamint ugyanott a tükörszerkezet nagy visszaverő-képességgel rendelkezik, azaz $R \sim 100\%$ [4].

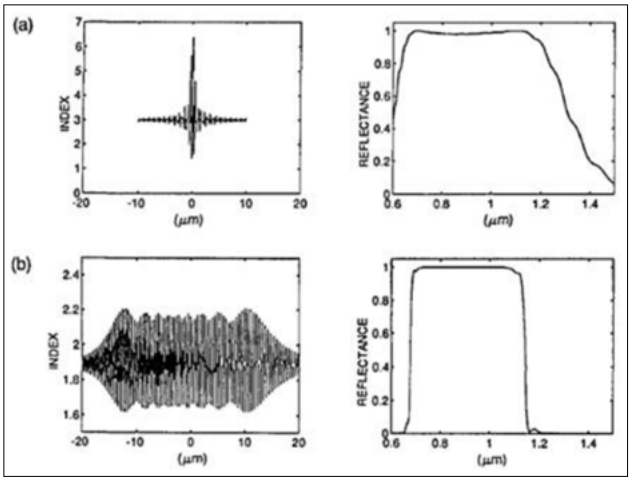
Ha a fényt (ami hullám és részecske is egyszerre) egy véges időtartamú, adott középfrekvenciával rendelkező hullámcsomagnak képzeljük, a *4. ábrát* a következőképpen értelmezhetjük: a) először is a különböző „színű" hullámcsomagok a mélyebben lévő negyedhullámú rétegszerkezetekről később érkeznek vissza, amit a hosszabb hullámhosszak felé átlagban növekvő csoportkésleltetési (és abszorpciós) értékek mutatnak, b) az így létrejövő, monoton növekvő csoportkésleltetés-függvényt kisebb-nagyobb rezonanciáktól származó, megnövekedett csoportkésleltetés-értékek tarkítanak. Ez utóbbit úgy képzelhetjük el, hogy amikor az adott hullámhosszon teljesül a rezonancia fázisfeltétele, vagyis amikor a hordozó-rétegrendszer, illetve rétegrendszer-levegő felületek között a fázistolás egy irányban π-nek az egész számú többszöröse, akkor a hullámcsomag a rezonancia mértékének megfelelően többször is körbefut a két felület között, mielőtt kilépne a tükörszerkezetből. Összefoglalva: *a lézertükrök diszperzióját alapvetően két fizikai jelenség, a hullámhossz-függő behatolási mélység, valamint a bizonyos hullámhosszakon jelentkező rezonanciák együttes hatása határozza meg* [4].

Az *Optical Engineering*-cikkünkben [8] többek között megvizsgáltam még egy, a 700–1000 nm-es tartományon közel állandó transzmisszóval rendelkező nyitótükör csoportkésleltetés-hullámhossz függvényét is, aminek – mint látni fogjuk – a későbbiekben szintén fontos szerepe lesz az első, MTA SZFKI-ban megtervezett és legyártott csörpölt tükörhöz vezető úton.

A fenti eredmények alapján már sejthető volt, hogy az aperiodikus Bragg-szerkezetek megoldást jelenthetnek a diszperziókompenzálás problémájára, legyen szó akár optikai szálas átviteli rendszerekről [10], akár a femtoszekundumos lézerekben alkalmazott dielektrikum-lézertükrökről. Ehhez a felismeréshez az elméleti hátteret az *n(x)* folyamatos törésmutató-függvénnyel rendelkező optikai vékonyréteg-szerkezetek és optikai szűrők szintéziséhez már korábban is használt Fourier-transzformációs módszer ad, amelynek részletes ismertetésétől most eltekintek, csak hivatkozom egy 1993-ban publikált, az *Optics Letters*ben megjelent cikk [11] egyik fontos eredményére, ami az *5. ábrán* látható.

A cikkben bemutatott Fourier-szintézis módszerrel és megfelelő fázisfüggvény megválasztásával egy olyan, ~40 μm optikai vastagágú törésmutató-profilt produkáltak *(5b. ábra),* amelyben a szintézissel kapott *n(x)* függvény értékei az 1,6–2,2 tartományba estek (ahol x az optikai távolság a rétegrendszer közepétől), és a szerkezet $R = 99\%$-os értéket meghaladó reflexióval rendelkezett a Ti-zafír lézer 700–1100 nm-es erősítési tartományán. A hivatkozott cikkben azt is megmutatták, hogy diszperziómentes, $\varphi = 0$ fázisfüggvénnyel jellemzett specifikáció esetén a valóságban nem megvalósítható törésmutató-profilok állnak elő, vagyis praktikusan diszperziómentes szélessávú tükör nem készíthető *(5a. ábra)*.

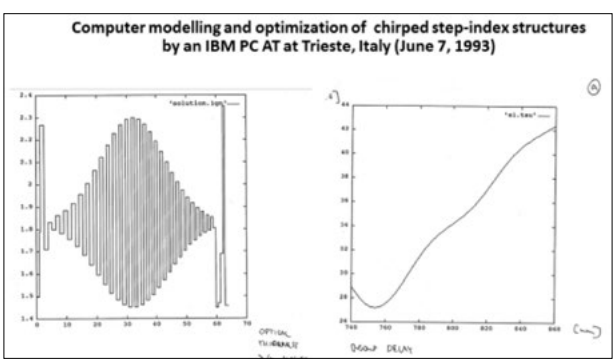
A cikkben – érdekes módon – sem azt nem említik, hogy a (b) ábrán látható törésmutató-profil aperiodikus

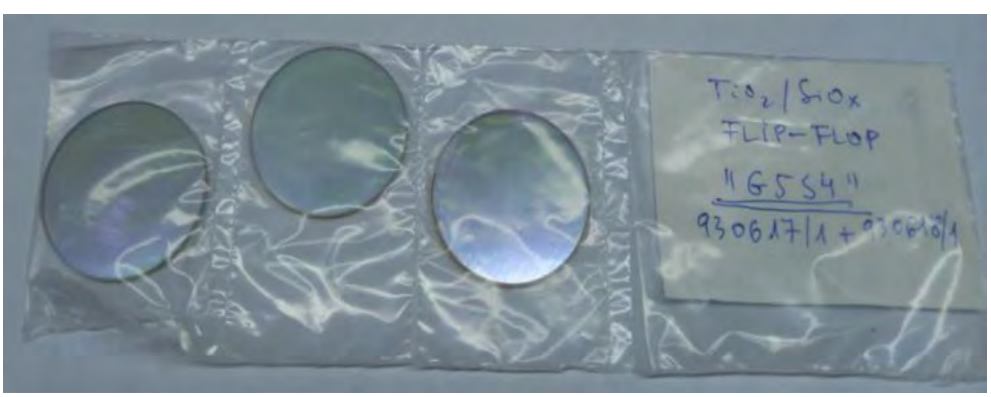


5. ábra. A ~40 μm optikai vastagágú, folyamatos törésmutató-profillal és R = 99%-os reflexióval rendelkező Ti-zafír lézertükrök törésmutató-profilja (bal oldalon) és számított reflexiós függvénye (a) $\varphi = 0$ és (b) „optimális" fázisfüggvény esetén

(csörpölt) szerkezet lenne, sem azt, hogy az „optimális"-nak nevezett fázisfüggvény egy parabolikus fázisfüggvény, pedig ez joggal feltételezhető. 1993 májusában hasonló számításokat végeztem az MTA SZFKI-ban akkoriban vásárolt IBM RS 6000-es munkaállomáson egy általam korábban IBM PC-re írt vékonyréteg-modellező program megfelelő módosítása után, aminek fontosabb eredményeit már a cikk *1. ábráján* (az 1993-as ICO-konferencia poszteranyagán) már megmutattam. Ott látható, hogy megfelelő burkolófüggvény megválasztása esetén [12] az aperiodikus szerkezetű, folyamatos függvény szerint változó törésmutató-profilokkal rendelkező dielektrikumtükrök alapvetően pozitív (normális) vagy negatív (anomális) diszperzióval rendelkeznek attól függően, hogy a rétegrendszerre eső fény először a kisebb vagy nagyobb térfrekvenciájú Bragg-szerkezetekkel találkozik. Előbbi esetben normális, míg a második esetben anomális diszperzióval rendelkezik a tükör. Az *1. ábra* negyedik és ötödik lapjain ez látható.

1993 júniusában hasonló számításokat végeztem Triesztben, az ICTP-ben egy általam IBM PC-re fejlesztett vékonyréteg-tervező programmal olyan vékonyréteg-szerkezetekre, amelyekben már nem folyamatosan változó törésmutató-profilokkal, hanem azokat közelítő lépcsős függvényekkel dolgoztam, így a vonatkozó számítások lényegesen kisebb számítástechnikai kapacitást igényeltek, illetve lehetőségem volt az egyes rétegeket (i) leíró rétegvastagság-értékek (d_i), valamint törésmutató-értékek (n_i) számítógépes optimalizációjára az előírt reflexiós és diszperziós függvények alapján. Ennek segítsével sikerült mind a hordozó-rétegrendszer, mind a rétegrendszer-levegő átmenetek impedanciaillesztését megoldanom, így már közelítettem egy olyan törésmutató-profil megtervezése felé, amit (elvileg) akár a Budapesten lévő vákummpárologtató berendezésünkkel is meg lehetett volna valósítani. Modelleredményeimről mind Krausz Ferenc kollégámat Bécsben, mind Ferencz





6. ábra. Lépcsős törésmutató-profillal jellemzett csörpölt rétegrendszer, ahol az impedanciaillesztést a hordozóhoz (n_S = 1,51) és levegőhöz (n_A = 1,0) a rétegrendszer alján és tetején lévő néhány réteg vastagság- és törésmutató-értékeinek megfelelő megválasztásával biztosítjuk egy számítógépes optimalizását követően. A fenti képen egy ilyen törésmutató-profil, illetve a hozzá tartozó csoportkésleltetés-hullámhossz függvény, míg a lenti képen egy hasonló törésmutató-profillal rendelkező, „G5S4" jelzésű tükörrendszer fotója látható, amit Ferencz Kárpát kollégám 1993. június 17-én a flip-flop módszer felhasználásával igyekezett terveim alapján megvalósítani – sikertelenül

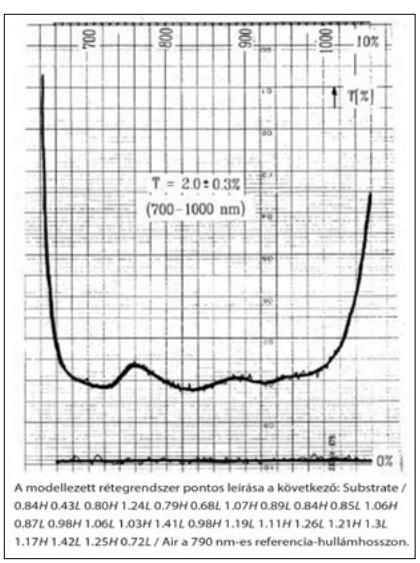
Kárpát kollágámat Budapesten folyamatosan tájékoztattam. A *6. ábrán* példaként bemutatok egy olyan törésmutató-profilt, amit Triesztben (egy ottani Olivetti gyártmányú gépen) egy Ti-zafír lézerben történő diszperzió kompenzálására terveztem, és az ún. „flip-flop" módszerrel [13] akár meg is lehetett volna valósítani.

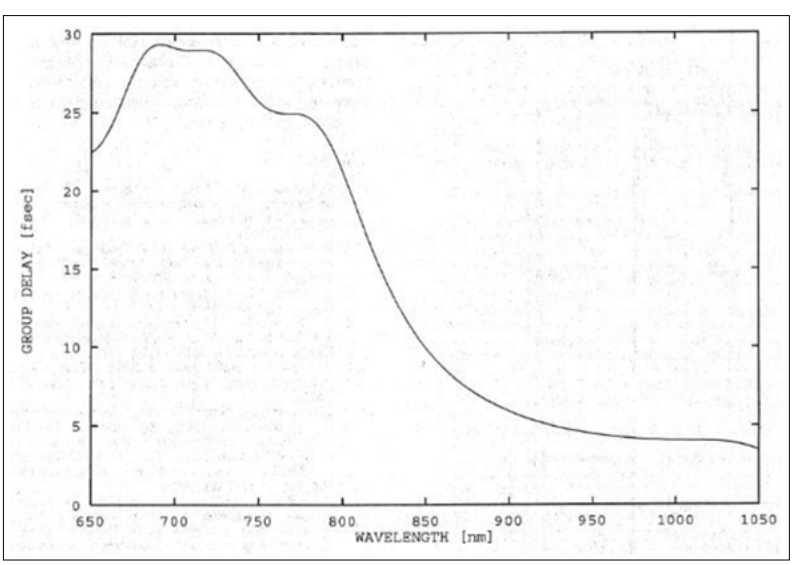
Sajnos a „G5S4" jelzésű mintán optikai spektrométerrel végzett transzmissziósfüggvény-mérések eredményei egyértelműen azt mutatták, hogy a *6. ábrán* szereplő lépcsős függvény a mi vákuumpárologtató rendszerünkön a flip-flop módszerrel nem megvalósítható, miután a gépünk rezgőkvarcos rétegvastagság-mérésének pontossága legalább egy nagyságrenddel rosszabb a szükséges értéknél.

Amikor szembesültünk ezekkel a tényekkel, akkor egyértelművé vált, hogy valamilyen más – a vákuumpárologtató berendezésünk képességeit nem meghaladó – megoldást kellene találnom, például közel negyedhullámú rétegekből felépülő lézertükröket, kiindulásként a Paolo Laporta és Vittorio Magni által leírt aperiodikus szerkezetek [9] megfelelő számítógépes optimalizációjával.

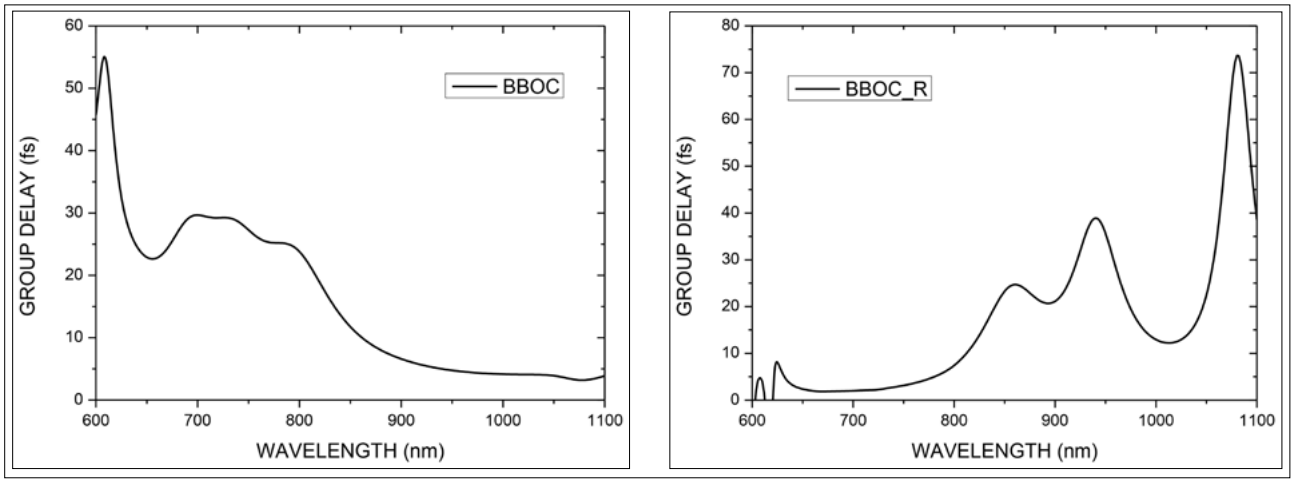
Talán itt érdemes pár mondatot írnom a vékonyréteg-rendszerek, azon belül a speciális fázistulajdonsággokkal rendelkező lézertükrök tervezésére általam Pascal nyelven megírt tervezőprogramról, amit még egyetemistaként 1986-ban egy Commodore 64-es gépen, majd az MTA SZFKI-ban egy 640 kB operatív memóriával, 20 MB háttértárolóval és VGA grafikus kártyával rendelkező IBM PC AT gépen írtam. A gépen DOS operációs rendszer futott, a programfejlesztést Turbo, majd Borland Pascal környezetben végeztem. A program hozzávetőleg 8600 programsort tartalmazott, amit egyéb munkáim mellett fejlesztettem folyamatosan – mindig attól függően, hogy volt-e további funkcióra igény a rétegrendszerek megtervezésénél. A program tartalmazott egy „MATH" egységet (unitot), amiben a számításokhoz szükséges komplex függvényeket definiáltam. A rétegrendszerek analíziséhez azt a mátrixos módszert alkalmaztam, aminek részletes leírása megtalálható Agnus A. Macleod könyvében [14]. A módszer alkalmazásával többek között ki tudtam számolni az adott fizikai rétegvastagságukkal (d_i) és törésmutatójukkal (n_i) jellemzett rétegrendszerek intenzitásreflexiós (R), transzmissziós (T), abszorpciós (A) függvényeit, valamint a komplex amplitudóreflexió $\varphi(\omega) = -\arg(r(\omega))$ fázisfüggvényének frekvencia szerinti deriváltajaiként számított $\mathrm{GD}(\omega) = \varphi'(\omega)$ csoportkésleltetési, a második deriváltként számított $\mathrm{GDD}(\omega) = \varphi''(\omega)$ csoportkésleltetés-diszperziós függvényeket, valamint a rétegrendszerekben felépülő állóhullámú elektromos teret (E) és energiasűrűséget (nE^2) különböző beesési szögek illetve polarizációk esetére. A program tartalmazott még egy – lokális optimum keresésére alkalmas, viszonylag gyors – optimalizációs eljárást, amit először az előírt intenzitásreflexiós $R(\lambda)$ és transzmissziós $T(\lambda)$ függvényekre, majd 1993 májusától a lézertükrök diszperziójára jellemző előírt $\mathrm{GDD}(\lambda)$ függvényekre alkalmaztam. Az általam alkalmazott algoritmus angol neve „flexible polihedron search", azaz rugalmas poliéderkeresés volt, ami tapasztalataim szerint viszonylag gyors optimalizációt tett lehetővé a változtatható paraméterek száma szerinti többdimenziós vektortérben.

A flip-flop módszerhez megtervezett rétegszerkezet mérési eredményeit látva tehát másik megoldást kellett találnom, hogy az 1993. július 12. és augusztus 8. közötti időtartamra tervezett bécsi látogatásom Krausz Feriéknél értelmet nyerjen. Miután pár napon keresztül eredménytelenül próbálkoztam azzal, hogy optimalizációs





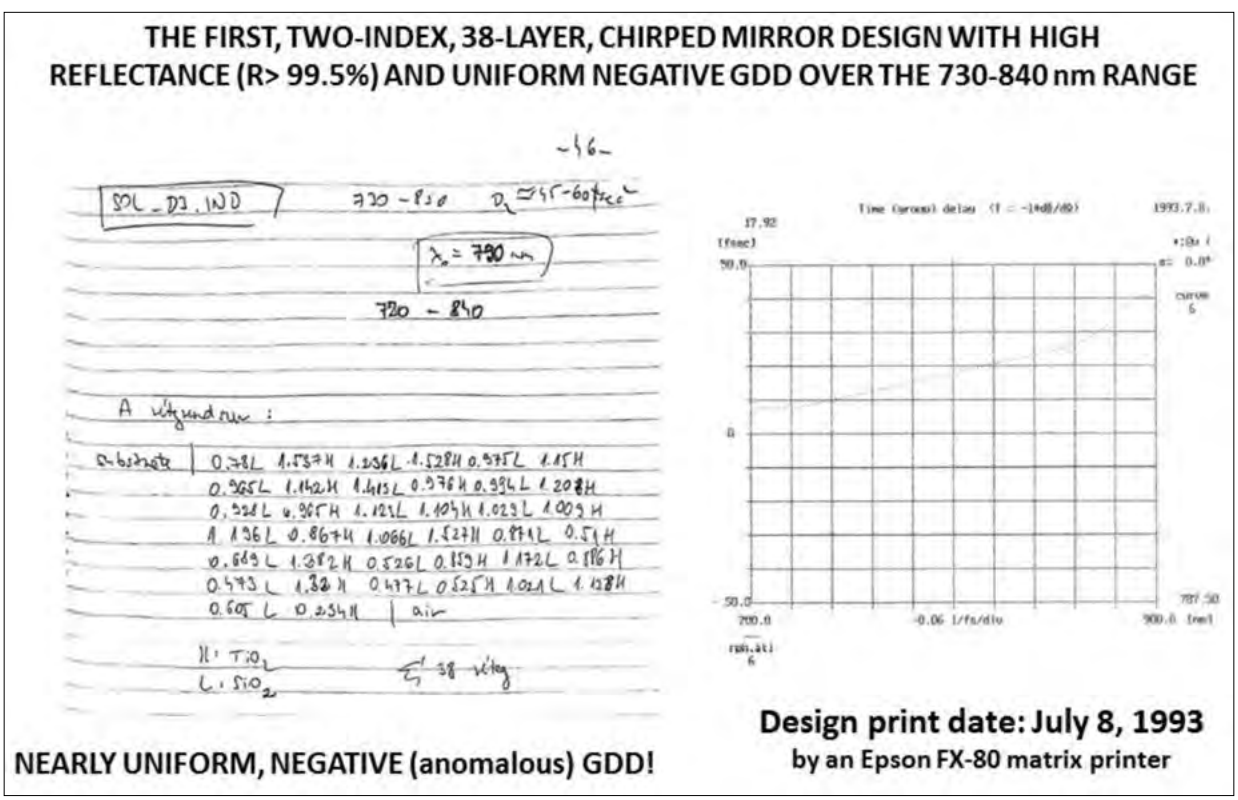
7. ábra. Az *Optical Engineering* folyóiratban 1993-ban publikált, Ti-zafír-lézer szélessávú nyitótükrére vonatkozó mért transzmissziós függvény (bal oldalon), valamint a rétegszerkezet reflektált csoportkésleltetés-függvényére $\tau(\lambda)$ vonatkozó számításaim eredménye (jobb oldalon). A 26 db, váltakozó törésmutatójú (H, L) rétegekből álló nyitótükör közel állandó, $R \sim 98\%$-os reflexióval rendelkezik a 700–1000 nm-es hullámhossztartományon, míg számított csoportkésleltetés-függvénye a hullámhossz függvényében folyamatosan csökkenő, vagyis normális diszperzióra jellemző tendenciát mutat. A rétegszerkezet pontos leírása a bal oldali ábra aláírásában található



8. ábra. A *7. ábrán* bemutatott nyitótükör (BBOC) hullámhossz függvényében számított $\tau(\lambda)$ csoportkésleltetés-függvénye (bal oldalon), míg ugyanezen rétegszerkezet tükrözésével, a rétegrendszer rétegeinek párologtatási sorrendjét megfordítva kapott tükör (BBOC_R) számított $\tau(\lambda)$ csoportkésleltetés-függvénye

algoritmusom segítségével a Paolo Laporta és Vittorio Magni cikkében leírt aperiodikus rétegrendszerekben fellépő rezonanciákat megszüntessem, azon gondolkodtam, vajon milyen kiindulási rétegrendszer vezethet eredményre. Nézegettem az 1992 karácsonya környékén megírt *Optical Engineering*-cikkünk ábráit, és látva a korábban már említett szélessávú nyitótükörre vonatkozó csoportkésleltetési függvényt *(7. ábra),* felmerült bennem a kérdés: vajon milyen csoportkésleltetés-függvényt kapnék, ha a rétegrendszer párologtatási sorrendjét felcserélném, vagyis az először párologtatott réteg kerülne fel utoljára, és fordítva? Ha ez a tükörszerkezet egy, a korábban modellezett aperiodikus (csörpölt) rétegszerkezethez hasonlóan viselkedik, akkor a számított csoportkésleltetés-függvény meredekségének is előjelet kellene váltania!

A *8. ábrán* az Ortvay Kollokvium-előadásom előtt reprodukált modellszámításaim segítségével megmuta-



9. ábra. Az első, 38 rétegből álló, „SOL_D3” jelzésű csörpölt tükör szerkezete (a munkafüzetemből kimásolva), illetve az 1993. július 8-án itthon kinyomtatott, számított $\tau(\lambda)$ csoportkésleltetés-függvény, ami a 730–840 nm-es tartományon közel állandó, GDD = –50 fs^2 nagyságú anomális diszperziót és legalább 99,8%-os visszaverőképességet biztosít

10. ábra. A Ti-zafír lézerben először eredményesen tesztelt, 1993. július 9-én elkészített, „SOL_D3” jelzésű csörpölt tükörről készült fénykép (bal oldalon), valamint a jelen cikkben bemutatott modellszámításokat tartalmazó munkafüzet fényképe

tom, hogy a rétegszerkezet párologtatási sorrendjének megfordítása milyen változást eredményez a számított csoportkésleltetés-hullámhossz függvényben. Az 1993 nyarán elvégzett és idén áprilisban megismételt modellszámítások eredménye azt mutatta, mutatja, hogy a nyitótükör csoportkésleltetés-függvényének meredeksége – nagy átlagban – előjelet váltott a rétegrendszer párologtatási sorrendjének megfordításával, vagyis az így kapott tükörszerkezet a tükör reflexiós tartományának jelentős részén és átlagban is anomális diszperziót mutat.

A *8. ábrán* bemutatott modellszámítások eredményének ismeretében, 1993. június végén, július első napjaiban már „csak” annyi dolgom volt, hogy optikai vékonyrétegtervező programom segítségével megnöveljem a tükörszerkezet rétegszámát (a kezdeti 26-ról) annyira, hogy a reflexió az általam akkor specifikált 730–840 nm-es hullámhossztartományon elérje legalább a 99,8%-os értéket, valamint a rétegszerkezet diszperzióját közel állandó értéken tartsam ugyanezen a hullámhossz-tartományon. A rétegek számát az egyes optimalizációs rutinok között általában kettesével növeltem úgy, hogy az újonnan, különböző fizikai pozíciókba behelyezett rétegpárok vastagsága megfeleljen a szomszédos rétegek vastagságértékeinek. Így jutottam el egy olyan, a fenti követelményeket kielégítő, 38 rétegből álló szerkezethez, amelyet az akkor használt munkafüzetemben leírtam. A vonatkozó csoportkésleltetés-hullámhossz függvényt a rétegrendszer lepárologtatását megelőzően itthon az irodámban egy Epson FX-80-as mátrixnyomtatóval, kiutazásomat megelőzően kinyomtattam *(9. ábra)*.

A *9. ábrán* bemutatott rétegrendszert még Bécsbe indulásomat megelőzően, 1993. július 9-én lepárologtattuk Budapesten, amelyekből egy példányt *(10. ábra)* azóta is nagy becsben őrzök a KFKI-telephelyen lévő szekrényemben, a jelen cikk alapjául szolgáló, az 1993. május 18. és 1993. augusztus 8. közötti időszakot átfogó munkafüzetem társaságában.

Irodalom

1. Szipőcs Róbert: Az izolált attoszekundumos impulzusok előállítását megalapozó lézerfizikai fejlesztések a kilencvenes évek közepén a Bécsi Műszaki Egyetemen. *Fizikai Szemle* 74 (2024) 12–15.
2. Stingl A., Spielmann C., Krausz F., Szipőcs R.: Generation of 11-fs pulses from a Ti:sapphire laser without the use of prisms. *Opt. Lett.,* 19 (1994) 204.
3. Szipőcs R., Ferencz K., Krausz F., Spielmann Ch.: Optical thin film structures for dispersion compensation in femtosecond laser systems. In: Optics as a Key to High Technology: 16th ICO and SPIE Congress, p. 282 (1993)
4. Szipőcs Róbert: Dispersive Properties of Dielectric Laser Mirrors and their Use in Femtosecond Pulse Lasers. Doktori disszertáció (SZTE, 2000).
5. Szipőcs Róbert, Krausz Ferenc: Diszperzív dielektrikumtükör és eljárás annak tervezésére. Szabadalmi leírás, Lajstromszám: 214 659 B, Bejelentés napja: 1993. 08. 23.
6. Szipőcs Róbert: Understanding phase properties of multilayer dielectric mirrors: a long but exciting road to the first chirped mirror design. Ortvay kollokvium-előadás (ELTE), 2024. április 25. http://www.szipocs.com/picks/Ortvay_ea_20240425_Final_w_Q&A.pdf
7. Curley P. F., Spielmann Ch., Brabec T., Krausz F., Wintner E., Schmidt A. J.: Operation of a femtosecond Ti:sapphire solitary laser in the vicinity of zero group-delay dispersion. *Opt. Lett.,* 18 (1993) 54–56.
8. Szipőcs R., Ferencz K.: Recent developements of laser optical coatings in Hungary. *Opt. Engineering,* 32 (1993) 2525.
9. Laporta P., Magni V.: Dispersive effects in the refl ction of femtosecond optical pulses from broadband dielectric mirrors. *Appl. Opt.,* 24 (1985) 2014–2020.
10. Hill K. O., Theriault S., Malo B., Bilodeau F., Kitagawa T., Johnson D. C., Albert J., Takiguchi K., Kataoka T., Hagimoto K.: Chirped in-fiber Bragg grating dispersion compensator: Linearization of dispersion characteristic and demonstration of dispersion compensation in 100 km, 10 Gb/s optical fiber link. *Electron. Lett.,* 30 (1994) 1755–1756.
11. Druessel J., Grantham J., Haaland P.: Optimal phase modulation for gradient-index optical filters. *Opt. Lett.,* 18 (1993) 1583–1585.
12. Southwell W. H.: Using apodization functions to reduce sidelobes in rugate filters. *Appl. Opt.,* 28 (1989) 5091–5094.
13. Ferencz K., Szipőcs R.: High precision controlling of refractive index gradient in optical thin films using the “flip-flop” method. In: Proc. OPTIKA 88, (1988) p. 461.
14. Macleod H. A.: Thin film optical filters. Chapter 2. Basic Theory (5th Ed.), 2017. CRC Press, Boca Raton. https://doi.org/10.1201/b21960

HOGYAN ÉPÍTSÜNK RÁDIÓTÁVCSÖVET HÁZILAG?

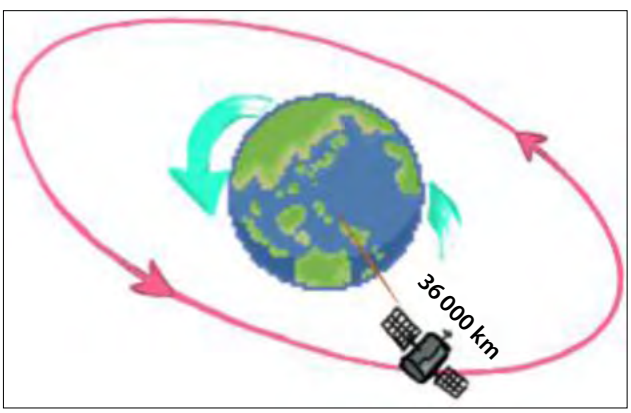
Misurda Orsolya[1], Simon Ferenc[2,3]
[1]Szent Margit Gimnázium, Budapest; E-mail: misurda.orsolya@gmail.com
[2]Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Természettudományi Kar, Budapest
E-mail: simon.ferenc@ttk.bme.hu; [3]HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest

Bevezetés

A csillagászat egyre fontosabb ága a rádiócsillagászat: ez hasznos információkat adott az Univerzum keletkezéséről (a mikrohullámú háttérsugárzás felfedezésével), egyedi rádiófrekvenciás forrásokról (pulzárokról és kvazárokról) vagy csillagok bölcsőjét jelentő ködökről. Célunk az volt, hogy alacsony költségvetésből, akár kidobott alkatrészekből létrehozzunk egy rendszert, amivel saját rádiócsillagászati méréseket végezhetünk egyszerűbb esetekben, ezzel közelebb hozva a rádiócsillagászatot az érdeklődők számára. A továbbiakban ismertetjük a rendszerünk felépítését, annak működési elvét és a jellemzéséhez használt módszereket. A rendszerünk érzékenységét geostacionáris műholdak segítségével és a környezeti zajforrások megfigyelésével határoztuk meg. Egy hosszabb, egyhetes méréssorozatban egymást követő napokon megfigyeltük a Nap áthaladását az antennánk előtt, és másodperces pontossággal megfigyeltük azt a kevésbé ismert hatást, hogy a két delelés között eltelt idő nem pontosan 24 óra.

Elméleti háttér

A munka során segítségünkre voltak a geostacionárius műholdak, melyek olyan pályán keringenek, ami közvetlenül az Egyenlítő fölött kör alakban helyezkedik el. A pálya így szinkronban van a Föld sziderikus periódusával, azaz a keringési idejük is 23 óra 56 perc és 4 másodperc [1]. Mozgásuk ezért olyan, hogy egy stabil ponton, mozdulatlanul állnak a Földhöz képest, kb. 36 000 km magas pályán, ahogy azt az *1. ábra* mutatja. A Föld felett található geostacionárius műholdak televíziós jeleit megfigyelve vizsgálhatjuk a vevőrendszerünk érzékenységét. Budapest elhelyezkedéséből adódóan (keleti hosszúság 19,2 fok) az Egyenlítő felett a keleti hosszúság 19 fok környékén lévő műholdcsoportok jeleit vehetjük legkönnyebben. Trigonometriai összefüggésekkel kiszámolható, hogy az Egyenlítő feletti műholdak Budapestről (északi szélesség 47 fok) a horizont felett 23 fokkal látszanak.

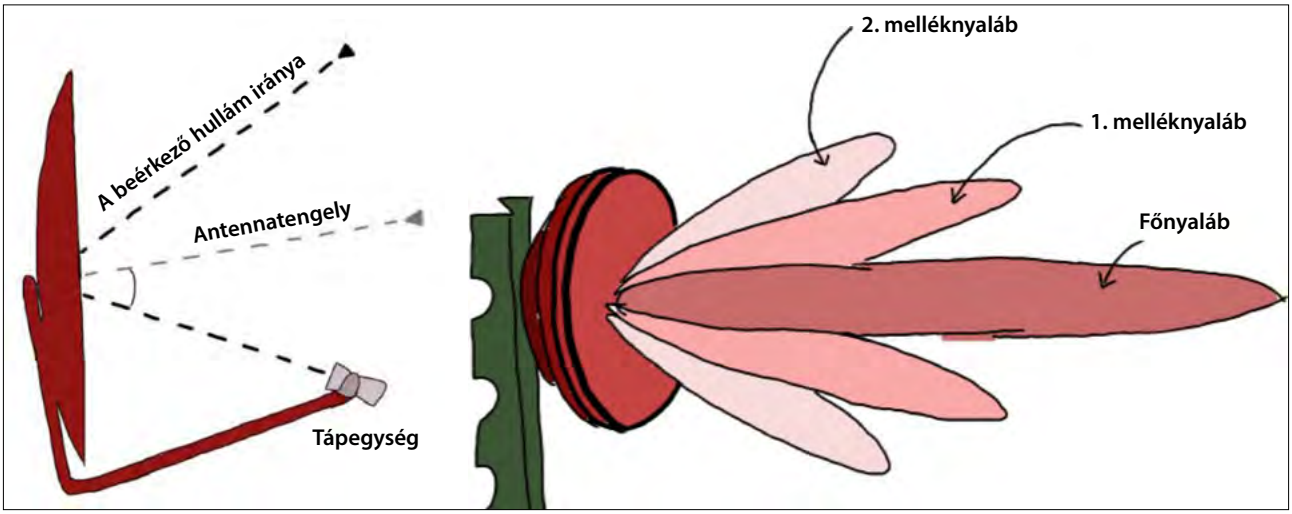


1. ábra. A Föld körül, kb. 36 000 km magasan keringő geostacionárius műhold pályájának sematikus ábrája (saját készítésű ábra)

A rádiótávcsövünk egy hagyományos, műholdas parabola vevőantennából áll és egy ún. kis zajú vevőből. Ennek angol neve a *low-noise block-down converter,* a továbbiakban csak mint LNB hivatkozunk rá. Ennek lényege, hogy a különböző frekvenciatartományokból beérkező jeleket lekeveri egy adott frekvenciatartományba egy ún. lokális oszcillátor jelének segítségével. Ezt a módszert számtalan vevőrendszer használja, pl. az FM (frekvenciamodulált) rádiók is, és a neve heterodin mérési technika. Esetünkben a műholdak kb. 10–13 GHz-es tartományban sugároznak, amit az LNB lekever a 1–3 GHz-es tartományba. Mi konkrétan ebből csak a 10,7–

Misurda Orsolya a Szent Margit Gimnázium 12. osztályos tanulója. Fizikatanára Richlik-Horváth Katalin. A BME Középiskolai Tudományos Diákköri Konferencia keretein belül végez kutatómunkát rádiócsillagászat témában. Később is a csillagászat ezen ágával szeretne foglalkozni.

Simon Ferenc fizikus, egyetemi tanár, a BME TTK dékánhelyettese. Érdeklődési területei: a szilárdtest-spektroszkópia, a spintronika, a kvantuminformáció-elmélet és a fizika népszerűsítése. Legfontosabb eredményei: az itineráns elektronok mágnesesrezonancia-jelének felfedezése új fémekben, a spinrelaxáció egyesített elméletének kidolgozása, spinnel nyomjelzett szén nanocsövek előállítása és triplett optikai állapotok felfedezése nanocsövekben. ERC- és Lendület-pályázat vezetője.



2. ábra. Az eltolt tengelyű parabolaantenna sematikus rajza *(balra),* illetve a melléknyalábok mintázata *(jobbra)* (saját ábra)

11,7 GHz-es tartományt figyeltük meg, amit az LNB 0,95–1,95 GHz-re kever le. Az LNB működéséhez szükséges tápfeszültséget egy hagyományos labortápegységből kapjuk, ami 13 vagy 18 V-os feszültséget ad ki attól függően, hogy az LNB-vel a vízszintes vagy a függőleges polarizációt szeretnénk-e megfigyelni.

A parabolaantenna a beérkező jeleket egy pontba fókuszálja görbült felületének köszönhetően *(2. ábra)*. A gyakorlatban olyan antennákat használnak, melyek nem a tengelyükkel párhuzamosan fókuszálnak, hanem eltoltan. Ennek előnye, hogy az antenna majdnem függőlegesen állhat egy, a horizonthoz képest magasan levő műhold jelének vételekor is. Így egy ház falára könnyebben felszerelhető, illetve nem áll meg benne az esővíz.

Az antennák mindig rendelkeznek ún. melléknyalábokkal (angolul *sidelobes*), amelyeket egy antenna vagy más sugárforrás távolra sugárzási mintázatainak részeiként érthetünk meg. Amennyiben a parabolaantennát kisugárzásra használjuk, jut energia a melléknyalábok irányába is, ami csökkenti a jó irányba kibocsátott energiát, és információkat juttat a környezetbe, melyet megszerezhetnek mások. Ha a parabolaantennát vevőként használjuk, akkor a melléknyalábok felől is veszi a környezeti zajokat. Minél nagyobb az antenna a rádióhullámhosszhoz képest, annál keskenyebb a nyalábok kiterjedése.

A mérési eredmények megértéséhez bemutatjuk az ún. zajhőmérséklet fogalmát. Ez meghatározza azt a zajteljesítmény-szintet, amelyet a saját eszközeink, berendezésünk bocsátanak ki. A termikus hőmérséklethez hasonlóan ezt is Kelvinben fejezzük ki. Az ún. Johnson–Nyquist-zaj [2] az elektromos vezetőben lévő töltéshordozók (általában az elektronok) termikus mozgása által generált elektronikus zaj. A zajt mindig úgy jellemezzük, mint az egységnyi frekvenciára eső teljesítményt, ami azt jelenti, hogy egy időegység alatt egy egységnyi sávszélességen mennyi zajenergiát fogunk be. A méréstechnikában ez az egység dBm/Hz-ben van kifejezve.

A dBm az ún. decibel-milliwatt egysége. Ez egy logaritmikus skálát jelöl, aminek 0-ja az 1 mW, és 10 dB-s változás egy 10-es teljesítményszorzót jelent. A P teljesítmény dBm-ben vett erősségre való átszámításának képlete:

$$x\,[\mathrm{dBm}] = 10\cdot\log_{10} P/(1\ \mathrm{mW})\,.$$

Eszerint például 1 nW teljesítményhez –60 dBm tartozik.

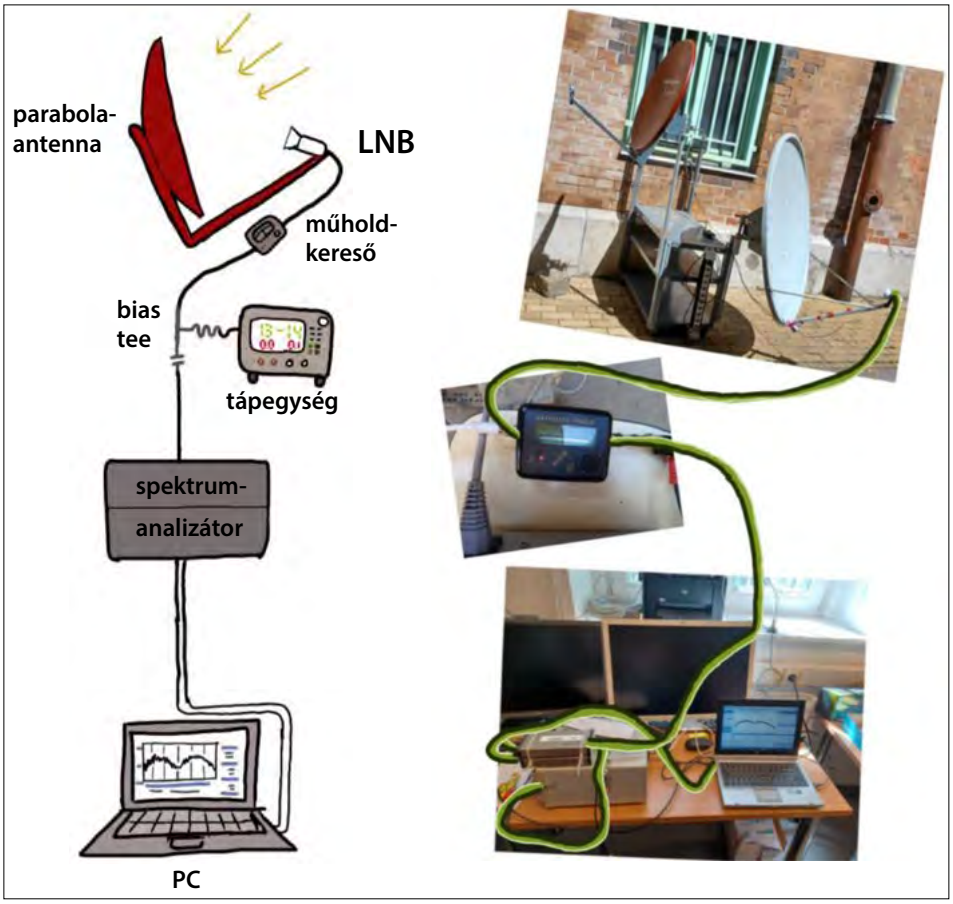
A Johnson–Nyquist-formula szerint egy T hőmérsékletű ellenállás spektrális zajteljesítmény-sűrűsége 4 kB T (ez az 1 Hertz sávszélességre eső zajteljesítmény). Behelyettesítve T = 290 K-t és a kB Boltzmann-állandót (értéke $1{,}38\cdot10^{-23}$ J/K), $4{,}00\cdot10^{-21}$ J·Hz-t kapunk. Ezt dBm-re átírhatjuk (átváltjuk mW-ba, majd vesszük a 10-es alapú logaritmusát és 10-zel szorozzuk), így –174 dBm-et kapunk.

A házilagos rádiótávcső felépítése

A házi készítésű rádiótávcsövünk összeállítását a *3. ábrán* mutatjuk. A rádiótávcsőről készült fényképeket is a *3. ábra* mutatja. Az eszköz jelenleg a BME Természettudományi Karán egy labor előtt található. Az ábrán látható, ahogyan a kültéri parabolaantenna kábelen keresztül kapcsolódik a műholdkeresőhöz, majd pedig a spektrumanalizátorhoz, amit egy számítógép irányít.

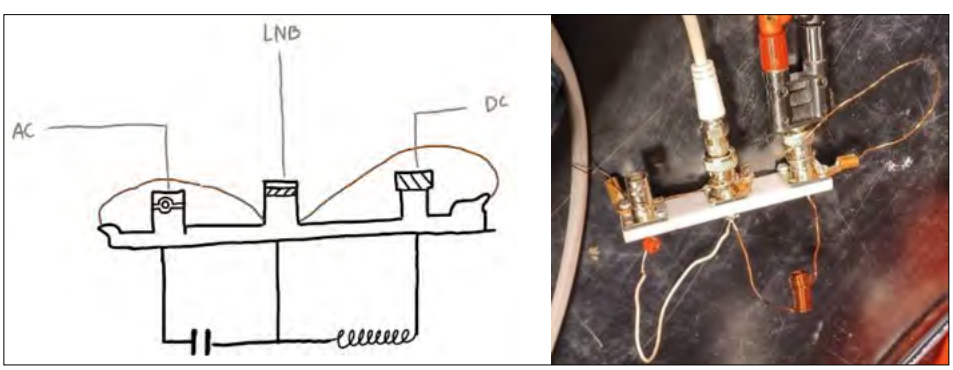
Az eltolt tengelyű parabolaantenna úgy fókuszálja a jeleket a vevőegységre, hogy azokat egy ún. műholdkereső (ang. *satellite finder*) segítségével pontosan be tudjuk állítani. Ezt az eszközt használják parabolaantennák kiépítésekor arra, hogy azokat optimális irányba (a lehető legnagyobb jelre) állítsák be. Ez egy hangot is kiadó kis eszköz, ami rendelkezik egy analóg kijelzővel is, és a tápfeszültségét ugyanonnan nyeri, mint az LNB; az LNB-hez csatlakozó kábelre köthető.

Az LNB az energiát az egyenáramú tápegységből kapja, viszont a visszajövő jel már váltakozó áramú és a GHz-es tartományban van. Ebből kifolyólag fontos, hogy az antenna felé egyidejűleg egyenáramú (DC) és váltakozóáramú (AC) jelek mozogjanak, miközben a tápegy-



3. ábra. Bal oldal: A házilagos rádiótávcső blokkvázlata (saját ábra). *Jobb oldal:* Fényképek az egyes komponensekről és sematikusan az összekötésükről az LNB-től a műholdkeresőn keresztül az ablakon át a benti feldolgozórészig haladva

ség DC jelet ad ki, és a spektrumanalizátor felé csak az AC jelnek szabad eljutnia. Az AC és DC jeleket szétválasztó eszközt lecseréltük egy saját építésű darabra. A fejlesztés oka, hogy így egy drágább gyári eszközt minimális költséggel, saját magunk tekercselte drót és egy kondenzátor segítségével helyettesíteni tudunk. Az eredeti 19 pF-os kondenzátor és az 500 μH-s tekercs helyett a saját építésű AC-DC leválasztóban egy 20 pF-os kondenzátor és egy 1,5 μH-s tekercs kapott helyet. A tapasztalatunk szerint ez is megfelelően szétválasztotta a kétfajta jelet. Az elkészült eszközt a *4. ábrán* mutatjuk.

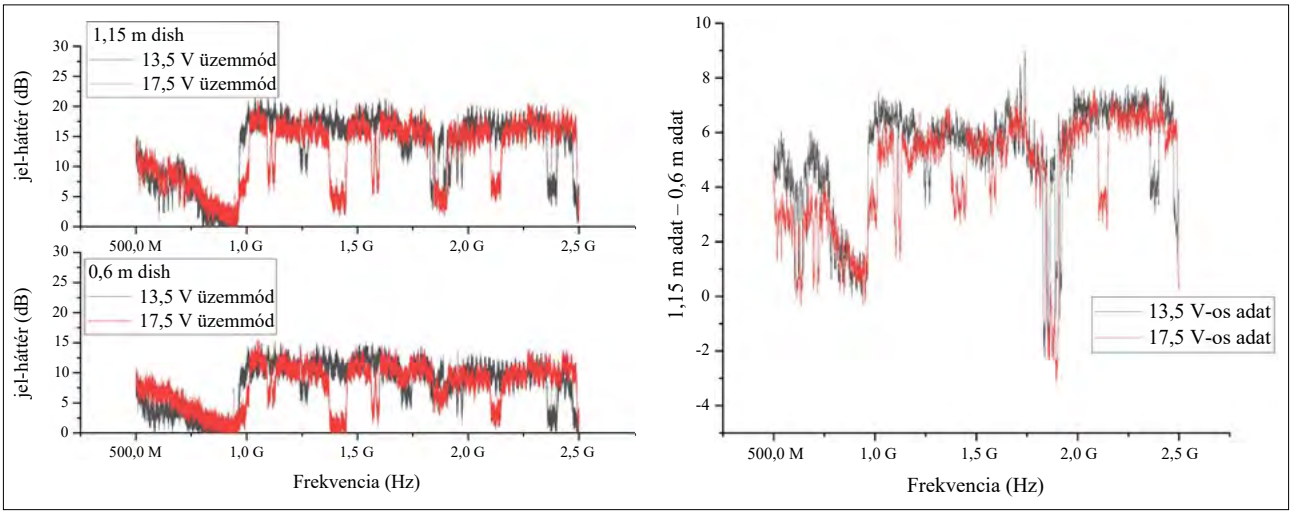


4. ábra. Balra: A DC és AC jelek szétválasztására szolgáló eszköz sematikus rajza. *Jobbra:* az elkészült eszköz fotója

Aránylag sokfelé találunk kidobott parabolaantennát, vagy esetleg vehetünk olcsón egy használt parabolaantennát LNB-vel. Ez esetben az egyetlen új eszköz, amire költenünk kell a saját rádióteleszkóphoz, egy műholdkereső. Erre ritkábban lelhetünk rá, mert ezt általában csak műholdakat szerelő szakemberek használják. Ennek ára kb. 3000 Ft. A műholdkereső alapból hangot ad ki (aminek erőssége és magassága arányos a vett jel nagyságával) és egy analóg kijelzőn mutatja a vett jel nagyságát. Azonban a műholdkeresőt szétbontva rá tudunk forrasztani az analóg kijelző meghajtásával párhuzamosan egy csatlakozót, aminek a jelét már egy hagyományos kézi multiméter feszültség üzemmódjában is mérhetünk. Ez az átalakítás lehetőséget ad a rendszerünkkel mért jelek egyszerű detektálására, azonban a továbbiakban egy ún. spektrumanalizátorral mért eredményeket mutatunk be, mert így közvetlenül az LNB kimenetén dBm/Hz egységekben mérhetünk.

A rendszer érzékenységének vizsgálata geostacionárius műholdak segítségével

Geostacionárius műholdak segítségével teszteltük rendszerünk érzékenységét. Két-két mérést végeztünk egy 60 cm és egy 115 cm átmérőjű antennával, mind a 13,5 V, mind a 17,5 V-os tápfeszültséget használva *(5. ábra)*. Mindkét esetben spektrumanalizátort használtunk a mérésre, és megmértük a spektrumanalizátoron látott zajszintet, amikor nincs összekötve az LNB-vel. Majd az LNB-vel mért jeleket ezzel a háttérrel hasonlítottuk össze, és így kaptuk meg a rendszerrel mért jel/zaj viszonyt, amit az *5. ábrán* mutatunk. Jól látszik, hogy 1 GHz alatt csak zajt kapunk, azonban az 1 GHz–2,5 GHz-es tartományban mutatott jelszint a



5. ábra. Bal oldal: a két parabolaantennával kapott eredmények a 13,5 V (vízszintes polarizáció) és 17,5 V-os tápfeszültség (függőleges polarizáció) mellett. *Jobb oldal:* a két antennával látott jelszintek különbsége. A vízszintes tengely mérnöki egységeket használ (M = Mega, G = Giga)

műhold által kibocsátott televízióadásnak felel meg. Ebben látunk kb. 40 MHz széles ablakokat, mindegyik egy konkrét csatornának felel meg. Adott frekvenciáknál a jel-zaj arány nullává válik, ezeken a frekvenciákon nincs kisugárzott jel.

Aránylag nehéz a várt abszolút jel-zaj arányt kiszámolni, azonban a két antenna közötti különbséget az eredményeink jól visszaadják: azt várjuk, hogy a kétszer nagyobb átmérőjű antenna négyszer nagyobb teljesítményt vesz, ami kb. 6 dB-lel nagyobb jel-zaj arányt jelent, mint a kisebben. Az *5. ábra* jobb oldalán mutatott eredmény szerint ez teljesül is.

A várt jel-zaj arány abszolút értékének becsléséhez tekintsünk realisztikus adatokkal egy számolást! Tekintsünk egy kommunikációs műholdat, amely 100 Watt teljesítményt sugároz egy 10 magyarországnyi területre, ami körülbelül 1 millió km^2, azaz 10^{12} m^2! A példánkban vegyük azt, hogy a kisugárzott teljesítmény egy 1 GHz-es tartományban oszlik el egyenletesen, így az 1 Hertz sávszélességen és 1 m^2 vevőfelületen vett teljesítmény 10^{-19} W, azaz az egységnyi felületre és sávszélességre vonatkozó teljesítménysűrűség: 10^{-19} W/(Hz m^2). A fentiek szerint tehát 1 m^2 felületen dBm egységekben ekkora teljesítménysűrűséget kapunk: –160 dBm/Hz. A fentiekben kiszámoltuk, hogy a hőmérsékleti zajszint a Johnson–Nyquist-formulából –174 dBm/Hz, ezért azt várjuk, hogy az 1 m^2 felületű antennával a zajszinthez képet 14 dB-lel erősebb jelet kapunk. Az *5. ábra* alapján az 1,15 m átmérőjű antennával (felülete 1,03 m^2) kb. 16 dB-s jel-zaj arányt kapunk, ami jó egyezésben van a fenti számolással – ez csak a becsült kibocsátott teljesítményen és a vevőfelületen alapult.

A rendszer zajhőmérsékletének meghatározása a környezeten végzett mérésekkel

Minden vevőrendszer rendelkezik saját zajjal, ami hozzáadódik a környezeti zajokhoz. Ezeket a zajokat is zajhőmérséklettel jellemezzük, hasonlóan a termikus zaj hőmérsékletéhez. Jelölje a rendszer zajhőmérsékletét T_{rendszer}, és a mért objektumét (pl. a tiszta ég vagy egy meleg házfal) T_{objektum}! Ilyenkor a mért eredő zajhőmérséklet a két zajhőmérséklet összegeként áll elő, azaz:

$$T_{\text{eredő}} = T_{\text{rendszer}} + T_{\text{objektum}}.$$

A felhőtlen ég zajhőmérsékletére elfogadott a 20 K-es érték a 10 GHz-es tartományban [3]. Egy napsütötte fal hőmérséklete kb. 300 K-es volt. Így két mérést elvégezve kapunk egy aránypárt a megfigyelt zajszintekre, amit r-rel jelölünk:

$$r = (T_{\text{rendszer}} + 300\ \text{K})/(T_{\text{rendszer}} + 20\ \text{K}).$$

Ha ezt átrendezzük a rendszer zajhőmérsékletére, akkor kapjuk:

$$T_{\text{rendszer}} = (20\ \text{K}\cdot r - 300\ \text{K})/(1 - r).$$

Ezt a mérést elvégeztük a tiszta eget és a benapozott házfalat megfigyelve, és jól mérhető különbséget találtunk a mért zajszintekben. A fenti egyenlet szerint kiértékelve az adatokat azt kaptuk, hogy a rendszerünk zajhőmérséklete 200 ± 30 K, ami jó egyezésben van egy hasonló antennarendszer szokásos zajhőmérsékletével [2].

A Napon végzett tényleges rádiócsillagászati mérések

A mérőrendszerünk érzékenységét és paramétereit megismerve felhasználhatjuk tényleges rádiócsillagászati mérésekre. A Föld környezetében a legerősebb rádiójelforrás a Nap, ezért a méréseket rajta kezdjük. A mérésekhez a vevőrendszerünk lekevert kimenőjelét 1,25 GHz-en vizsgáltuk 9,75 GHz-es lekeverés után. Ez azt jelenti, hogy az LNB-vel valójában a 11 GHz-es frekvencián beérkező sugárzást figyeljük meg. A Nap látható átmérője

körülbelül 0,5 fok az égen, a 60 cm átmérőjű antenna látószöge pedig 3 fok, ezért a teljes látószögből a Nap az 1/36-odát tölti ki. Meghatározható az is, hogy a Nap az égen 1 óra alatt hány fokot tesz meg (látszólagosan), vagy fordítva, hogy 1 fokot mennyi idő alatt halad. A Nap a 360 fokot 24 óra alatt teszi meg, vagyis két delelés között 24 óra telik el, ezért 1 óra alatt 15 fokot tesz meg, azaz 1 fokot 4 perc alatt. Ebből az következik, hogy a parabolaantenna 3 fokos látószögén a Napkorong (középpontja) kb. 12 perc alatt halad át.

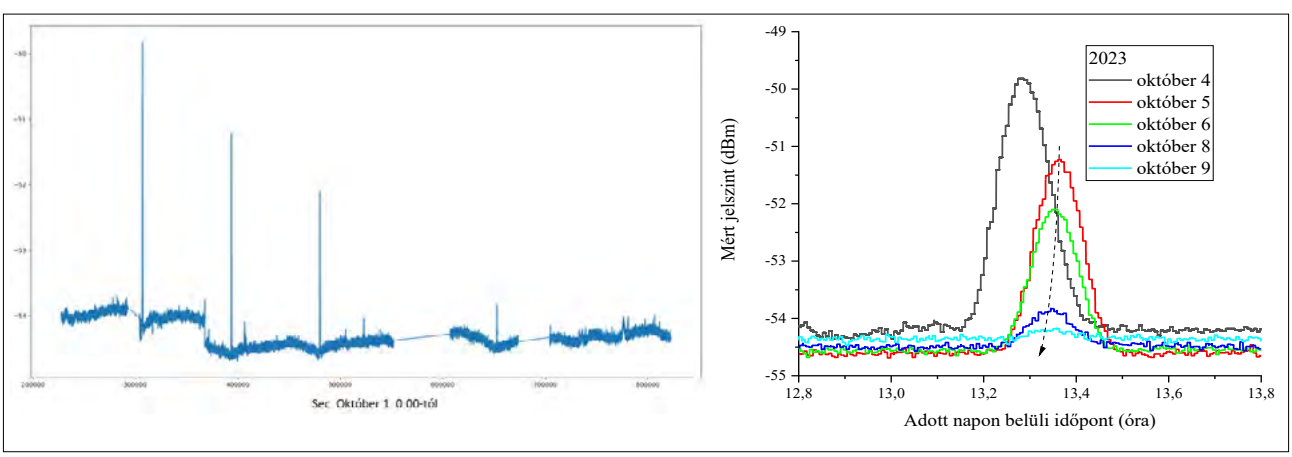
A mérésünket a 60 cm-es antennával elvégezve azt találtuk, hogy a háttér zajához képest a Nap az áthaladásakor 5 dB jeltöbbletet hoz, emellett az áthaladásának idejére kb. 13 percet kaptunk (400 s), ennyi idő alatt változott a jel nagysága legalább 2,5 dB-t, így ez a jelalak ún. félértékszélessége. Tudjuk, hogy a rendszerünk háttérzajának hőmérséklete kb. 200 K, és az 5 dB-s növekmény 3,16-szeres mért zajhőmérsékletet jelent. Tudva, hogy a Nap csak a látómező 1/36-odát tölti ki, és tudva azt, hogy a hőmérséklet alapvetően energiasűrűség, ami a felületi átlagolást érvényessé teszi, $T_{\mathrm{Nap}} = 200\ \mathrm{K} \cdot 3{,}16 \cdot 36 = 22\,800\ \mathrm{K}$ adódik a Nap felszíni hőmérsékletére.

Közismert, hogy 5800 K a Nap felszíni hőmérséklete a látható tartomány alapján mérve [4]. Azonban a felszíntől picit távolabb elhelyezkedő koronatartományt töltött részecskék intenzív kisugárzása dominálja a rádiófrekvenciás és mikrohullámú tartományban. A sugárzás kibocsátásához rendelhető hőmérséklet jelentősen eltér a látható fényt adó fotoszféra hőmérsékletétől. Így tehát teljesen elfogadható a kapott, a látható tartományban megfigyeltnél melegebb érték [5]. A jelenség háttere jelenleg nem teljes körűen ismert, és több vetélkedő leírás is létezik erre. Abban mindegyik elmélet egyetért, hogy a korona a termikus egyensúlyban lévő fotoszféránál jelentősen melegebb lehet, és ez az extra hőmérséklet nagyban függ a naptevékenységi ciklus állapotától.

A következő eredmény egy egyhetes sorozatot mutat be a 115 cm átmérőjű antennával a *6. ábrán*. Itt nem tudtuk az antennát annyira pontosan a Napra célozni: egy adott napon közel optimálisan beállítottuk, azonban napról napra változik a Nap megfigyelt magassága, ezért időben is változik a jelek maximumértéke. A méréshez a spektrumanalizátorral mértünk időfüggő módon, azonban így 300 ms-onként teszünk el jeleket, emiatt az egy hét során közel 2 millió adatpont keletkezik. Ennyi adatot már nem tudunk egyetlen adatkezelő programmal sem megjeleníteni és formázni, ezért először egy python kód segítségével csináltunk egy 10 pontos csúszóátlagot, illetve az egyes napokon belül mért és időbélyeggel ellátott adatokat egymásra is tudtuk rakni, amit a *6. ábra* jobb oldala mutat.

Ebben a mérésben utólag több problémát is megfigyeltünk: bizonyos időközönként az egy hét során nem kaptunk eltárolt adatokat (üres mérési eredmények), ennek okát nem sikerült feltárnunk. Emellett a különböző napok adatait egymásra téve azt találtuk, hogy a legtöbb napon mért adatok jól egymásra esnek, kivéve a legelsőt (október 4). Utólag ezt az anomáliát is sikerült megértenünk, mivel a meteorológiai adatok alapján az első napon erős szél fújt, ami a fal mellett elhelyezkedő antennát vélhetően egy irányba elfordította. Október 7-éről nincsenek adataink, mert éppen akkor a rendszerünk sajnos nem rögzített adatokat. További mérésekre nem volt módunk, mert a labor előtt álló fa kitakarta az év további időszakában a Napot a rádióantenna elől.

A továbbiakban arra az időpontra, amikor az antennánk legérzékenyebb pontja előtt éppen áthalad a Nap, mint delelésre fogunk hivatkozni, bár ez nem azonos a mi földrajzi szélességünkön vett delelés időpontjával. Ez megfelel a görbék csúcspontjának. Megfigyeltük, hogy a delelés időpontja folyamatosan előrébb mozog. Ennek az oka a delelések között eltelt időben keresendő [4, 6]. Oka kettős: van egy bonyolultabb geometriai ok, ami a Föld forgástengelyének dőlésszögével függ össze, a másik, ezzel összemérhető hatás a Föld pálya menti mozgásával függ össze. Ez utóbbit ismertetjük. Korábban említettük,



6. ábra. Bal oldal: az egyhetes kísérletben mért adatok (egy python-grafikon képernyőképe) másodperc egységekben október 1., 0:00 órától mérve (közép-európai idő szerint). A látható nagy csúcsok a Nap áthaladását jelzik. Függőlegesen a mért jelnagyságot adjuk meg dBm egységekben. *Jobb oldal:* az egyes napokon végzett mérések egymásra helyezve. Az ábrán látható „lépések” a berendezés digitalizálásából erednek. A szaggatott nyíl mutatja a delelések egymásra esését

hogy az ún. sziderikus nap hossza kb. 4 perccel rövidebb, mint a Nap két delelése között eltelt idő. A sziderikus nap ideje állandó (ezredmásodperces nagyságrendben a földrengések, a többi bolygó és a Hold befolyásolja), viszont a Föld pályájának bejárása során a két delelés között eltelt idő állandóan változik. Ha a Föld a pályáján megállna, akkor a Nap két delelése között mindig pontosan a sziderikus nappal azonos idő telne el, azonban a mozgás miatt van, hogy a delelések között kb. 4 perccel hosszabb idő telik el, mint a sziderikus nap. Kepler második törvénye értelmében januárban, amikor a Föld napközelben jár, a pályáján gyorsabban mozog, ezért a két delelés között eltelt idő nagyobb, mint júniusban. Lényegében a 24 órás időtartam két delelés között csak egy átlag, ehhez képest januárban hosszabb egy „szoláris nap" (amit két delelés között mérhetünk), ősszel és tavasszal rövidebb. A két időpont között pedig a delelések közti idők folyamatosan mozognak; a részletesebb eredmények szerint [6] két delelés között októberben az átlagos 24 órához képest kb. 13 szekundummal rövidebb időt kapunk. A mi adatainkból a *6. ábrán* mutatott módon (a szaggatott nyíl jelzi; az egyes mérésekre Gauss-görbét illesztettünk) azt kaptuk, hogy 5 nap alatt a delelés időpontja 68 szekundumot, azaz naponta átlagosan 13,6 szekundumot ment előrébb, ami igen jó egyezésben van a várt 13 szekundummal.

Köszönetnyilvánítás:

A cikk szerzői köszönetet mondanak a Czigány Tibor rektor által kezdeményezett BME Középiskolás TDK programnak. A cikk elkészültét a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Hivatal támogatta a K137852, K142179, TKP2021-EGA-02, és TKP2021-NVA-02, és V4-Japán programok (2019-2.1.7-ERA-NET-2021-00028) által, valamint a Kulturális és Innovációs Minisztérium a Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium projekt (2022-2.1.1-NL-2022-00004) keretében.

Irodalom

1. https://en.wikipedia.org/wiki/Sidereal_time
2. Fukushima E., Roeder S. B. W.: Experimental Pulse NMR: A Nuts and Bolts Approach, ISBN 978-0201627268, CRC Press, 1993.
3. Iida T., Wakana H.: Communications Satellite Systems. In: Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Ed.), szerkesztő: Meyers R. A., Academic Press, 2001.
4. Dálya G.: Bevezetés a csillagászatba – Az atommagoktól a galaxis-szuperhalmazokig. (2021) Felelős kiadó: Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont, Felelős szerkesztő: Kiss László főigazgató, ISBN 978-963-8361-58-5
5. https://physicsopenlab.org/wp-content/uploads/2020/11/sun-RadioSpectrum.png
6. https://explainingscience.org/2015/08/24/september-18-the-shortest-day/

A VALÓS HELYI IDŐ, AZAZ AZ ELFELEJTETT NAPIDŐ

A NAPIDŐ KISZÁMÍTÁSA A ZÓNAIDŐBŐL ÉS A HELYKOORDINÁTÁKBÓL

Beszeda Imre, Stonawski Tamás, Poór Ádám
Nyíregyházi Egyetem Fizika Csoport, Nyíregyháza

„Az időnek egyetlen oka van: minden nem történhet egyszerre."
Albert Einstein

Bevezetés

Kezdetben az emberek az aktuális időt a Nap járása után számították ki. Valódi helyi dél akkor volt, amikor a megfigyelőhelyen a napkorong középpontja áthaladt a délvonalon, vagyis amikor a merőlegesen leszúrt pálca árnyéka északra mutatott. Ebből természetesen az következik, hogy egy kiszemelt pillanatban minden földrajzi helynek más a valódi helyi ideje, hacsak nem azonos délkörön fekszenek. Korábban minden városnak külön ideje volt. (A mai Magyarország keleti és nyugati peremén fekvő városok valódi helyi ideje közötti különbség kb. fél óra.) Az utazóknak tehát minden városban át kellett állítani az órájukat, hogy alkalmazkodni tudjanak a helyi szokásokhoz és ne késsenek le a megbeszélt találkozókról. Az áruszállításban is komoly gondokat okozott a folyamatos óraátállítás.

Az említett kellemetlenségek elkerülésére vezették be a zónaidőt, majd Sandford Fleming, egy skót–kanadai származású mérnök és feltaláló 1876-ban javasolta az időzónák kiterjesztését az egész Földre kiterjedően. Ez gyakorlatilag a ma is használatban lévő rendszer bevezetését jelentette 1876-ban. Ennek alapján egy-egy nem nagy kiterjedésű ország egész területén egyforma az idő. A zömmel Greenwicht magában foglaló délkör 15 fokos körzetében elterülő országokban érvényes a nyugat-európai idő. A kelet felől szomszédos zónában a közép-európai idő érvényes, itt az időkülönbség Greenwichhez képest 1 óra. A következő zóna a kelet-európai zónaidő, ahol két órával van több, mint Greenwichben, és így tovább.

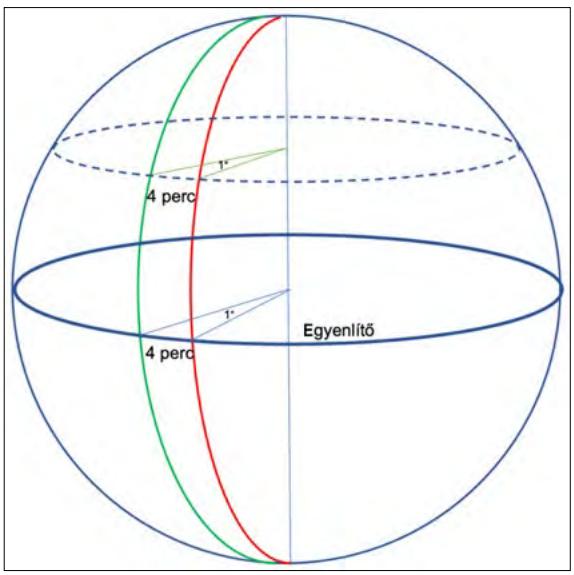
A zónaidő átszámítása helyi időre

Mivel a pontos zónaidő könnyen elérhető a mobiltelefonról, kézenfekvő, hogy a telefonról kiolvasva az alábbi számításokat is elvégeztetjük vele. A számítások nem igényelnek felsőfokú matematikát, azaz a módszer a középiskolás diákok számára is könnyen érthetővé tehető.

A következő számítások leegyszerűsítéséhez a földrajzi hosszúsági fokokat speciálisan időpercekbe fogjuk átszámítani.

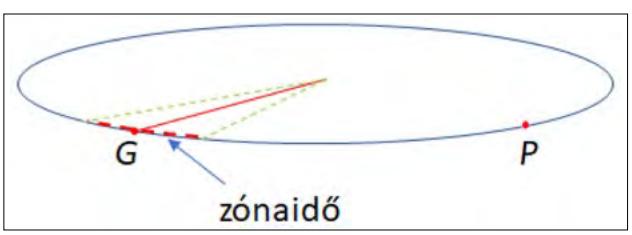
Az *1. ábrán* a piros íven éppen dél van, míg a tőle 1°-ra nyugatra lévő zöld íven 4 perc múlva fog delelni a Nap. A gondolatmenet egyszerű egyenes arányosságból levezethető:

$$360° \mapsto 24\,\text{óra} = 24 \cdot 60\,\text{perc, így}$$
$$1° \mapsto \frac{24 \cdot 60\,\text{perc}}{360°} = 4\,\text{perc}. \qquad (1)$$



1. ábra. Középponti szögekhez tartozó perc értékek

Vegyük észre, hogy az ívek közötti távolság a hosszúsági kör függvényében változik ugyan, de az időkülönbség állandó marad, azaz azonos délkörön fekvő helyeken a napidő is azonos. Számításainkat így elegendő az egyenlítői főkörre alkalmazni, mivel a helyi idő kiszámítása csak a szélességi körtől függ.



2. ábra. Az egyenlítőhöz tartozó hosszúsági kör vizsgálata, ahol *G* a 0. időzóna középértéke (azaz a 0. hosszúsági fok) és *P* egy tetszőleges tartózkodási hely a hosszúsági körön

A *2. ábrán* látható tetszőleges *P* hely keleti szélességi értékéből kiindulva határozzuk meg, hogy a *P* hely a hozzá tartozó zónaidősáv közepétől hány fokkal tér el!

Egy óra 15°-nak felel meg (1), ezért érdemes a főkörünket 360°/24 = 15°-os részekre osztani. Ezen részek közepe lesz a zónaközép-érték [1]. Ha például a *P* hely keleti hosszúsága *K*, akkor *K* fokra lesz a *G* kezdőponttól, amit a következő matematikai bontásban írhatunk le:

$$K = n \cdot 15° - 7{,}5°, \qquad (2)$$

ahol $n \in \mathbb{R}$ és $-12 < n \leq 12$.

A zónaidő *z* középérték-helyét *K* függvényében meghatározhatjuk, ha (2)-ből *n*-et kifejezzük és az egészrészét vesszük:

$$z = \left\lfloor \frac{K + 7{,}5°}{15°} \right\rfloor \cdot 15°. \qquad (3)$$

A középértéktől való eltérést (Δ) fokokban kapjuk:

$$\Delta = K - z. \qquad (4)$$

Ebből a módosult időt (st) úgy kapjuk, hogy az aktuális zónaidőhöz (*i*) hozzáadjuk az előjeles különbséget, amit percekre váltunk, azaz megszorozzuk 4 perc/fokkal, vagyis 4/60 (= 240/3600) másodperc/fokkal:

$$\text{st} = i + \frac{240 \cdot \Delta}{3600}. \qquad (5)$$

A nyári időszámításnál természetesen egy órát le kell vonni a zónaidőből.

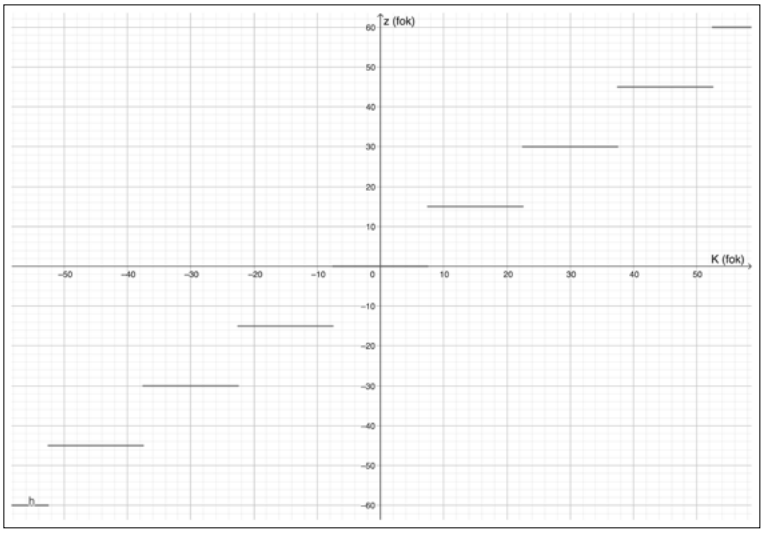
A fenti gondolatmenet viszont egy olyan ideális esetet feltételez, ami nem veszi figyelembe, hogy

1. a Föld pályája ellipszis, így a keringési sebesség nem állandó,
2. a Föld pályája (ekliptika) és az Egyenlítő síkja nem esik egybe.

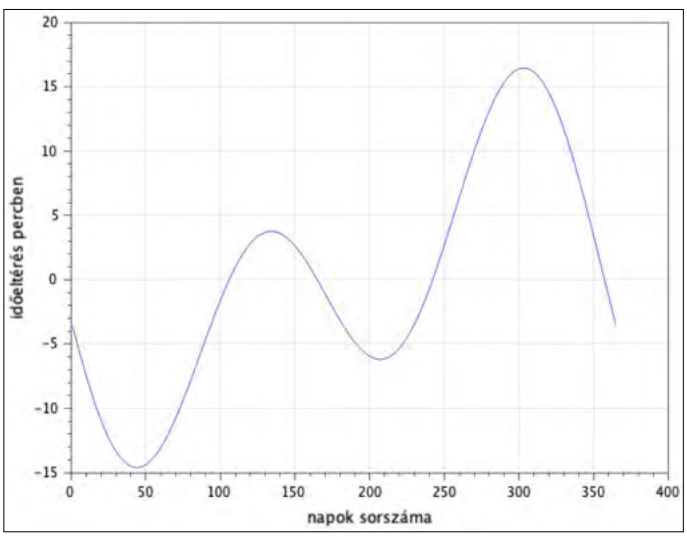
Beszeda Imre matematika-fizika-számítástechnika szakos középiskolai tanár, anyagtudományi mérnökfizikus, a Nyíregyházi Egyetem Műszaki és Agrártudományi Intézet fizikatanára. 2006 óta foglalkozik tudomány- (elsősorban fizika-) népszerűsítéssel és tehetséggondozással. A Kreatív Fizika Tábor megálmodója és szervezője.

Stonawski Tamás a Nyíregyházi Egyetemen főiskolai docens. Doktori címét 2016-ban az ELTE Fizika Tanítása doktori programjának keretében szerezte. Kutatási területe a digitális média alkalmazása a tanulói kreativitás, problémamegoldás és önálló kísérletezés fejlesztésére az általános és középiskolában.

Poór Ádám a Nyíregyházi Egyetem matematika-fizika tanárszakos hallgatója. Tanulmányai során a napidő jelenségének kutatására specializálódott, mely témából írta a szakdolgozatát is. Kutatásai középpontjában a napidő különböző aspektusainak vizsgálata állt, valamint annak pedagógiai integrációja az oktatásban.



3. ábra. A zónaidő középérték-helye (z) K függvényében (az ábrázolás a Geogebra programmal történt)



4. ábra. A (6) approximációval készített ábra

A valóságtól való további eltérést még néhány egyéb tényező is befolyásolja, ilyenek például a tavaszpont és a perihélium helyzetének változása, valamint a Föld forgási tengelyének és forgási sebességének időszakos módosulása. Ezeket a pontosabb számítások során figyelembe kell vennünk.

Évente viszont négy alkalommal (április 15., június 14., szeptember 1. és december 25.) az időeltérés nullává válik a tényleges helyi idő és a fenti eltéréseket figyelembe nem vevő, úgynevezett középidő között (ez utóbbi az égbolton egész évben egyenletes szögsebességgel mozgó képzeletbeli objektum, a „fiktív egyenlítői középnap" mozgása szerinti helyi idő). A legnagyobb eltérés általában novemberben van, ekkor akár 16 perc is lehet.

A következő közelítő formulával pontosíthatjuk a számításainkat [2]:

$$E = 9{,}87\sin(2B) - 7{,}53\cos(B) - 1{,}5\sin(B), \qquad (6)$$

ahol

$B = 2\pi[(d - 81)/364]$,
E: középidő – helyi idő,
d: a naptári nap sorszáma az éven belül.

Az idő mellett még egyéb érdekességeket is kiszámíthatunk, mint például a delelési idő, a delelési magasság, a napfelkelte és napnyugta időpontja, a nap hossza [3, 4].

Példa: *a delelési idő kiszámítása*

c = telefonidő – napidő

Ha a napidő = *12:00, akkor c* = (telefonidő – 12:00), *így* a telefonidő = c + 12:00.

Példa: *a delelési magasság kiszámítása* a deklinációból (külön gondolatmenettel, É = a megfigyelő északi szélessége):

$$\mathrm{D} = -23{,}45 \cdot \cos\left(\frac{360}{365}(d+10)\right)\frac{\pi}{180},$$

$$\mathrm{DM} = 90° - \text{É} + \mathrm{D}.$$

Az applikáció letölthető itt: https://suntime.stonawski.hu/

Ellenőrzés napórával

Ez az alkalmazás a helyi idő mérésével foglalkozik, és kiváló lehetőséget ad arra, hogy a diákok a mérés ellenőrzéséhez aktivizálják korábbi nemzetközi kapcsolataikat, bevonva testvériskoláikat

5. ábra. A delelés ellenőrzése házilag készített napórával

és testvérvárosaikat a mérésekbe. Az alkalmazás által számított delelési idő lehetővé teszi a felhasználók számára, hogy napóra és iránytű segítségével ellenőrizzék az időt, így részletes és pontos adatokkal rendelkezhetnek.

Érdemes kiemelni, hogy az applikáció nemzetközi alkalmazhatóságában kihívások merülhetnek fel az időzónák valódi alakjával kapcsolatban, ami igazodik az országok, országcsopotok határaihoz. Például Magyarországon a keleti határrészen végzett méréseknél korrekciókra volt szükség az időzóna átnyúlása miatt. Fontos megjegyezni, hogy egyes országok nagyon nagymértékben is eltérhetnek a földrajzihosszúság-alapú időzónabeosztástól. Kína például, noha területe több időzónára is kiterjedne, egyetlen időszámítást alkalmaz. Az alkalmazás fejlesztésének egyik lehetséges iránya lehet ezeknek a speciális helyzeteknek a figyelembevétele, hogy az alkalmazás még szélesebb körben használható legyen a világ különböző részein.

Mire jó ez az oktatásban?

6. *ábra.* A Nap járását demonstráló eszköz, digitális napórával

A *6. ábrán* egy – fizikatanár szakos hallgató által készített – demonstrációs eszköz látható. A fotó felső részén egy félköríven mozgatható, a Nap látszólagos mozgását illusztráló lámpát láthatunk, ami egy napóra-modellt világít meg. Így az iskolai oktatásban akár tantermi körülmények között is tárgyalhatjuk a témát. A fotó alsó részén pedig egy 3D nyomtatóval készített digitális napórát mutatunk, ami ±10 perc pontossággal mutatja az időt.

Innováció

A valóságos Nap szerinti idő ismerete nemcsak az időről alkotott szemléletünket szélesíti, hanem gyakorlati hasznát is megkereshetjük. Egyik ilyen innováció lehet a napelemek napkövető rendszerénél történő alkalmazása. Ezek lehetővé teszik, hogy a napelemek kövessék a Nap mozgását az égen a nap folyamán. Ennek eredményeként hatékonyabban használják ki a napenergia potenciálját, mivel mindig a napsugárzás elnyeléséhez optimális szögben tartják a napelemeket. Alapesetben ezek a rendszerek szenzorokat használnak a Nap pozíciójának észlelésére, és amikor a Nap pozíciója változik, a rendszer motorok és vezérlők segítségével követi a Nap mozgását. Fontos megjegyezni, hogy ezek a rendszerek általában bonyolultak és drágák, valamint folyamatos karbantartást igényelnek a megfelelő működéshez.

A fenti napkövető napelemrendszerek esetében viszont a legnagyobb kihívást a felhős időjárás jelenti, mivel a felhők átmeneti árnyékolást eredményeznek. Az ilyen rendszerek a mozgást felfüggesztik, amíg felhős időjárás van. Ilyenkor a napelemek a legutolsó ismert optimális szögben maradnak, amíg a felhők eltűnnek, és újra megjelenik a Nap.

Ha viszont folyamatosan tudjuk a helyi időt és a Nap magasságát a déli égbolton, a megfelelő pozicionálással a legjobb teljesítményt tudjuk elérni felhős időben is, és a szenzor meghibásodása sem okoz problémát. De kombinált rendszerek is létrehozhatóak, melyeknél a helyi idő szerinti mozgatás felhős időben vagy a szenzor hibás működése esetén aktivizálódik. Így tehát a helyi idő szerinti mozgatás a szenzorokkal ellátott rendszereknek jó kiegészítése lehet, különösen olyan területeken, ahol az időjárási körülmények változékonyak lehetnek vagy a szenzorhibák gyakoriak. Jelenleg egy Arduinóval vezérelt kisméretű napelemet tesztelünk, és terveink szerint a kísérletet több napelemre is kiterjesztjük.

Élményszerű geometriai bizonyítást kereshetünk tanítványainknak, ha ki szeretnénk számolni, milyen közel telepítsük a napelemeket, hogy kevésbé árnyékolják egymást és a legnagyobb teljesítménnyel működjenek *(7. ábra)*.

A *7. ábra* jelöléseit felhasználva az alábbi hasonló derékszögű háromszögeket találjuk:

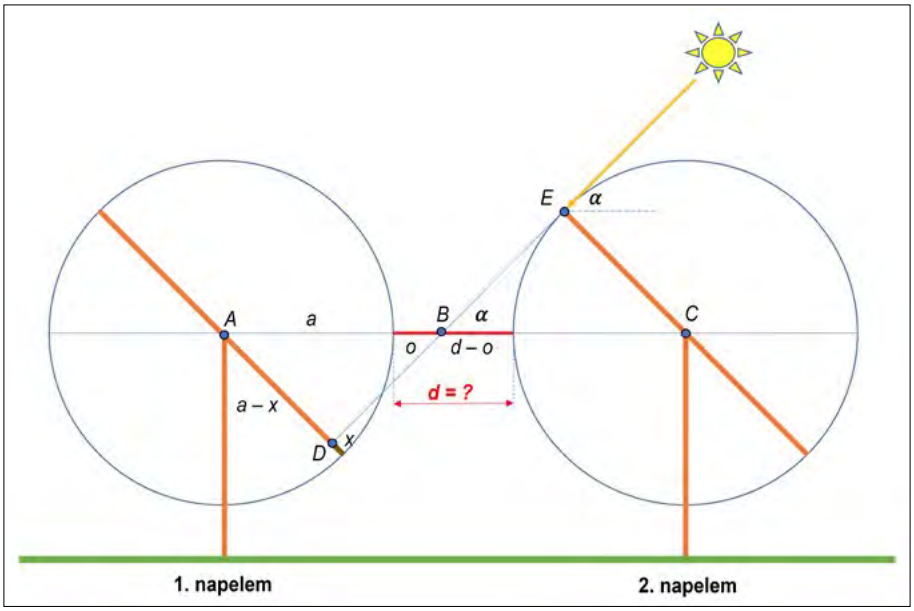
$$ADB\triangle \sim BEC\triangle, \text{ illetve } ADB\sphericalangle = BEC\sphericalangle = 90°,$$

$$\sin\alpha = \frac{a}{a+d-o}, \tag{7}$$

$$\frac{a-x}{a+o} = \frac{a}{a+d-o}. \tag{8}$$

A (7) egyenletből o-t kifejezve, (8)-ba behelyettesítve a bal oldali napelemre vetett árnyék x mérete kifejezhető:

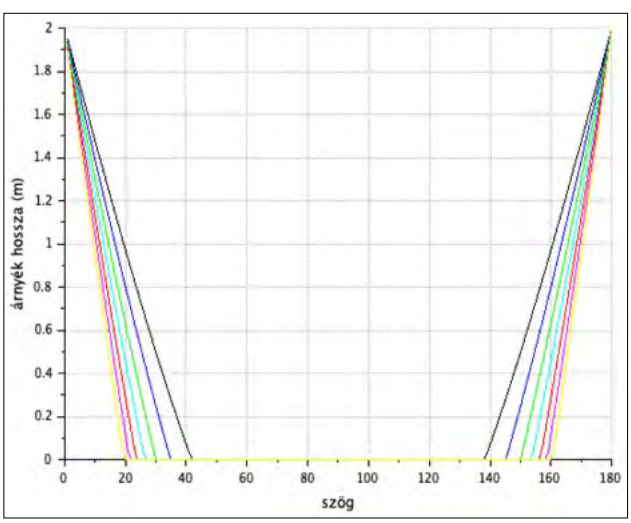
$$x = 2a - (2a + d)\sin\alpha,$$



7. ábra. Két, egymástól *d* távolságra telepített napelem a vízszinteshez képest tetszőleges szöggel (a Nap járása szerint) elfordítva, melynek során a jobb oldali napelem *x* méretű árnyékot vet a bal oldalira

ahol
x – az árnyékolás,
$2a$ – a napelem szélessége,
d – a két napelem távolsága,
α – a napsugár vízszintessel bezárt szöge.

Ha a fenti összefüggésben szereplő paramétereket megadjuk (d, a), a szög változtatásával (0–80) elkészíthetjük az árnyékhossz-szög grafikont, amellyel kiválaszthatjuk az optimális beállításokat *(8. ábra)*.



8. ábra. A 2 m széles napelemek árnyékolása 1–4 méter távolságokra. A két szélső távolságérték esetében az árnyék megjelenéséhez és eltűnéséhez rendelhető szögértékek kb. 20 fokos eltérést mutatnak

Konklúziók

Az órák, illetve az általuk mutatott hivatalos zónaidő pontos értékéhez való szoros igazodás révén az emberek életéből eltűnt a valóságos idő fogalma. Milyen gyakran állunk meg, hogy megkérdezzük magunktól: mikor van dél? Hány perc eltérés van a Nap szerint az országunk keleti és nyugati határai között? Hány kilométert kell keletre utaznunk ahhoz, hogy egy perc különbség legyen az itteni és az ottani napidő között? A hivatalos idő értékét olyan apró részletek is befolyásolják, mint a nyári időszámítás, és ez az életünk számos aspektusát érinti.

Az általunk kidolgozott alkalmazás és a vele végzett számítások lehetőséget teremtenek a diákok számára, hogy felfedezzék és megértsék ezeket a részleteket. A tanulók, akik megértik a helyi időszámítás és az időzónák kiszámításának alapjait, számos érdekes felfedezést tehetnek. Például, az időzónák közötti különbségek meghatározása során rájöhetnek, hogy hány kilométeres elmozdulás szükséges egy adott időeltérés kialakulásához. Megismerhetik a nyári időszámítás okait és hatásait, valamint elgondolkodhatnak azon, hogy milyen előnyökkel vagy hátrányokkal jár az számukra.

A tanárokon múlik, hogy mennyi érdekes és tanulságos mérést adnak feladatul, valamint milyen kérdést vetnek fel a diákjaiknak az applikáció segítségével. Az ilyen tevékenységek nem csupán elmélyítik a diákok matematikai, fizikai és földrajzi ismereteit, hanem fel is ébresztik kíváncsiságukat a világ időbeli dimenzióival kapcsolatban. Ezen keresztül a diákok olyan készségeket szerezhetnek, amelyek a globális gondolkodás és a kulturális érzékenység terén is kiemelkedővé tehetik őket a jövőben. Egy másik hasonló projekt lehet pl. a földrajzi szélesség meghatározása egy szögmérő és egy függőón segítségével [5].

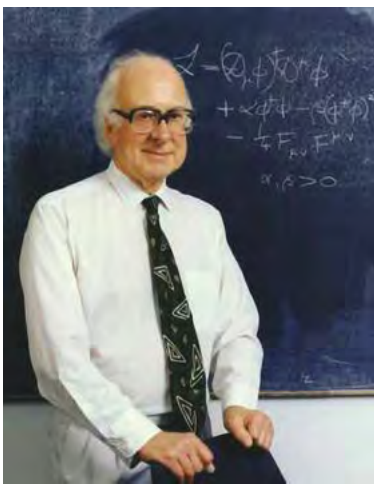
Irodalom

1. https://www.kfki.hu/~elftaisk/tanitas/12._Az_ido_es_a_naptar.pdf
2. https://hu.wikipedia.org/wiki/Id%C5%91egyenlet
3. https://www.bristol.ac.uk/media-library/sites/engineering/engineering-mathematics/documents/modelling/teacher/daylength_t.pdf
4. https://www.science-on-stage.de/sites/default/files/material/istage1_hu_a-nap-hossza.pdf
5. Simon Péter, Ujvári Sándor, Sebestyén Zoltán, Nyerges Gyula, Görbe László: Fizikai mérések útközben. *Fizikai Szemle,* 2006/12, 420.

MEGEMLÉKEZÉS

PETER WARE HIGGS, 1929–2024

Horváth Dezső[1,2]
[1] HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest
[2] Babeş–Bolyai Tudományegyetem, Kolozsvár



Peter Ware Higgs (1929–2024)

2024. április 8-án elhunyt *Peter Higgs* Nobel-díjas fizikus, az elemi részecskék elméleti fizikájának egyik megalapozója. A Higgs-bozon létezésének feltételezése, majd 48 évvel a jóslat után annak kísérleti megfigyelése végleg beírta Peter Higgst a fizika történetébe. A Higgs-bozon fizikájáról könyvtárnyi irodalom született, a *Fizikai Szemle* is jó pár cikkben körüljárta a témát. Itt csak a legutóbbira, a felfedezés 10. évfordulója alkalmából született különszám közleményeire hivatkozunk [1], ott megtalálhatók a korábbi cikkek koordinátái is. Ezúttal a történeti vonatkozásokat foglaljuk össze.

Az elemi részecskék elmélete 1970 előtt nem tudott számot adni az anyag legapróbb alkatrészeinek tömegéről, bár anyagaink tömegének túlnyomó részéről igen, tiszta energiatartalomként. A szimmetriákon alapuló kölcsönhatási elméletek ugyanis kizárták az elemi részecskék, közöttük például az elektron és a kölcsönhatásokat közvetítő részecskék nullától különböző tömegét. A probléma igen súlyos volt, hiszen az elektron tömege igen pontosan ismert volt kísérletileg, és azt is lehetett tudni, hogy a gyenge kölcsönhatást közvetítő bozonok tömege rendkívül nagy kell, hogy legyen, hiszen az attól gyenge, az korlátozza a kölcsönhatás hatótávolságát. Háromféle mértékszimmetria kínálta magát az anyagot összetartó elektromágnesség, az atommagbomlásokat vezérlő gyenge és az atommag alkatrészeit összetartó erős kölcsönhatás leírására, de azok nem engedtek meg tömegeket. Az erős kölcsönhatás ilyen szempontból rendben levőnek látszott, még többé-kevésbé az elektromágneses is, hiszen azok közvetítő részecskéi, bozonjai, a gluonok és a foton is zérus tömegűek, de a gyenge kölcsönhatás közvetítőbozonjai már nem.

Nambu Joicsiro (angol átírásban *Yoichiro Nambu*) japán fizikus 1960-ban felvetette, hogy egy szimmetriasértő mezőben tömeget nyerhetnek a tömeg nélküli részecskék, és ezzel megalapozta a spontán szimmetriasértési mechanizmust. *Jeffrey Goldstone* két évre rá megmutatta, hogy az ilyen szimmetriasértésnél tömeg nélküli új, virtuális részecskék is keletkeznek, ezeket el is nevezték Goldstone-bozonoknak (néha Nambu–Goldstone-bozonnak is hívják őket). *Philip Anderson* 1963-ban felvetette, hogyan lehet elkerülni Goldstone-bozonok megjelenését spontán szimmetriasértésnél. Nambu, Goldstone és Anderson a szilárdtestfizika elméletét fejlesztették, akárcsak Wigner Jenő szimmetriái, a szimmetriasértés is onnan szivárgott át a részecskefizikába. Nambu és Anderson fizikai Nobel-díjat kapott, Goldstone nem.

Anderson nyomán ezt a szimmetriasértést dolgozták ki a részecskefizikai kvantumtérelméletbe illesztve. A gyenge bozonok és az elektron tömegének értelmezéséhez tehát sérteni kellett a kölcsönhatásokat eredményező szimmetriákat, a szimmetriasértéshez viszont szükség volt valamilyen külső hatásra. A spontán szimmetriasértés részecskefizikai mechanizmusát egymástól függetlenül három kutatócsoport is kidolgozta szinte teljesen egyidejűleg, és 1964-ben, néhány hét különbséggel két belga, egy skót és három angol fizikus publikálta. Ehhez egyesíteni kellett az elektromágnességet és a gyenge kölcsönhatást eredményező két szimmetriafajtát, alkalmazni rá a szimmetriasértést, és utána az eredményből leválasztani egy elektromágnességet nulla tömegű fotonnal: a maradék lett a gyenge kölcsönhatás. Az alapot mindhárman kidolgozták, a folyamat melléktermékeként létrejövő furcsa, szinte tulajdonságok nélküli, de nagy tömegű részecske létezését viszont a skót *Peter Higgs* jósolta meg, ezért hívjuk ezt Higgs-bozonnak. Történeti okokból gyakran magát a mechanizmust és az azt létrehozó mezőt is Higgs-mechanizmusnak és Higgs-mezőnek hívják, de az nem igazán jogos.

Peter Higgs évekkel később tartott egy konferencia-előadást „Életem, mint bozon: a Higgs története” címmel, amelyet a [2] cikkben is megjelentetett. Ebben elmeséli, hogy kezdetben hiába próbálta magyarázni,

Horváth Dezső Széchenyi-díjas kísérleti részecskefizikus. 1970-ben végzett az ELTE-n, kutatásait Dubnában és Leningrádban kezdte, a kanadai TRIUMF, az amerikai BNL, a svájci Paul-Scherrer Intézet, az olasz INFN, majd a CERN következett. Budapest–Debrecen kutatócsoportokat szervezett CERN-kísérletekre. 2006 óta koordinálja a magyar fizikatanárok részecskefizikai oktatását a CERN-ben. Emeritus professzor, magántanárként részecskefizikát oktat a Debreceni és a kolozsvári Babeş–Bolyai Egyetemen.

kinevették az elképesztő elméletét, amelyben feltételezte, hogy a vákuumot kitölti egy forrás nélküli, állandó erőtér, amely megbontja az üres tér tökéletes szimmetriáját, és az kelti az elemi részecskék tömegét a furcsa bozonnal együtt. Az első közleményét a CERN-ben szerkesztett *Physics Letters B* folyóirat egyszerűen elutasította. Hamarosan kiderült azonban, hogy az elméletnek igenis szüksége van a tömegképződés mechanizmusára, sőt melléktermékére, magára a Higgs-bozonra is, hogy megszabaduljon bizonyos kellemetlen elméleti zavaroktól. A hetvenes évek elején megszületett tehát a részecskefizika elmélete, a Standard Modell. Ezért írta Peter Higgs az említett életrajzi cikkében, hogy „igazából 1972-ben kezdődött az életem mint bozon".

A kísérletezők óriási erőkkel keresték a Higgs-bozont a hetvenes évektől napjainkig, hiszen a létezése és a modellszámítások által egészen pontosan megjósolt tulajdonságai voltak hivatottak igazolni ezt az elképesztő elméletet. A számítások eléggé pontosan megjósolták a gyenge kölcsönhatást közvetítő bozonok tömegét, és azokat 1983-ban sikerült is megfigyelni a CERN-ben, Nobel-díjat hozva Carlo Rubbiának, a CERN későbbi főigazgatójának. A Higgs-bozon tömegére viszont a modell csak igen tág határokat adott, rengeteg publikáció született ajánlott megfigyelési módszerekről a lehetséges tömege függvényében. Állandóan küzdenünk kellett az ellen a zsargon ellen, amelyben a nagyenergiás fizikusok „a Higgsről" és „Higgs-tömegről" írtak Higgs-bozon és a tömege helyett. Erre céloz egyébként Peter Higgs is a [2] cikk címében. Ennek ellenére az egyik alapvető információforrásunk a kétezres években a [3] könyv lett „A Higgs-vadászok útikalauza" címmel.

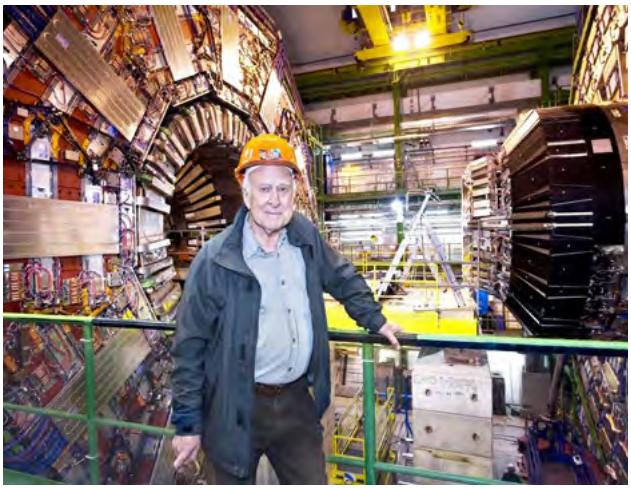
Viszonylag kis tömeg esetén a Higgs-bozont már a korai részecskegyorsítóknál is meg lehetett volna figyelni, ha viszont a tömege a gyenge kölcsönhatás bozonjainak legfeljebb kétszerese lett volna, akkor az amerikai TEVATRON proton-antiproton ütköztető megfigyelte volna a kilencvenes években. A CERN LEP elektron-pozitron ütköztetője működésének utolsó két évét a Higgs-bozon keresésének szentelte, de azzal még éppen nem sikerült elérni a keltéséhez szükséges energiát. 2000-ben szétszedték a LEP-et és megkezdték annak 27 km kerületű alagútjában az LHC proton-proton ütköztető építését. Két legnagyobb mérőberendezése, az ATLAS és a CMS kifejezetten a Higgs-bozon felfedezésére volt optimalizálva, habár persze máig ezerféle más jelenséget is tanulmányoz. Magyarország a CMS-kísérlethez csatlakozott a kilencvenes években, akkor még csak a debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem és az ATOMKI, valamint a budapesti KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet színeiben. Magyar kutatók vettek részt a detektor legbelső, az ütközési pont környékét figyelő pixeldetektorának, a detektor mágnesvasában elhelyezett müonkamráknak és az előreszórt részecskék észlelésére szolgáló kaloriméternek tervezésében és építésében; az utóbbi jól látható Peter Higgs feje felett az épülő CMS-detektor képén.

A Higgs-bozon megfigyelése azután rengeteg hiábavaló kísérletet követően, csak 48 évvel a jóslat megjelenése után, a CERN LHC gyorsítójánál működő két óriási mérőberendezésének, összesen tízezernél több kutató (fizikus és mérnök, közöttük mintegy hetven magyar) részvételével sikerült 2012-ben. *Peter Higgs* és a belga *Francois Englert* meg is kapta 2013-ban a fizikai Nobel-díjat. A másik belga, *Robert Brout* nem érte meg a felfedezést, a három angolnak pedig pechje volt, mert néhány héttel később publikálták a spontán szimmetriasértést, és háromnál több személy nem osztozhat egy Nobel-díjon. Több kollégában joggal felmerült, hogy igazán hozzátehették volna harmadiknak Goldstone-t, maga Higgs pedig az angol csoport vezetőjét, *T. W. B. Kibble*-t hiányolta a díjazottak közül.

François Englert és Peter Higgs a CERN-ben, a Higgs-bozon felfedezésének 2012-es bejelentésekor

A felfedezés nagy bejelentését 2012-ben a melbourne-i óriási nagyenergiájú fizikai konferenciára időzítették, az előzetes becslések alapján ugyanis akkorra várták a megfelelő adatmennyiség összegyűjtését. Az persze elképzelhetetlen volt, hogy azt ne maga a CERN jelentse be, úgyhogy 2012 augusztusában a CERN nagy előadótermét az interneten át bekötötték az ausztráliai konferenciára, és nem mellesleg az egész világon elérhetővé tették egyenes adásban. Jómagam három magyarországi előadótermet is bekapcsoltattam a CERN-nel, kettőt Budapesten és egyet Debrecenben. Mivel a két nagy mérőberendezés, az ATLAS és a CMS összesen mintegy tízezer résztvevőjével előzetesen egyeztették az előadásokat, és az ülésre meghivták az összes szóba jövő nagy tudóst és rengeteg újságírót, a titkos eredményt két nappal az ülés előtt már publikálták az online folyóiratok. Az egyszerű résztvevő fizikusok közül az előadásra csak azok juthattak be, akik az előadóterem ajtaja előtt aludtak. A két kísérlet vezetője részletes előadásban közölte, hogy a teljes kísérleti bizonytalanság ötszörösével kiemelkedve a háttérből látják a Higgs-bozon jelét, mindkét kísérletnél és a Higgs-bozon mindegyik jelentős bomlási módusánál, ugyanazzal a 125 GeV[1)] körüli tömeggel. A fizikusok általában világszerte jól ismerik egymást, Peter

[1)] A tömeget energiatartalmával mérjük. 1 eV (elektronvolt) energiát nyer egy elektron vagy proton 1 V feszültség átszelésekor, 1 GeV = 10^9 eV. A proton tömege 0,938 GeV.



Peter Higgs 2008-ban a CERN Nagy Hadronütköztető épülő CMS berendezésénél

Higgs és François Englert az előadás után (lásd a képet) azonban közölték, hogy azelőtt soha nem találkoztak.

Emlékezzünk tehát Peter Higgs fizikusra, aki elég bátor volt ahhoz, hogy az akkori teljes értetlenség, sőt elutasítás ellenére részleteiben kidolgozzon egy tökéletesen abszurdnak látszó elméleti modellt, amelyet azután csaknem fél évszázadnyi munkával, temérdek anyagi és szellemi erőfeszítéssel, az egész világ összefogásával sikerült csak bizonyítani.

Irodalom

1. Pásztor Gabriella (vendégszerkesztő): A Higgs-bozon 10 éve. *Fizikai Szemle,* 2023/2.
2. Peter W. Higgs: My life as a boson: The story of „The Higgs". *Int. J. Mod. Phys.,* A17S1 (2002), 86–88. https://doi.org/10.1142/S0217751X02013046
3. J. F. Gunion et al.: The Higgs Hunter's Guide. *Frontiers of Physics,* 80 (2000) 1–404.

HÍREK–ESEMÉNYEK

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT KÜLDÖTTGYŰLÉSE

Az ELFT küldöttgyűlését 2024. május 25-én az ELTE lágymányosi kampuszán tartotta. A küldöttgyűlésen részt vevő tanár kollégák a *Fizikai Szemle* májusi számából, melynek középpontjában a fizika tanítása állt, egy-egy tiszteletpéldányt kaptak. A napirend előtti előadást *Dombi Péter* (HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, ELI) tartotta „Attofizika – a 2023-as fizikai Nobel-díj" címmel.

A küldöttgyűlésről szóló emlékeztető a szokott módon megtalálható a Társulat honlapján: http://elft.hu/tarsulatrol/kuldottkozgyulesek/.

A küldöttgyűlés keretében osztották ki a Társulat díjait.

Budó Ágoston-díj: *Ajtai Tibor*
Ajtai Tibor kiemelkedő kutatói munkáját az aeroszolok műszeres vizsgálata területén végezte. Jelentős tudományos eredményei mellett kiemelendő a gyakorlatban széles körben hasznosuló méréstechnikai eszközcsalád kifejlesztése.

Jánossy Lajos-díj: *Oláh László*
Oláh Lászlónak döntő hozzájárulásai voltak a Szakuradzsima-vulkán Müográfiai Observatóriumának létrehozásához. Kutatómunkája a vulkáni folyamatok feltárására és a veszélyérzékelésre koncentráltak.

Schmid Rezső-díj: *Major Balázs*
Major Balázs 2013 óta végez kutatómunkát az attoszekundumos fizika témakörében. Kutatómunkája középpontjában a magasharmonikus-keltés, valamint atom- és molekulafizikai alkalmazásai, továbbá az ultrarövid lézerimpulzusok terjedése, fókuszálása és diffrakciója állnak.

Szalay Sándor-díj: *Szücs Tamás*
Nemzetközileg is kimagasló eredményeket ért el a vasnál könnyebb stabil izotópok nukleoszintézisét meghatározó reakciók kísérleti vizsgálatában.

ELFT-érem: *Hraskó Péter*
Hraskó Péter sok évtizedes munkássága központjában *a tiszta fizikai gondolkozás* bemutatása áll, s ezt szolgálják előadásai, cikkei, könyvei, oktatói tevékenysége. A relativitáselmélet vezető szakértője, s híres „Relativitáselmélet" tankönyvét több magyar egyetem is használja a fizikusképzésben.

Prométheusz-díj: *Vankó Péter*
Vankó Péter évtizedek óta a középiskolás tehetséggondozás egyik meghatározó alakja. Aktív szerepet tölt be az Eötvös-verseny szervezésében, a Fizikai Diákolimpiára való felkészítésben és a BME Fizikai Intézet egyéb tehetséggondozó programjaiban.

***Fizikai Szemle*-nívódíjak**

Tudományos cikkek kategóriában: *Pásztor Gabriella*
„Az Univerzum titkai és a Nagy Hadronütköztető: nyitott kérdések a részecskefizikában" című cikke után, amely a *Fizikai Szemle* 2023. évi februári számában jelent meg.

Tanítási cikkek kategóriában: *Kucsera Robin és Simon Ferenc*
„A folyamatok megfordíthatatlansága és a spinechó" című cikkük után, amely a *Fizikai Szemle* 2023. évi októberi számában jelent meg.

LEGYÉL TE A CSILLAGÁSZAT ÚJ BAJNOKA!

Athletica Galactica

Kárpát-medencei Középiskolai
Csillagászati és Asztrofizikai Verseny

athleticagalactica.hu

KEDVENC TANTÁRGYAID A MATEK,
A FIZIKA ÉS AZ INFORMATIKA?

ÉRDEKEL A CSILLAGÁSZAT ÉS AZ ŰRKUTATÁS?

SZERETNÉL KÜLFÖLDÖN TANULNI A JÖVŐBEN?

TÉGED VÁR
AZ ATHLETICA GALACTICA CSILLAGÁSZATI ÉS ASZTROFIZIKAI VERSENY!

FONTOS IDŐPONTOK:

I. forduló: 2024. november 13. (szerda)
II. forduló: 2024. december 11. (szerda)
III. forduló: 2025. január 08. (szerda)
Országos döntő: 2025. március 21–23., Jászberény

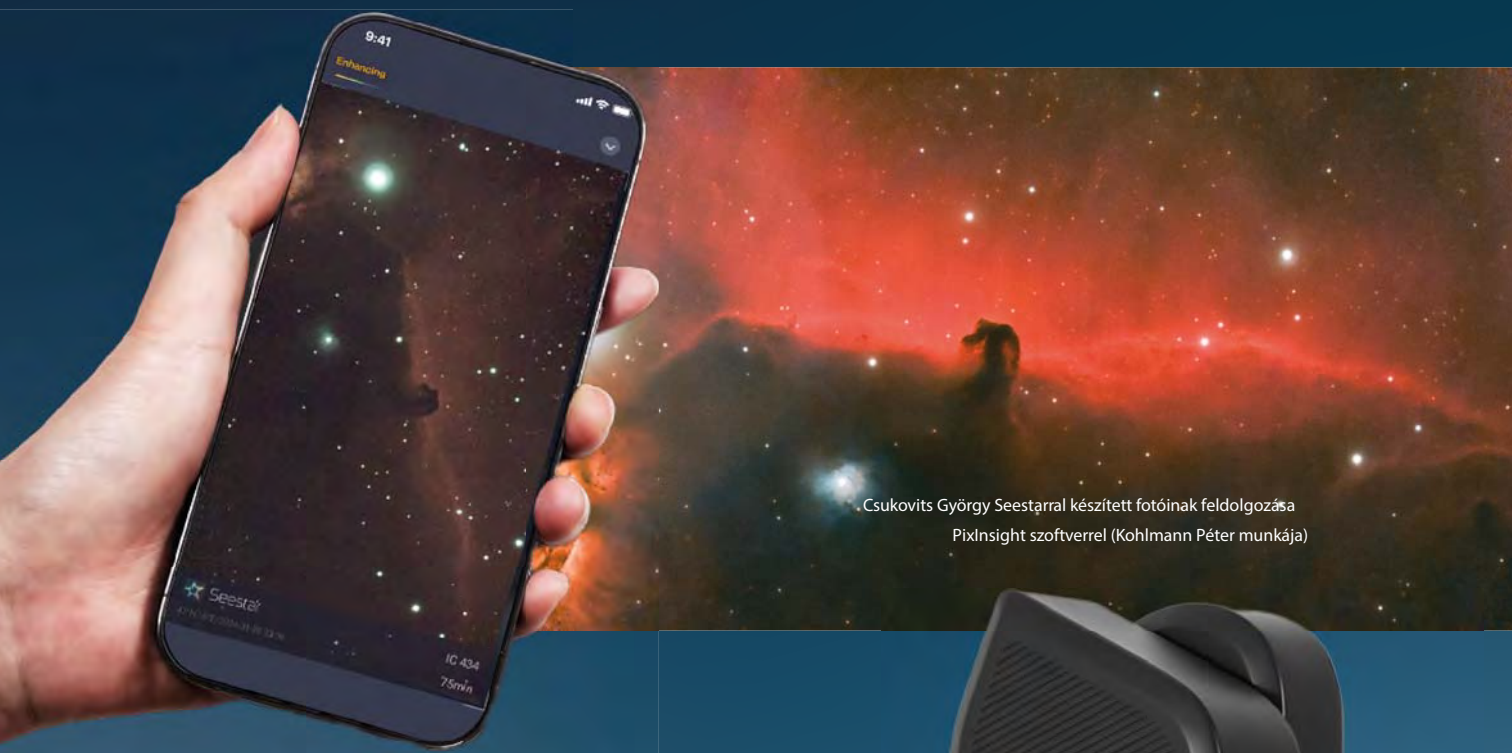
JELENTKEZZ A VERSENYÜNKRE, HOGY TE LEHESS A CSILLAGÁSZAT LEGÚJABB BAJNOKA!

www.athleticagalactica.hu | info@athleticagalactica.hu

btc
tavcso.hu

ZWO SEESTAR S50

OKOSTÁVCSŐ



Csukovits György Seestarral készített fotóinak feldolgozása
PixInsight szoftverrel (Kohlmann Péter munkája)

A Seestar S50 egy kompakt, intelligens fotós távcső, melyet a mobileszközünkről pofonegyszerűen tudunk vezérelni. Egyetlen gombnyomással lenyűgöző felvételeket készíthetünk a Napról, a Holdról, halvány mélyég-objektumokról, vagy akár nappali célpontokról is, melyeket természetesen egyszerűen meg is oszthatunk. A távcső kezelése olyan egyszerű, hogy mindenféle előzetes tudás és szakmai tapasztalat nélkül is sikerélményre számíthatunk.

- 50 mm-es triplet apo objektív
- full HD képérzékelő
- ki- és bekapcsolható dual-band mélyégszűrő
- GoTo (plate solving)
- élő képösszegzés (live stacking)

Budapesti Távcső Centrum
tavcso.hu

Budapest XII.
Városmajor u. 21.
a Déli pályaudvar közelében
H-P: 9-17 óra, SZ: 9-13 óra

btc@tavcso.hu
+36 (20) 484 9300
+36 (1) 202 5651