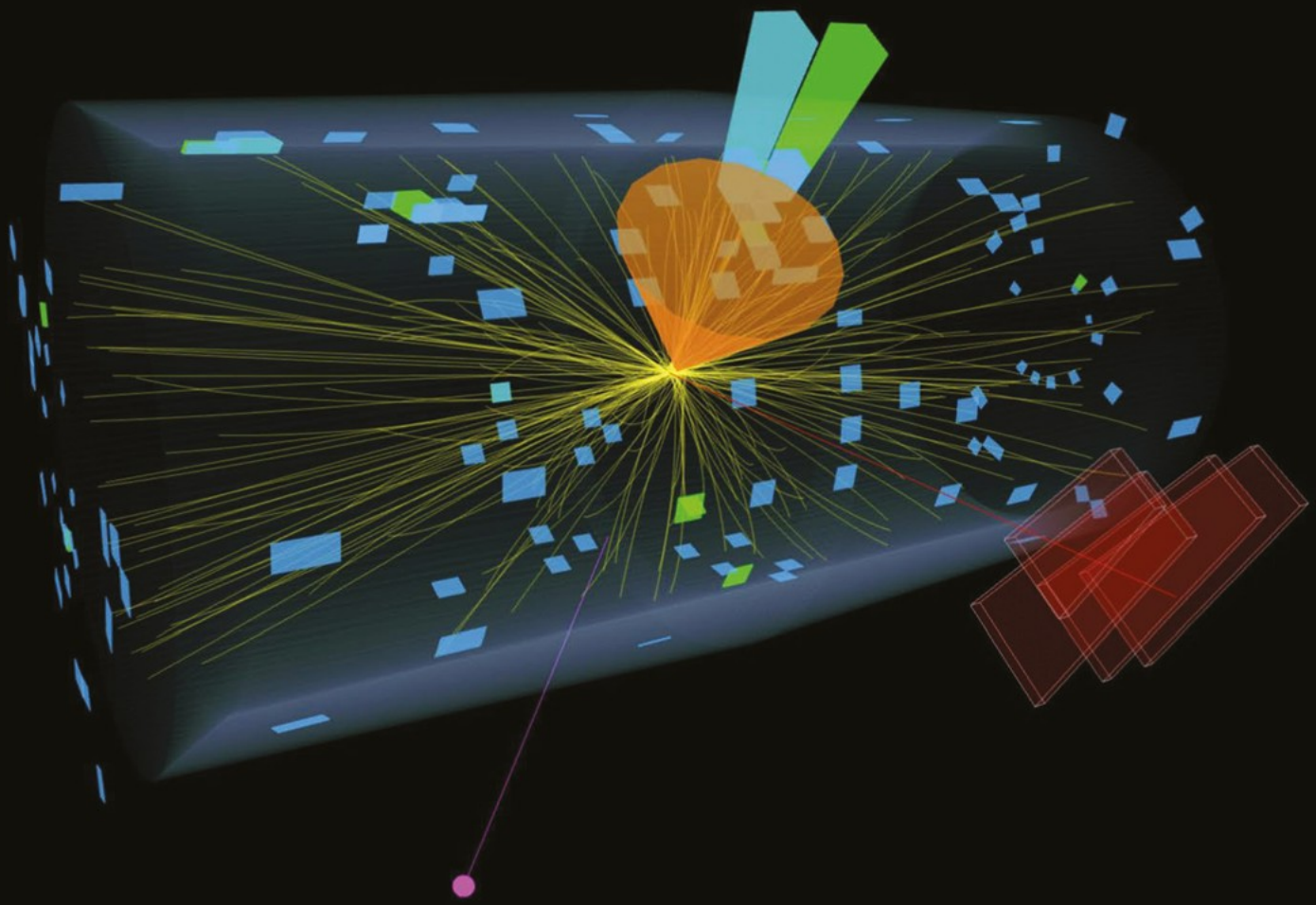
fizikai szemle



CERN

A Nagy Hadronütköztető évtizede
Új eredmények magyar szemmel
Higgs-bozon • sötét anyag •
erős kölcsönhatás •
kvark-gluon plazma

2026/11

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

SZERKESZTŐSÉG

Felel˜s szerkeszt˜: Iglói Ferenc főszerkesztő
Olvasószerkeszt˜: Bodrog Zoltán
Technikai szerkeszt˜: Hock Gábor

SZERKESZTŐBIZOTTSÁG

Asbóth János, Biró László Péter, Csengeri Kamilla, Czitrovszky Aladár, Gyürky György, Horváth Dezső, Horváth Gábor, Horváth Ákos, Járai-Szabó Ferenc, Kopasz Katalin, Néda Zoltán, Ormos Pál, Pálfalvi László, Pásztor Gabriella, Sándor Bulcsú, Simon Ferenc, Simon Péter, Sódor Ádám, Sükösd Csaba, Szabó Gábor, Takács Gábor, Trócsányi Zoltán, Ujvári Sándor

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

Kiadja és terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat,
1092 Budapest, Ráday utca 18. földszint III.
Telefon/fax: (1) 201-8682
Felel˜s kiadó: Újfalussy Balázs főtitkár

A Társulat és a folyóirat honlapja:
http://fizikaiszemle.elft.hu,
e-postacíme: elft@elft.hu
A folyóirat szerkeszt˜ségi e-mail címe:
fsz_szerkesztok@elft.hu. A lapba szánt írásokat erre a címre kérjük. Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.

Nyomdai el˜készítés: Hock Gábor. *Nyomdai munkálatok:* OOK-PRESS Kft., *felel˜s vezet˜:* Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.
Előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán. Az egyes számok ára: 2000,– Ft (a dupla számoké 4000,– Ft) + postaköltség.

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

A lapot az MTA Magyar Tudományos Művek Tára (MTMT) archiválja



A címlapon:
Egy 13 TeV-os proton-proton ütközés eseménye a CMS detektor által rögzítve
Forrás: CMS Kollaboráció, CERN

TARTALOM

CERN – TEMATIKUS BLOKK

***Vendégszerkesztő:* Pásztor Gabriella**

Pásztor Gabriella: Az LHC évtizede – Áttörések a részecskefizika frontvonalán – Előszó 365

Pásztor Gabriella: A standard modellen túl I. – Próbára tett pontosság: a Higgs-bozon és az elektrogyenge bozonszórás 366
A részecskefizika alapelmélete a Nagy Hadronütköztető CMS-detektorának legújabb Higgs- és elektrogyenge bozonszórási eredményei tükrében.

Siklér Ferenc: Mennyivel tudunk többet az erős kölcsönhatásról? Új – magyar vonatkozású – eredmények a CMS-kísérletből 372
Betekintés a kvantumszíndinamika rejtelmeibe: pomeroncsere, a proton szerkezete és a kis atommagok elolvadása.

Vértesi Róbert: Hogyan lesz a kvarkból hadron? Az ALICE kiemelt eredményei az LHC Run 2 és Run 3 időszakából 377
Az erős kölcsönhatás extrém körülmények között. A nehéz kvarkok hadronizációja és a részecskesugarak energiavesztesége a kvark-gluon plazmában.

Pásztor Gabriella: A standard modellen túl II. – A hiányzó anyag nyomában: sötét anyag és szuperszimmetria 383
Iránytű az új fizika felé. Mit mondanak a CMS-kísérlet adatai a standard modell kiterjesztéséről?

A CMS-detektor által rögzített esemény 13 TeV-os proton-proton ütközési energián, amely megfelel a WW- vagy WZ-keltés hipotézisének a müon + részecskesugár végállapotban. A piros pálya a müont mutatja, a részecskesugarat a narancssárga kúp jelöli. A lila nyíl a transzverzális síkban hiányzó lendületet jelzi, amely valószínűleg a kiszökő neutrínótól származik, mivel azt a CMS-detektor nem észleli. Az esemény interaktív megjelenítése elérhető a https://cms3d.web.cern.ch/SMP-25-001/ oldalon.

Forrás: CMS Kollaboráció, CERN

TANULMÁNY

Lévay Péter: A téridő mint hologram 3. 391
A cikksorozat befejező része ismeretterjesztő szinten áttekinti a klasszikus és kvantumtérelméletek fogalmait és szimmetriáit, különös tekintettel a konform térelméletekre.

HÍREK, ESEMÉNYEK

Szász Krisztián: Sikeres szereplés a 2026. évi fizikai diákolimpiákon 396
Dani Csaba: Novoverzum – Tisztelgés Novobátzky Károly emléke előtt 397

NOBEL-DÍJ, 2026

Trócsányi Zoltán: Neutrínók a galaxisok magjából. Francis Halzen és a 2026. évi fizikai Nobel-díj 398

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

CERN – THEMATIC BLOCK

G. Pásztor: The LHC decade – Breakthroughs at the frontier of particle physics – Foreword

G. Pásztor: Beyond the Standard Model I – Precision put to the test: The Higgs boson and electroweak boson scattering at CMS

F. Siklér: How much more do we know about the strong interaction? New results, with Hungarian contributions, from the CMS experiment

R. Vértesi: How do quarks become hadrons? Highlights of the ALICE experiment's results from the LHC Run 2 and Run 3 eras

G. Pásztor: Beyond the Standard Model II – On the trail of missing matter: dark matter and supersymmetry

STUDY

P. Lévay: Spacetime as a hologram 3

NEWS, EVENTS

K. Szász: Successes at the 2026 Physics Olympiads

Cs. Dani: Novoverzum – A tribute to the memory of Károly Novobátzky

NOBEL PRIZE, 2026

Z. Trócsányi: Neutrinos from the cores of galaxies. Francis Halzen and the 2026 Nobel Prize in Physics

Fizikai Szemle
MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT
megjelenését támogatják:

Kulturális és Innovációs Minisztérium
Nemzeti Kulturális Alap
group mvm
Ferencváros Budapest – IX. kerület
A Fizika Barátai

AZ LHC ÉVTIZEDE – ÁTTÖRÉSEK A RÉSZECSKEFIZIKA FRONTVONALÁN – ELŐSZÓ

Pásztor Gabriella
ELTE Fizikai és Csillagászati Intézet, Budapest



2012 júliusában, a Higgs-bozon felfedezésének bejelentésekor sokan úgy érezték, a részecskefizika egy hosszú történet végére ért: a standard modell utolsó hiányzó darabja is a helyére került. Az azóta eltelt bő évtized rácáfolt erre – és ezt a tudományos világ is elismerte. 2025 tavaszán a részecskefizikusok közössége rangos díjat vehetett át: az Áttörés-díjat *(Breakthrough Prize)*. A kitüntetést a CERN Nagy Hadronütköztető (LHC) négy nagy kísérlete – az ATLAS, a CMS, az ALICE és az LHCb – kutatóinak ítélték oda, az indoklás szerint a 2015 és 2018 között gyűjtött Run 2 adatokon alapuló eredményekért. Ezek között szerepel a Higgs-bozon tulajdonságainak precíziós mérése, amely megerősítette, hogy az elemi részecskék tömege az elektrogyenge szimmetriasértés mechanizmusából ered – erről első írásunkban olvashatnak. A nagy mennyiségű és rekord energiájú proton-proton ütközési adat lehetővé tette igen ritka folyamatok vizsgálatát, új, erősen kölcsönható részecskék felfedezését és az anyag-antianyag aszimmetria tanulmányozását is. A díj megemlékezett a kvark-gluon plazma tulajdonságainak a felderítéséről is, amelyben az Eötvös Loránd Tudományegyetem (ELTE) és a HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont (Wigner FK) kutatói különösen aktív szerepet játszanak.

Ez az elismerés egyszerre méltányolta több tízezer kutató kollektív munkáját, kiemelve ezen tudományág különlegességét: a tudomány és a technológia határait feszegető, évtizedeken átívelő nagyprojektekhez hatalmas nemzetközi együttműködésekre van szükség. Ez az összefogás megtérült: az elmúlt években a kutatás számos területén sikerült áttörést elérni az alapvető részecskék és kölcsönhatásaik megismerésében.

Tematikus blokkunk célja, hogy magyar szemmel nézzen az elért eredményekre. Szerzőink, mindannyian az ALICE- vagy a CMS-kísérlet aktív résztvevői, négy cikkben mutatják be, mit tanultunk az LHC Run 2 és az idén zárult Run 3 adataiból. A kép természetesen nem teljes: az LHC tudományos programja lenyűgözően gazdag, és egyetlen folyóiratszám nem vállalkozhat az áttekintésére. Inkább egy személyes válogatást szeretnénk kínálni: hogyan látják a kutatás állását azok, akik nap mint nap dolgoznak rajta.

Az első cikkben a standard modell pontos ellenőrzése áll a középpontban: a CMS-kísérletnek a Higgs-bozonra és az elektrogyenge bozonszórásra vonatkozó legújabb mérési eredményein keresztül vizsgálom, mennyire állja meg helyét az elmélet – és hol sejlhetnek fel az új fizika lehetséges nyomai.

A második és harmadik cikk az erős kölcsönhatás mélyebb megértése felé vezet. *Siklér Ferenc* a CMS-kísérlet eredményein keresztül először a pomeroncserét tárgyalja: azokat a diffraktív folyamatokat, amelyekben a protonok egy színsemleges objektum cseréjével hatnak kölcsön, és gyakran épen maradnak. Ezt követően azt mutatja be, mit árulnak el a legújabb mérések a proton belső szerkezetéről, a kvarkok és gluonok eloszlásáról. Cikkének záró témája a részecskesugarak *(jetek)* energiavesztése kis ütközési rendszerekben: megfigyelhető-e ez a kvark-gluon plazmára jellemző jelenség már könnyű atommagok, például oxigén és neon ütközéseiben is? *Vértesi Róbert* az ALICE-kísérlet Run 2 és Run 3 adatai alapján képet ad arról, hogyan veszítik el energiájukat a jetek a nehéz ólomionok ütközéseiben. Külön foglalkozik a nehéz c- és b-kvarkok fizikájával proton-proton- és nehézion-ütközésekben is: hogyan hadronizálódnak, miről árulkodik a tiltottkúp-hatás, és mit tanulhatunk viselkedésükből a forró, sűrű kvarkanyag tulajdonságairól.

A blokk utolsó cikke a standard modellen túlra tekint. Bemutatom, hogyan kereshetjük egzotikus részecskék nyomait az LHC adataiban, hol tart ma a sötét anyag utáni vadászat, és mit tanultunk eddig a szuperszimmetriáról. A részecskefizika alapvető elméletének hiányosságai nyilvánvalóvá teszik, hogy az „új fizikának" léteznie kell – a kérdés csak az, milyen energián és milyen formában mutatkozik meg.

Érdemes itt megemlíteni az ELTE részvételét az LHCb- és az ehhez csatlakozó tervezett CODEX-b-kísérletben is. Ezek is kulcsszerepet játszhatnak az anyag-antianyag aszimmetria vizsgálatában és az új fizika észlelésében.

Az LHC ugyanakkor nem válaszolhat meg minden kérdést: a természet titkait csak több irányból egyszerre vizsgálódva fejthetjük meg. Jó példák erre a sötét anyag közvetlen keresésének föld alatti kísérletei. Ezek élvonalában, az LZ-kísérletben szeptemberben észlelt szokatlan esemény friss érdeklődést keltett, értelmezése azonban még további méréseket igényel. Az idei fizikai Nobel-díj is jelzi, hogy a részecskefizika messze túlnyúlik a CERN határain: Francis Halzen az IceCube neutrínó-obszervatóriumért, a kozmikus eredetű neutrínók felfedezéséért kapta – erről *Trócsányi Zoltán* írásában olvashatnak.

Reméljük, hogy ez a szám nemcsak a szakmában jártas olvasónak nyújt friss áttekintést, hanem a fizika iránt érdeklődő szélesebb közönség számára is érzékelteti: az LHC korszakalkotó kutatásai nem értek véget a Higgs-bozon felfedezésével – valójában csak akkor kezdődtek igazán. A nagy luminozitású LHC (HL-LHC) az elkövetkező évtizedben nagyságrenddel több adatot ígér, a tervezett jövőbeli ütköztető (FCC) pedig már a század második felének kérdéseire keresi a választ.

A STANDARD MODELLEN TÚL I.*

PRÓBÁRA TETT PONTOSSÁG: A HIGGS-BOZON ÉS AZ ELEKTROGYENGE BOZONSZÓRÁS

Pásztor Gabriella
ELTE Fizikai és Csillagászati Intézet, Budapest
E-mail: gabriella.pasztor@ttk.elte.hu

A részecskefizika mai alapelmélete, az úgynevezett standard modell [1], az emberiség valaha alkotott legpontosabb tudományos modelljei közé tartozik. Leírja az elemi részecskék tömegét, töltését, kölcsönhatásait: jóslatai kísértetiesen igazolódnak, sok esetben több tizedesjegy pontossággal (az elektron anomális mágneses momentuma esetén 12 tizedesjegyre!). Mégis tudjuk, hogy nem ez a végső elmélet, mert a világegyetem több alapvető jelenségéről egyszerűen nem ad számot [2–4].

Az a kérdés, hogy mi rejtőzik a standard modellen túl, ma a részecskefizika legizgalmasabb nyitott problémája. Ennek kutatásába nyújt bepillantást kétrészes cikksorozatunk, méghozzá a legnagyobb tudományos kísérleti eszköz, a Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider, LHC) segítségével. Ebben az első részben azt mutatjuk be, hogyan teszik próbára a standard modellt a precíziós mérések; a közvetlen keresésekről a következő részben lesz szó.

A standard modell: diadalok és hiányosságok

A standard modell az anyag alapvető alkotóelemeit két nagy csoportba osztja. Az anyag építőkövei a protonokat és neutronokat is felépítő kvarkok, illetve az atommag körül keringő elektron és nehezebb rokonai, a müon és a tau, valamint szinte tömeg nélküli, semleges párjaik, a neutrínók (közösen leptonok). A kölcsönhatásokat közvetítő részecskék – fotonok, W- és Z-bozonok, valamint gluonok – kötik össze ezeket az elemi részeket. A Higgs-bozon, amelyet 2012-ben fedezett fel a CERN ATLAS- és CMS-kísérlete [5–8], igazolja azt a spontán szimmetriasértésen alapuló mechanizmust, amely tömeghez juttatja az elemi részecskéket. (A standard modell rövid összefoglalása megtalálható keretes írásunkban.)

Bármennyire sikeres az elméleti keret, amit a Higgs-bozon felfedezése is remekül szemléltet, a hiányosságok is szembeötlők. A standard modell négy alapvető kölcsönhatás közül csak hármat ír le – az erős, az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatást. A gravitáció, amely a kozmikus léptékű jelenségeket uralja, teljesen hiányzik az elméletből. A sötét anyag [9], amelynek létezéséről, többek között, galaktikus forgásgörbék, gravitációs lencsehatás és a kozmikus háttérsugárzás egyaránt tanúskodik, szintén nem szerepel benne – holott az ismert anyag mintegy ötszörösét teszi ki. A sötét energia, amely az univerzum gyorsuló tágulásáért felelős és a vákuum energiájához köthető, még rejtélyesebb. Az elmélet arra sem ad választ, miért van az Univerzumban több anyag, mint antianyag [10]. Ráadásul a standard modell belső szerkezete is vet fel nyugtalanító kérdéseket – ezekre sorozatunk második részében térünk vissza.

Az LHC- és a CMS-detektor: részecskegyár és óriáskamera

A 27 km kerületű tárológyűrűben több ezer parányi csomagban protonok (p) száz milliárdjai száguldanak a fénysebességhez közel két, egymással ellentétes irányban. 2022 és 2026 között (Run 3) a p-p ütközések energiája elérte a 13,6 TeV-ot.

Az ütközési pontokban komplex detektorok figyelik a keletkező részecskéket. Ezek egyike a Kompakt Müon Szolenoid (Compact Muon Solenoid, CMS), amely a „kompakt” jelző ellenére egy 14 000 tonnás, 15 méter átmérőjű berendezés. A detektor magját egy szupravezető mágnes alkotja, amely 3,8 T erősségű teret hoz létre – ez a Föld mágneses terének közel százezerszerese. A belső szilícium nyomkövető több mint 100 millió elektronikus csatornával mikrométeres pontossággal rekonstruálja a töltött részecskék pályáját. A kalorimétereknek elnyelik a részecskéket, és megmérik az energiájukat; csak a müonok és a neutrínók jutnak át rajtuk. A legkülső réteg, a müonspektrométer, a kalorimétereken áthatoló müonokat azonosítja. Az elektrogyenge bozonszórásról szóló részben látható *4. ábra* a CMS által rögzített egyik esemény képét mutatja, és szemlélteti a detektorban megjelenő különböző fizikai objektumok (pl. elektronok, müonok, részecskesugarak) tulajdonságait.

Az LHC 2010 óta folyamatosan üzemelt, a téli leállásokat és a fejlesztési szüneteket leszámítva. A Run 3-at lezáró, 2026 júniusában kezdődő hosszú leállásig mintegy

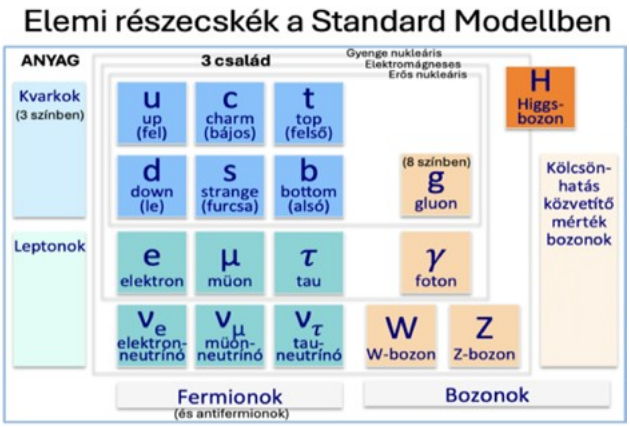
* A cikksorozatot a szerző „How do we search for physics beyond the Standard Model?” című előadása inspirálta, amelyet a MaFiHe Balatoni Nyári Iskolán tartott 2026 júliusában, Balatonfüreden.



Pásztor Gabriella részecskefizikus, az MTA–ELTE Lendület CMS Részecske- és Magfizikai Kutatócsoport vezetője, az ELTE Atomfizikai Tanszék tanszékvezető egyetemi tanára. Fő kutatási területe a részecskefizika standard modelljén túlmutató jelenségek vizsgálata. Tagja a CERN LHC CMS-együttműködés vezető testületének. A BRIL nyalábmegfigyelő és luminozitásmérő rendszer projektmenedzsereként modern mérőberendezések működtetését, tervezését és megépítését irányítja. Korábban az ATLAS-kísérletben részt vett a Higgs-bozon felfedezésében. Az OPAL-együttműködés fizikakoordinátoraként irányította a LEP-adatok végső feldolgozását, a kísérlet tudományos örökségének publikálását.

A standard modell dióhéjban

A részecskefizika szabálykönyve a standard modell, ami a természettudomány legpontosabb és legalaposabban tesztelt elmélete: leírja, miből épül fel a látható univerzum a legalapvetőbb szinten, és hogyan hatnak egymásra az összetevői. Ez az alapvető fizika „periódusos rendszere”.



Az energiát elektronvoltban (eV) mérjük: ennyit nyer egy elektron 1 V feszültségen gyorsítva. Az $E = mc^2$ összefüggés alapján a tömeg is megadható így (pontosabban eV/c^2-ben). Az ún. természetes egységekben a fénysebesség (c) és a redukált Planck-állandó ($\hbar$) értéke 1, így a tömeg, az energia és a lendület egysége egyaránt az eV, a spin pedig egyszerűen ½ vagy 1. A proton tömege kb. 1 GeV (10^9 eV).

Az alapvető összetevők: anyagrészecskék

Az égitestektől az élőlényekig minden két alapvető részecsketípusból, kvarkokból és leptonokból épül fel. Mindkettő fermion: spinjük ½ (belső impulzusmomentumuk $\hbar/2$). Abban különböznek, hogy mely kölcsönhatásokban vesznek részt. Az elemi részecskék tovább nem bonthatók, de átalakulhatnak egymásba.

Kvarkok építik fel az összetett szubatomi részecskéket, például a protonokat és a neutronokat. Hat különböző „ízű” kvark létezik, töltésük az elemi töltés +⅔ vagy –⅓ része. A körülöttünk lévő stabil anyag szinte csak *u-* és *d-kvarkokat* tartalmaz. Nehezebb társaik, az *s-, c-, b-* és *t-kvarkok* nagyenergiájú kozmikus sugarakban és részecskegyorsítókban születnek.

A leptonok közé tartozik az elektron, nehezebb, rövid életű rokonai, a *müon* és a *tau,* valamint a szellemszerű *neutrínók*. Ez utóbbiak szinte tömegtelen, elektromosan semleges részecskék, és másodpercenként billiószámra haladnak át minden anyagon nyom nélkül.

Minden anyagrészecskének van azonos tömegű, de ellentétes töltésű (kvantumszámú) *antirészecskéje;* az elektroné például a pozitron. Ha egy részecske és antirészecskéje találkozik, szétsugároznak (annihilálódnak): tömegük energiává alakul. A fermionok három egyre nagyobb tömegű *generációba* (családba) rendeződnek, ezek az ábra oszlopai.

A ragasztók: az erők és közvetítő részecskéik

A részecskék az alapvető kölcsönhatásokon keresztül vonzzák és taszítják egymást, egyesülnek és elbomlanak. Az erőket 1 spinű közvetítő részecskék, mértékbozonok hordozzák. Ezek többnyire csak „virtuálisan” léteznek: a kvantummechanika megengedi, hogy egy részecske rövid időre a tömegének nem megfelelő energiával és impulzussal jelenjen meg. Az ilyen virtuális részecskék cseréje közvetíti az erőket, és apró kvantumkorrekciókkal minden mért mennyiséget, így a részecskék tömegét is befolyásolja.

Elektromágnesesség (foton): az elektromosan töltött részecskék között hat, pl. az elektronokat az atommaghoz köti.

Erős kölcsönhatás (nyolc gluon): a *színtöltéssel* (piros, zöld, kék) rendelkező részecskék között hat, ilyenek a kvarkok. Szuperragasztóként köti őket össze a protonokban (p) és a neutronokban (n), és tartja egyben az atommagokat az elektromos taszítás ellenében. Kvark-antikvark párokat *(mezonok)* vagy három kvarkot *(barionok)* kapcsol össze „fehér”, többnyire – a nukleonokat (p és n) leszámítva – rövid életű kötött állapotokká *(hadronok)*. A kvarkokat és gluonokat *partonoknak* nevezzük.

A gluonok maguk is színesek (egy színt és egy antiszínt hordoznak), így a kvarkok közötti erő a távolsággal nem gyengül. Kvarkok és gluonok szabadon soha nem figyelhetők meg, csak hadronokba zárva *(bezárás)*. Az ütközésekben kilökött partonok ezért a detektorban hadronok keskeny nyalábjaként, részecskesugárként jelennek meg.

Gyenge kölcsönhatás (W- és Z-bozonok): minden elemi fermion részt vesz benne; felelős a radioaktív β-bomlásért, és beindítja a Napot tápláló magfúziót. A neutrínók csupán ezt az erőt érzik, ezért annyira nehéz őket kimutatni.

Bár az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás első látásra nagyon különbözőnek tűnik, ezek a közös *elektrogyenge kölcsönhatás* két megjelenési formája. Alacsony energián a Higgs-mezőhöz kötődő szimmetriasértés miatt válnak szét.

A **gravitáció** nem része a standard modellnek; szubatomi szinten olyan gyenge, hogy nem befolyásolja a részecskeütköztetőknél vizsgált folyamatokat.

A kulcselem: a Higgs-bozon

Csak 2012-ben, a Higgs-bozon felfedezésével lett bizonyítéka a standard modell alapfeltevésének, amely egyes részecskék (pl. a Z-bozon és a t-kvark) nagy, míg mások (pl. a foton) nulla tömegét magyarázza. A 125 GeV tömegű, nulla spinű (skalár-) Higgs-bozon az egész univerzumot kitöltő, láthatatlan Higgs-mező fizikai megnyilvánulása. Az elemi részecskék e mezőn áthaladva „ellenállást” tapasztalnak: minél erősebben hatnak vele kölcsön, annál nehezebbek. A kölcsönhatások erősségét csatolásnak nevezzük.

De miért nem nulla a Higgs-mező értéke az üres térben? A mező energiáját leíró Higgs-potenciál egy „mexikói kalap” alakú felület: legmélyebb pontja nem a kalap közepén, hanem a karima menti völgyben van. A vákuum a völgy egy pontjába „gurul”, és megtöri az elmélet eredeti szimmetriáját (spontán szimmetriasértés). A kialakuló, nem nulla vákuum-várhatóérték ad tömeget a W- és Z-bozonoknak, a kvarkoknak és a töltött leptonoknak. A Higgs-bozon a mező apró rezgése e völgy aljában. (A körülöttünk lévő anyag tömegének nagy része viszont a protonokat és neutronokat összetartó erős kölcsönhatás energiájából származik.)

Miért tesztelik ma is kísérletileg a standard modellt?

Sikerei ellenére a standard modell befejezetlen, számos rejtélyt megmagyarázatlanul hagy.

- Nem írja le a sötét anyagot és a sötét energiát, amelyek együttesen az univerzum ~95%-át teszik ki.
- Nem magyarázza meg, miért tartalmaz a világegyetem sokkal több anyagot, mint antianyagot.
- Nem tud számot adni arról, miért van kicsi, de nem nulla tömege a neutrínóknak.
- Nem tartalmazza a gravitációt.
- Nem magyarázza meg, miért marad a Higgs-bozon tömege kicsi a gravitáció energiaskálájához képest, holott a kvantumkorrekciók hatalmasra növelnék (hierarchiaprobléma).

A standard modell folyamatainak pontos mérése és a Higgs-bozon részletes vizsgálata olyan finom eltéréseket – a modell repedéseit – mutathatják meg, amelyek elvezethetnek a fizika új, eddig felfedezetlen törvényeihez.

40 billiárd proton-proton ütközés zajlott le a CMS-detektorban. Ezekből a valós idejű eseményválogató (trigger) rendszer több mint száz milliárdot rögzített teljes részletességgel.

Az ELTE 2015 óta vesz részt a CMS-kísérletben – többek között a detektor luminozitásmérésének fejlesztésében. A csoport jelentősen hozzájárult ahhoz, hogy az integrált luminozitást évente egy százaléknál pontosabban határozhassuk meg. A luminozitás az ütközési ráta mértéke, az a szám, amellyel az összes mért eseményszámot abszolút hatáskeresztmetszetté kell konvertálni, és amelynek pontossága így szinte minden fizikai eredményt közvetlenül befolyásol. A HUN-REN Wigner FK kutatói elsősorban a kísérlet belső nyomkövető detektorán, míg a debreceni csoportok a müonrendszeren dolgoznak.

Az adatok feldolgozása gondos detektorkalibrációt, pontos eseményrekonstrukciót és komplex analízist igényel. Ezért a legtöbb alábbi eredmény még a 2015 és 2018 közötti időszak (Run 2) adatain alapul. Ez 138 fb^{-1} integrált luminozitásnak felel meg, ami a teljes eddig rögzített adatmennyiség nagyjából 30%-a (~11 billiárd proton-proton ütközés). Ebben az időszakban a p-p tömegközépponti energia 13 TeV volt.

Két stratégia az ismeretlen keresésére

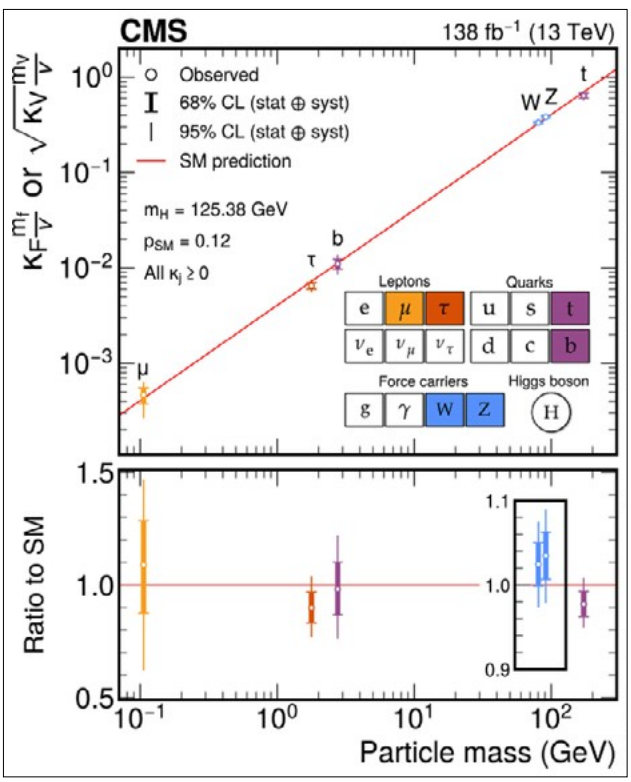
Alapvetően két úton keressük a standard modellen túli fizikát. Az első az egyenes konfrontáció: ha az új részecske elég könnyű, közvetlenül elő lehet állítani és detektálni az LHC-ben. A másik út közvetettebb: még ha az új részecskék túl nehezek is lennének ahhoz, hogy közvetlenül megjelenjenek, nyomot hagynak a megfigyelt folyamatokon, amelyek ekkor kismértékben eltérnek a standard modell jóslataitól.

Ez utóbbi megközelítés régi hagyományra tekint vissza. Az 1930-as években Enrico Fermi leírta a radioaktív béta-bomlást egy egyszerű „négyfermion-kölcsönhatással", jóval azelőtt, hogy a W-bozon – a valódi közvetítő részecske – fogalma felmerült volna. Fermi elmélete alacsony energián kitűnően működött a gyenge kölcsönhatás leírására; csak magasabb energiákon vált nyilvánvalóvá, hogy a valódi fizika bonyolultabb. Ugyanez az elv érvényes ma is: ha nem tudjuk, mi az új fizika, kereshetjük annak effektív térelméleti leírását, és megmérhetjük, milyen mértékben tér el a standard modell jóslata a valóságtól.

A Higgs-bozon keletkezése és az elektrogyenge bozonszórás – azaz a W- és Z-bozonok egymással való szórása – éppen ilyen szondák, amelyeknek különleges szerepét a következő fejezetek tárgyalják részletesen. A közvetlen keresések terén az egyszerűsített modellek adnak közös keretet. Ebbe illeszkedik a sötét szektorok, a szuperszimmetria vagy az extra dimenziók [11] feltételezésével kiterjesztett elméletek jóslatainak keresése. Ezekről sorozatunk következő részében szólunk részletesen.

A Higgs-bozon: precíziós mérések

A 2012-es felfedezés óta eltelt időszakban a Higgs-bozon – kulcsszerepéhez hűen – a precíziós mérések központi tárgyává vált. A CMS ezrelék alatti pontossággal határozta meg a tömegét (m_H = 125,04 ± 0,12 GeV) [12], a szögkorrelációs mérések pedig egyértelműen a standard modell által előírt 0 spint és pozitív paritást támasztják alá. A különböző keletkezési és bomlási csatornák együttes elemzése szerint a Higgs-bozon csatolásai – vagyis kölcsönhatásainak erőssége – a W- és Z-bozonokhoz, valamint a harmadik generációs fermionokhoz (t- és b-kvark, τ-lepton) a jósolt erősségűek, és már a második generációs müonhoz (μ) való csatolására is meggyőző kísérleti bizonyíték áll rendelkezésre *(1. ábra)*. Az összesített jelerősség (a mért és a jósolt eseménygyakoriság aránya) a standard modell értékének $(1{,}014^{+0{,}055}_{-0{,}053})$-szorosa [13].



1. ábra. A Higgs-bozon csatolásainak erőssége a részecskék tömegének függvényében a CMS teljes Run 2 adatai alapján. A standard modell szerint a Higgs-bozon annál erősebben csatolódik egy részecskéhez, minél nagyobb annak tömege: ezt mutatja a piros egyenes, amely a könnyű müontól a nehéz top-kvarkig több mint három nagyságrendet fog át, és minden mért érték erre esik. A függés a fermionoknál (müon, τ-lepton, b- és t-kvark) lineáris, a bozonoknál (W- és Z-bozon) kvadratikus. Az alsó panel a mért és a jósolt érték arányát mutatja, amely minden esetben a hibahatáron belül van [13]

Sokat elárul a Higgs-bozonról a teljes bomlási szélessége is, amely azt fejezi ki, milyen gyorsan bomlik el a részecske: minél rövidebb az élettartama, annál „szélesebb", azaz annál kevésbé élesen meghatározott a tömege. Ha a Higgs-bozon a standard modellben nem szereplő, ismeretlen részecskékre is elbomolhatna, a szélessége nagyobb lenne a vártnál. A jósolt érték mind-

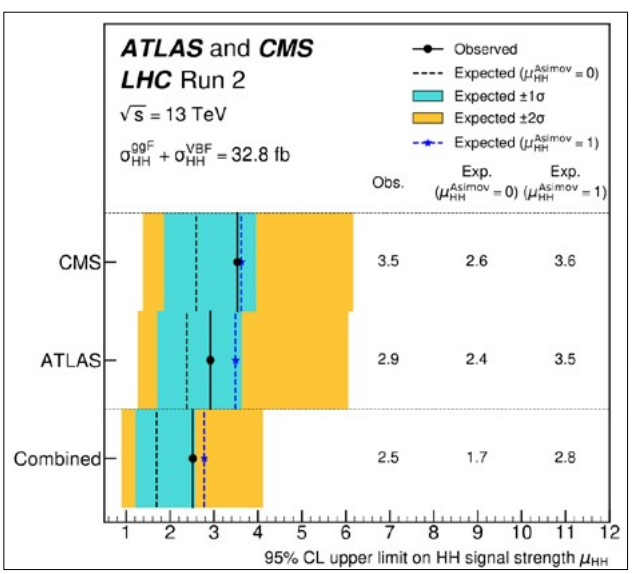
össze 4,1 MeV, ezt pedig közvetlenül nem lehet mérni: a detektor mintegy 1 GeV-es tömegfelbontása annál lényegesen durvább. Ezért közvetett módszert alkalmaznak. A Higgs-bozon kis valószínűséggel úgy is keletkezhet, hogy a tömege a szokásos 125 GeV-nél jóval nagyobb, akár több száz GeV – ez a kvantummechanikában megengedett „virtuális" állapot, amelyet tömeghéjon kívüli *(off-shell)* keltésnek neveznek. Az ilyen, ZZ-párt eredményező Higgs-bozon-események gyakoriságát a tömegcsúcsban mért gyakorisággal összevetve kiszámítható a bomlási szélesség. A CMS legújabb eredménye $5{,}1^{+2{,}0}_{-1{,}8}$ MeV [14], ami jól egyezik a standard modell jóslatával.

Statisztikailag szignifikáns eltérést a standard modelltől eddig egyetlen Higgs-mérés sem mutatott; a ritka H → Zγ bomlás [15] korábbi elemzésekben látott enyhe többlete, akárcsak a top-kvarkpárral együtt keletkező Higgs-bozonok (ttH) korai méréseiben tapasztalt többlet, az újabb adatok fényében eltűnt [16], a mért gyakoriságok ma már kitűnően illeszkednek a jóslathoz.

A Higgs-bozon és a vákuum: az öncsatolás vizsgálata

Továbbra is alapvető nyitott kérdés a Higgs-bozon öncsatolása, vagyis az, hogy a Higgs-bozonok milyen erősen hatnak kölcsön egymással. Ez kulcsfontosságú, mivel ez határozza meg, a Higgs-bozon tömegével együtt, hogy a Higgs-mező mely értéke vezet a legkisebb energiájú (vákuum-) állapothoz.

Az energia Higgs-mezőtől való függését az úgynevezett Higgs-potenciál írja le. Ezt szemléletesen egy „mexikói kalap" formájú felülettel szokás ábrázolni: az energia minimuma nem a kalap közepén, hanem a karima menti völgyben található, ezért a Higgs-mező értéke a vákuumban nem nulla. Éppen ez a nem nulla érték juttatja tömeghez az elemi részecskéket, ahogy azok kölcsönhatnak az így mindent átható Higgs-mezővel. Maga a Higgs-bozon ennek a nyugalmi állapotnak egy apró rezgése olyan, mint a völgy alján merőlegesen meglökött golyó ide-oda gurulása. A Higgs-bozon tömege a völgy görbületétől függ. A völgy mentén gördülő mozgás a W- és Z-bozonok tömegéhez kapcsolódik (ebből lesz az ún. longitudinális polarizációjuk, amelyre később visszatérünk). Hogy a potenciál pontosan olyan alakú-e, amilyet a standard modell feltételez, az a vákuum stabilitására [17] és a korai univerzum fejlődésére is kihat.



2. ábra. Az ATLAS és a CMS adataiból kapott felső korlátok a Higgs-bozonpárok keltésének jelerősségére (μ_{HH}, vagyis a mért gyakoriság a standard modell jóslatához viszonyítva). A fekete pontok a mért, a szaggatott vonalak és a színes sávok a várt korlátokat jelölik. Eszerint az eredmény egyelőre konzisztens a standard modellel, és a párkeltés legfeljebb 2,5-ször lehet gyakoribb a várt értéknél [18]

Az öncsatolás mérése, amely Higgs-bozonpárok keltésén keresztül lehetséges, ellenőrzi a potenciál alakját. Ha ez eltérne a várttól, az új fizikára utalna, és azt is jelentené, hogy másképp zajlott a korai univerzum lehűlése, és másképp alakul a vákuum hosszú távú stabilitása. Higgs-párok keltését még nem sikerült megfigyelni. Az ATLAS- és CMS-együttműködések közös eredménye a párok keletkezési gyakoriságára a standard modell értékének legfeljebb 2,5-szeresét engedi meg *(2. ábra)* [18].

A Higgs-bozon további vizsgálata a részecskefizika és a kozmológia több nagy nyitott kérdésének is kulcsa lehet [19]. Miért annyival gyengébb a gravitáció a többi kölcsönhatásnál? Miért van több anyag, mint antianyag a világegyetemben? Mi a sötét anyag? Honnan erednek az elemi részecskék tömegei közti óriási különbségek? Hogyan kapnak tömeget a neutrínók? A Higgs-bozon mindegyik kérdéshez kapcsolódik, ezért ha a tulajdonságai – csatolásai vagy öncsatolása – akár csak kicsit is eltérnének a jóslattól, az a standard modellen túli fizika első jele lehetne.

Az elektrogyenge bozonszórás: a Higgs-bozon főszerepben

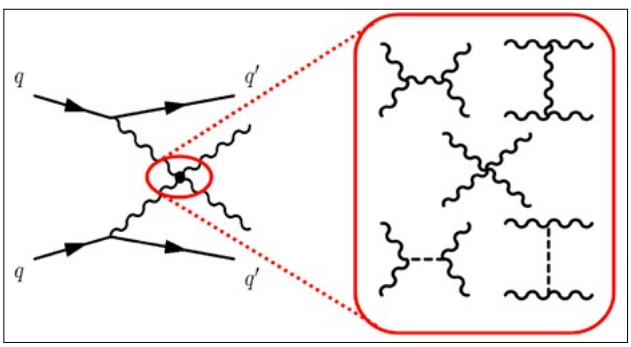
Az elektrogyenge bozonszórás nem véletlenül került a kutatás középpontjába: ez az a folyamat, amely a standard modell egyik legmélyebb belső összefüggését tárja fel.

A kvantumtérelmélet alapkövetelménye, hogy minden folyamat valószínűsége legfeljebb száz százalék lehet – a fizika nyelvén: a folyamatot leíró kölcsönhatási amplitúdónak unitérnek kell maradnia. A W-bozonok egymással való szórása esetén viszont, ha a Higgs-bozon nem létezne, a szórási amplitúdó az energiával együtt korlátlanul nőne, és körülbelül 1,2 TeV-en megsértené ezt az alapelvet. A Higgs-bozon éppen ezt akadályozza meg: egy finoman illeszkedő járulékot ad a folyamathoz, amely pontosan kiejti a problematikus tagokat. Ez az egyik oka annak, hogy a részecskefizikusok már az 1970-es években biztosak voltak benne: valamilyen új fizikának, Higgs-bozonnak vagy valami hasonlónak nagyjából 1 TeV-es energiáig be kell lépnie. Ez volt az LHC megépítésének egyik fő mozgatórugója.

A Higgs-bozon felfedezésével azonban a történet nem zárult le. A kiejtés csak akkor tökéletes, ha a Higgs-bozon pontosan a standard modell által jósolt erősséggel csato-

lódik a W- és Z-bozonokhoz. Ha ettől akár csak néhány százalékkal eltér – például mert a Higgs-bozon összetett részecske, vagy mert több Higgs-szerű részecske osztozik a szerepén –, a szórási valószínűség nagy energián ismét növekedni kezdene. Az elektrogyenge bozonszórás így azt teszteli, hogy a Higgs-bozon valóban maradéktalanul elvégzi-e azt a feladatot, amelyet az elmélet szánt neki.

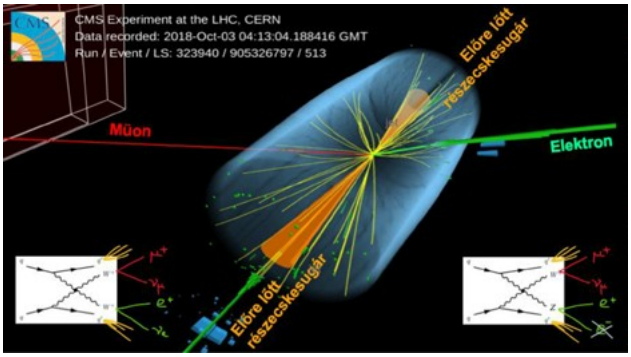
A folyamatban *(3. ábra)* a két proton egy-egy kvarkja egy W- vagy Z-bozont sugároz ki. Ezek egymáson szóródnak, míg a két kvark kis eltérüléssel „előrerepül", és két ún. előrelőtt részecskesugárként jelenik meg a detektorban. A mérés jellegzetes szignatúrája tehát: két elektrogyenge bozon bomlástermékei és két, egymástól nagy szögtávolságra lévő részecskesugár (*jet*, j).



3. ábra. Az elektrogyenge bozonszórás diagramja, ahol az ütköző protonokban található kvarkok (nyilakkal irányított vonalak) által kibocsátott W- vagy Z-bozonok (hullámos vonalak) lépnek egymással kölcsönhatásba (bal oldal). A négyes csomópontra fókuszálva (jobb oldal) a standard modell által megengedett folyamatok láthatók. A Higgs-bozonok (szaggatott vonal) közvetítésével lejátszódó szórás nélkül (vagy ha a Higgs-bozonok csatolása eltér a standard modellbeli értéktől) a folyamat gyakorisága korlát nélkül nő az impulzusátadással ($\sim p^2$), ami sértené az alapvető fizikai elveket

Az LHC-n legelőször azonos előjelű W-bozonpárt ($W^{\pm}W^{\pm}jj$) sikerült megfigyelni a leptonos végállapotban, azaz amikor a W-bozon egy lepton-neutrínó ($e\nu_e$ vagy $\mu\nu_\mu$) párra bomlik el *(4. ábra)*. Ennek a folyamatnak a háttere viszonylag kicsi, mert az ilyen két azonos töltésű leptont tartalmazó esemény ritka a standard modell egyéb folyamataiban. A CMS-kísérlet azóta a WZ- és a ZZ-csatornákat is megmérte. Minden eredmény összhangban van a standard modell jóslataival – ami egyrészt a Higgs-mechanizmus újabb kísérleti megerősítése, másrészt meghatározza, mekkora eltérés engedhető meg a négyes mértékbozon-csatolási erősségekben.

A Higgs-bozon szerepe a W- és Z-bozonok egy különleges állapotának, az ún. longitudinális polarizációnak a szórásában döntő. Ezek az állapotok a Higgs-potenciál „mexikói kalap" képében a völgy mentén történő mozgásból erednek: a W- és Z-bozonok ezt „nyelik el", amikor tömegre tesznek szert. A CMS végezte el az első polarizált mérést, de jelenleg az ATLAS-kísérlet találta a legerősebb utalást a longitudinálisan polarizált W-bozonok szórására. Azt a folyamatot, amelyben mindkét szóródó W-bozon longitudinális, egyelőre még nem sikerült a felfedezéshez megkívánt statisztikai biztonsággal kimutatni.

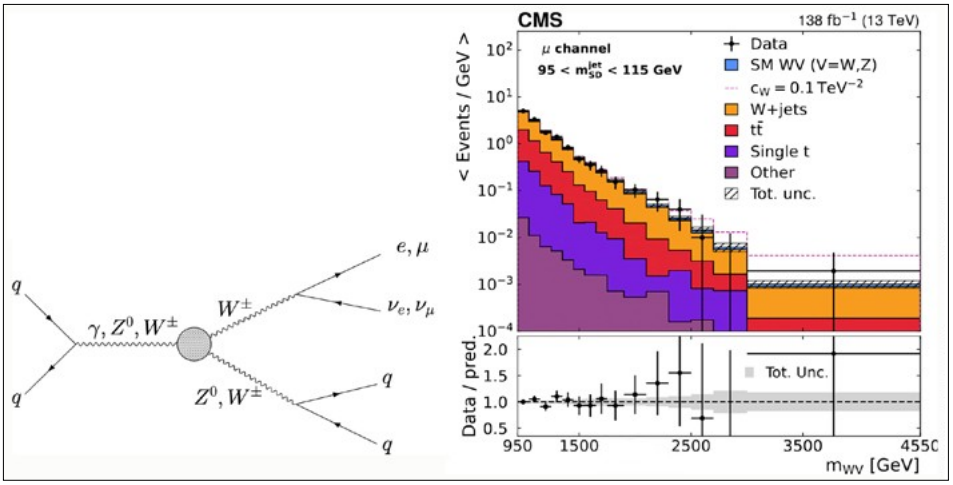


4. ábra. Egy azonos töltésű leptonpárt és két előrelőtt részecskesugarat tartalmazó esemény a CMS adataiban. A sárga ívelt vonalak a belső nyomkövető detektorban észlelt töltött részecskék pályáját mutatják, ahogy azok eltérülnek az erős mágneses térben. A jobbra mutató zöld vonal egy elektron útját mutatja, amely megáll a kaloriméterben, és leadja minden energiáját: a zöld trapézok mérete az egyes cellákban leadott energiával arányos. A balra mutató piros nyom egy müonhoz tartozik: a felső sarokban látható téglatest mutatja a müondetektor-elemet, amelyen áthaladt. A nyalábirányba mutató, narancssárga küppal kiemelt töltött részecskék kvarkokból született részecskesugarakat alkotnak. Az esemény topológiája megfelel az elektrogyenge bozonszórás hipotézisének: a vizsgált WW-szórásnak vagy az ennek hátttereként fellépő WZ-szórásnak, ha a Z bomlásából származó egyik elektront nem észleli a detektor. Az alsó sarokban felrajzolt diagramok mutatják, hogyan alakulhat ki az észlelt esemény ezekben a folyamatokban (*Forrás:* CMS/CERN, az esemény vizualizációjának szerkesztett változata)

Éppen ezekben a még megengedett eltérésekben bújhat meg az új fizika. Ha valamilyen ismeretlen részecske vagy kölcsönhatás módosítja a W- és Z-bozonok négyes csatolását, az a mért hatáskeresztmetszetben megjelenik – különösen magas, néhány TeV-es invariáns kétbozontömeg esetén. Az ilyen „anomális" (rendellenes) négyes mértékcsatolásokat (aQGC) – Fermi elméletéhez hasonlóan – egy effektív térelméleti keretben [17] írják le: a standard modell egyenleteit új tagokkal (ún. nyolcdimenziós operátorokkal) egészítik ki, amelyek az ismeretlen, nehezebb részecskék általunk elérhető energiákon érezhető hatását foglalják össze. Ezeknek a tagoknak az erősségét a mért adatokból lehet korlátok közé szorítani.

A négyes csatolások vizsgálata azonban nem választható el a hármas csatolásokétól, ahogy a *3. ábra* is illusztrálta. A bozonszórásban mindkét fajta csomópont szerepet játszik, és az effektív térelmélet legalacsonyabb rendű (ún. hatdimenziós) operátorai egyszerre módosítják mindkettőt: ugyanaz a tag, amely a hármas csomópont erősségét megváltoztatja, az elmélet mértékszimmetriája miatt elkerülhetetlenül a négyes csomópontét is eltolja.

A hármas csatolásokat a jóval gyakoribb kétbozonkeltésben lehet a legjobban mérni: ilyenkor egy kvark és egy antikvark ütközésekor keletkező virtuális bozon két W-bozonná vagy egy W- és egy Z-bozonná alakul. A CMS egy friss elemzése ezt a folyamatot vizsgálta olyan eseményekben, ahol az egyik W-bozon egy leptonra (itt elektronra vagy müonra) és egy neutrínóra, a másik bozon pedig egy kvarkpárra bomlik (*5. ábra* és a címlapkép). Mivel az új fizika hatása a legnagyobb energiákon lenne a legerősebb, az elemzés azokra az ütközésekre



5. ábra. Elektrogyenge mértékbozon-párkeltés (WV = WZ vagy WW) diagramja (balra) és a CMS által mért WV invariánstömeg-spektrum (jobbra). A színes egymásra ültetett hisztogramok a standard modell (SM) jóslatát mutatják, a szaggatott vonal ezen felül egy új fizikából származó lehetséges hozzájárulást, amelynek hatása nagy tömegeknél jelentős. A pontok statisztikus bizonytalansággal a mért adatok, amelyek nem mutatnak többletet a SM-en felül, és ezzel korlátozzák az új fizikát leíró paraméter (itt c_W) értékét [20]

összpontosított, ahol a nagy lendületű bozon bomlásából származó két részecskesugár a detektorban egyetlen széles sugárrá olvad össze; ezek azonosításához gépi tanuláson alapuló osztályozót fejlesztettünk ki. Bár eltérést a standard modelltől még nem észleltünk, a hármas mértékbozon-csatolások lehetséges anomáliáira minden korábbinál szigorúbb korlátokat szabtunk – ami a bozonszórás-mérések értelmezését is megkönnyíti [20].

Az eddigi mérések alapján mind a hármas, mind a négyes csatolásokat módosító paraméterek nullával konzisztensek, tehát az ismeretlen fizika a jelenlegi kísérleti érzékenységen belül egyelőre nem látszik.

A CMS nemrég az eddigi legátfogóbb összesítést is elkészítette: hét különböző mérés Run 2-es adatait egyetlen közös illesztésben kombinálta, egyszerre vizsgálva az azonos és az ellentétes töltésű W-bozonpárok, valamint a WZ- és ZZ-párok szórását – sőt a W-bozonokat elektromos töltésük szerint is szétválasztva. Mivel a közös illesztés figyelembe veszi a csatornák közötti összefüggéseket, érzékenyebb, mint az egyes mérések külön-külön, és az elektrogyenge kölcsönhatás szerkezetének egységes próbáját adja. Az eredmény itt is egyértelmű: valamennyi szórási folyamat gyakorisága összhangban van a standard modell jóslatával [22].

Az ELTE kutatócsoportja aktívan részt vesz a kétbozon-folyamatok mérésében a CMS-kísérletben, és most az LHC 3. adatgyűjtési periódusának nagyobb statisztikai erejű adatai felé fordítja a figyelmét.

Kitekintés

Az elektrogyenge bozonszórás és a Higgs-mérések tehát egyelőre ugyanazt üzenik: a standard modell a jelenlegi kísérleti pontosság mellett is meglepően jól írja le a valóságot. Ez azonban nem a vizsgálódás vége. A CMS Run 3 adatainak feldolgozása megkezdődött, és a Magas Luminozitású LHC (HL-LHC) az elkövetkező évtizedben nagyjából megtízszerezi a rögzített ütközések számát. Ez jóval érzékenyebbé teszi a kétbozon-folyamatok méréseit, és talán a Higgs-bozonpárok keltésének kimutatását – s ezzel a Higgs-potenciál alakjának közvetlen ellenőrzését – is lehetővé teszi.

A CERN következő tervezett nagy projektje a Jövő Köralakú Gyorsítója (Future Circular Collider, FCC), amely egy 91 km kerületű alagútban, első lépésben elektron-pozitron ütközésekben „Higgs-gyárként" működne: a Higgs-, a W- és Z-bozonok (valamint a t-kvark) tulajdonságait a mainál nagyságrendekkel pontosabban mérhetné meg [21], optimálisan folytatva és kiegészítve az LHC-n folyó kutatásokat.

A precíziós mérések mellett ugyanakkor ott a másik út is: az új részecskék közvetlen keresése. A sötét anyag és a szuperszimmetria nyomában járó kutatásokról sorozatunk következő részében számolunk be.

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszönetét fejezi ki az NKFIH TKP2021-NKTA-64, K143460 és 2026-4.1.1-MISSZIÓK-2026-00005 kutatási támogatásáért.

Irodalom

1. Horváth Dezső: A részecskefizika anyagelmélete: a standard modell. *Fizikai Szemle,* 2008/7–8, 246.
2. Pásztor Gabriella: az Univerzum titkai és a Nagy Hadronütköztető: nyitott kérdések a részecskefizikában. *Fizikai Szemle,* 2023/2, 43.
3. Trócsányi Zoltán: a részecskefizika helyzete tíz évvel a Higgs-bozon felfedezése után. *Fizikai Szemle,* 2022/9, 269.
4. Trócsányi Zoltán: Hol tart a részecskefizika? *Fizikai Szemle,* 2019/7–8, 233.
5. Pásztor Gabriella: Higgs-vadászat @ CERN. *Fizikai Szemle,* 2012/10, 358.
6. Horváth Dezső: Séta a Higgs-bozon körül: az adatelemzés rejtelmei – rész: a Higgs-bozon keresése. *Fizikai Szemle,* 2021/2, 37.
7. Horváth Dezső: Séta a Higgs-bozon körül: az adatelemzés rejtelmei – rész: a Higgs bozon megfigyelése. *Fizikai Szemle,* 2021/3, 84.
8. Veszprémi Viktor: a Higgs-bozon kutatása: befejezett vagy csak most kezdődik? *Fizikai Szemle,* 2020/4, 118.
9. Pásztor Gabriella: Felfedező részecskefizika a CERN-ben: az elektrogyenge bozonoktól a titokzatos sötét anyagig. *Fizikai Szemle,* 2024/11, 381.
10. Horváth Dezső: Mi az antianyag, és hova tűnt? *Fizikai Szemle,* 2024/11, 369.
11. Pásztor Gabriella: Rejtett dimenziók nyomában az ATLAS detektorral. *Természet Világa,* 144 (2013) I. különszám, „Mikrovilág–2012", 53–58.
12. CMS Collaboration: Measurement of the Higgs boson mass and width using the four-lepton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ =13 TeV. *Phys. Rev. D* 111 (2025) 9, 092014.

13. CMS Collaboration, Combined measurements and interpretations of Higgs boson production and decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ =13 TeV. *Rep. Prog. Phys.,* 89 (2026) 087801.
14. CMS Collaboration: Off-shell Higgs boson measurements: Yukawa couplings, self-coupling, compositeness, and width. *Phys. Rev. D* (beküldve), arXiv: 2607.23352 [hep-ex].
15. CMS Collaboration: Search for the rare Higgs boson decay H → Zγ in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 and 13.6 TeV. *Phys. Lett. B* (beküldve), arXiv: 2609.04402 [hep-ex].
16. CMS Collaboration: A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery. *Nature,* 607, (2022) 60–68.
17. Péli Zoltán, Trócsányi Zoltán: Metastabil világegyetem. *Fizikai Szemle,* 2023/02, 40.
18. ATLAS and CMS Collaborations: Combination of ATLAS and CMS searches for Higgs boson pair production at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Rev. Lett.,* 137 (2026) 131803.
19. G. P. Salam, L.-T. Wang, G. Zanderighi: The Higgs boson turns ten. *Nature,* 607, (2022) 41–47.
20. CMS Collaboration: Search for anomalous couplings in WW and WZ production with single-lepton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Lett. B* (beküldve), arXiv:2608.18245 [hep-ex].
21. Trócsányi Zoltán: Részecskefizikai kutatási lehetőségek a CERN tervezett gyorsítógyűrűjén. *Fizikai Szemle,* 2024/11, 388.
22. CMS Collaboration: Combination of vector boson scattering measurements in leptonic final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Lett. B* (beküldve), arXiv:2608.01289 [hep-ex].

MENNYIVEL TUDUNK TÖBBET AZ ERŐS KÖLCSÖNHATÁSRÓL?

ÚJ – MAGYAR VONATKOZÁSÚ – EREDMÉNYEK A CMS-KÍSÉRLETBŐL

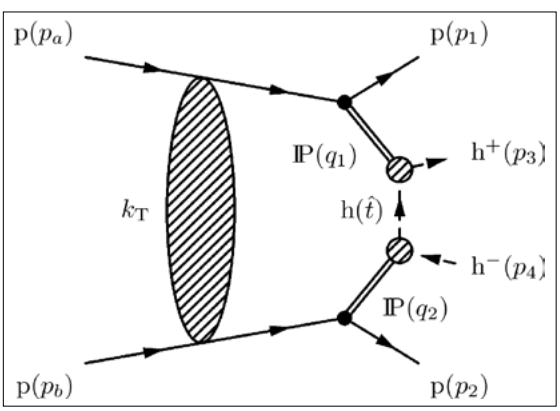
Siklér Ferenc
HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézet, Budapest
E-mail: sikler.ferenc@wigner.hun-ren.hu

Szubatomi szinten a részecskék közötti kölcsönhatásokat speciális részecskék közvetítik. Az elektromágnesesség esetén az erőt fotonok továbbítják, melyek az elektromos töltéssel rendelkező részecskékre – például az elektronokra és protonokra – hatnak. A fotonok nem töltöttek, ezért az elektromágneses erő nagy hatótávolságú, folyamatai viszonylag könnyen számolhatók és kísérletileg jól tesztelhetők.

A természet másik alapvető összetevője az erős kölcsönhatás: ez tartja össze a hadronokat, köztük olyan fontos részecskéket, mint a proton és a neutron. Az erős kölcsönhatás a hadronokat alkotó kvarkok között, gluonok cseréjén keresztül hat. A fotonokkal ellentétben a gluonok maguk is „erősen" töltöttek, színtöltést hordoznak. Ennek két érdekes következménye van: a kölcsönhatás során a gluonok megváltoztatják a kvarkok színét, ráadásul újabb gluonokat is kibocsáthatnak vagy nyelhetnek el. Végeredményben az erős kölcsönhatás rövid távolságokon valóban nagyon erős, elméleti szempontból viszont meglehetősen nehezen kezelhető.

Bár az elméleti keretet (kvantum-színdinamika, QCD) már évtizedek óta ismerjük, a kvarkok és gluonok fizikája – különösen extrém hőmérsékleten és sűrűségen – továbbra is tele van nyitott kérdésekkel, amelyek megválaszolásával az ősrobbanás utáni mikroszekundumokba vagy a neutroncsillagok belsejének egzotikus anyagállapotaiba nyerhetünk bepillantást. Ugyanakkor a standard modell határain túlmutató, új fizikai jelenségek felfedezéséhez is tökéletesen értenünk kell az erős kölcsönhatást, máskülönben lehetetlen lenne modellezni és kiszűrni a hatalmas, kvarkokból és gluonokból álló „háttérzajt".

A CERN CMS-együttműködése a Nagy Hadronütköztető (LHC) 2015 és 2026 közötti mérési időszakában gyűjtött adatokból több mint 900 tudományos folyóiratcikket publikált. Közülük kétszáz az erős kölcsönhatás fizikájával foglalkozik. Az alábbiakban három érdekes eredményt ismertetünk, amelyeknél az adatok gyűjtésében, elemzésében, kiértékelésében a magyar kutatók (HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, ELTE TTK Fizikai és Csillagászati Intézet) fontos vagy vezető szerepet játszottak.

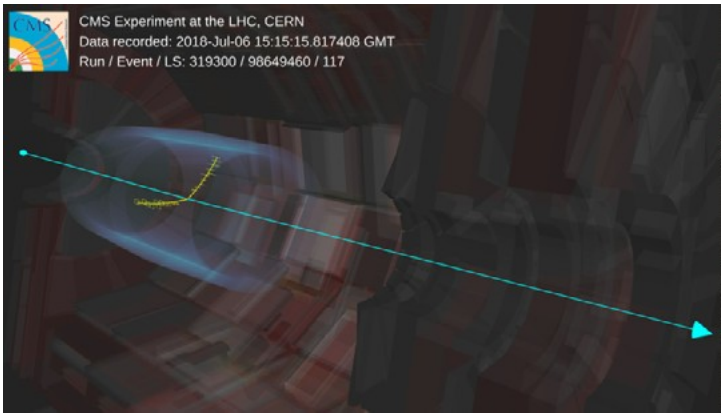


1. ábra. Kettős pomeroncserével megvalósuló nem rezonáns központi exkluzív részecskekeltés. A két proton által kibocsátott pomeronok egy virtuális hadronon (h) keresztül kapcsolódnak össze, a detektorban a szóródó protonokon kívül még egy részecske-antirészecske párt (h^+ és h^-) is észlelünk. A két proton közötti tetszőleges számú további pomeroncsere (árnyékolt folt a bal oldalon) bonyolítja a folyamatot



Siklér Ferenc a HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézetének kutatóprofesszora. Szakterülete a kísérleti részecskefizika. Az MTA tagja, az erős kölcsönhatás tanulmányozásának nemzetközileg elismert kutatója. Több éven keresztül kiemelkedő szerepet játszott a CERN LHC gyorsítónál a TeV-es energiaskálán begyűjtött kísérleti adatok elemzésében és világelső publikálásukban.

Az erős kölcsönhatás nyomában: a pomeron



2. ábra. Egy központi exkluzív esemény a CMS- és a TOTEM-detektorokban. A két szórt proton irányát világoskék nyilak jelölik. A sárga vonalak a két töltött hadron mágneses térben meggörbült pályáit mutatják. A kis téglalapok a szilíciumalapú nyomkövető aktív lapocskáit jelzik (*Forrás:* CMS-együttműködés, CERN)

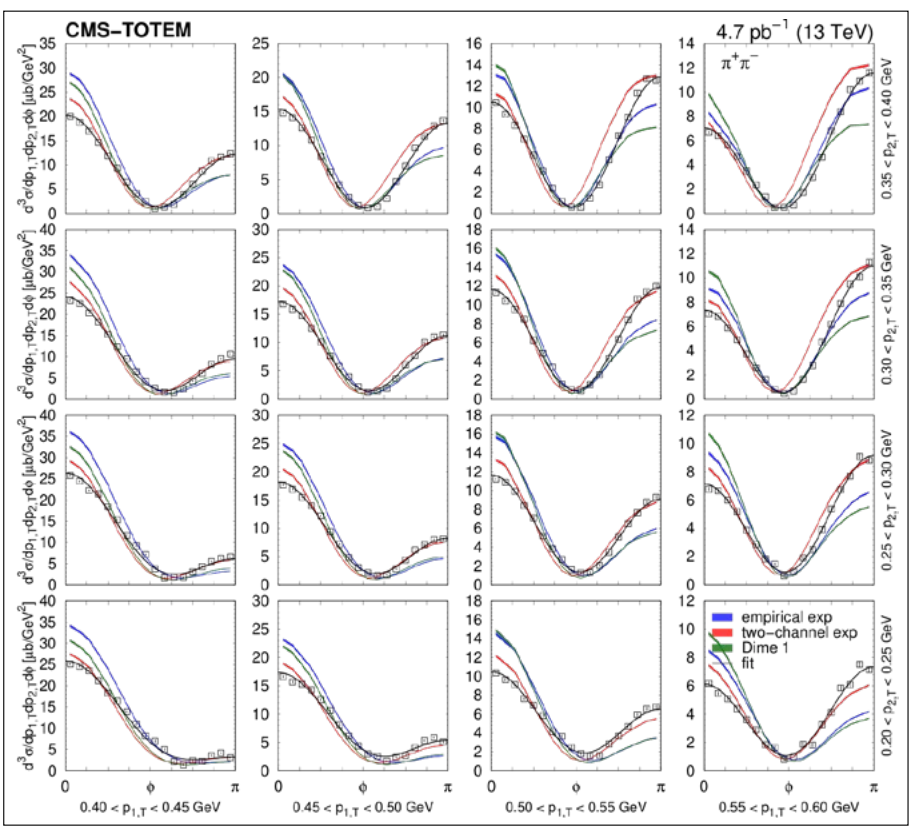
Mi történik, ha két nagy energiájú proton halad el egymás közelében? Egy foton cseréje révén rugalmasan, nagyon kis szögben szóródhatnak egymáson. Ugyanakkor a kísérletek kimutatták, hogy a szórásnak van egy másik, sokkal erősebb összetevője is. Miről lehet szó?

A szórás során a protonok (nulla színtöltéssel) sértetlenek maradnak, így egyetlen gluon cseréje nem adhat magyarázatot. Két vagy több gluon egyidejű cseréje már működhet – a két proton anélkül tud kölcsönhatásba lépni, hogy beszíneződne. A kicserélt „dolog” nem egy elemi részecske, hanem végtelen sok „részecsketörténet” (Feynman-diagram) gyűjteménye, amelyek gluonokat tartalmaznak, nagyon változatos elrendezésben. A fizikusok ezt a dolgot, objektumot, pomeronnak nevezték el, Iszaak Pomerancsuk szovjet elméleti fizikus után. (A rugalmas proton-proton szórás fizikáját a Nagy Hadronütköztetőnél működő TOTEM-kísérlet már alaposan felderítette.)

Gondolhatunk olyan esetekre is, amikor a két proton által kibocsátott pomeronok összeolvadása új részecskéket eredményez, mint például az *1. ábrán* látható újonnan keltett hadronpár (h^+ és h^-). Ezek a hadronok lehetnek egy rezonancia bomlástermékei, vagy megjelenhetnek egy nem rezonáns folyamaton keresztül, amely virtuális hadront tartalmaz. (Egy részecskét virtuálisnak vagy látszólagosnak nevezünk, ha rendelkezik egy közönséges részecske jellemzőivel, de a tömege jelentősen eltér a névleges értéktől, és rövid életű.)

Az ilyen, kettős pomeroncserének nevezett folyamatokat tanulmányozta közösen a CMS- és a TOTEM-kísérlet egy speciális adatgyűjtési kampányban [2]. A szórt protonokat a TOTEM-kísérlet nyomkövető detektoraival („római edények”) észleltük, amelyek az LHC alagútban, a CMS-detektor közepétől mindkét irányban, mintegy 200 m-re találhatók. Mindegyikük tíz nyomkövető szilíciumrétegből áll. A detektorokat nagyon közel helyeztük az LHC protonnyalábjához, hogy még a nagyon kis szögű protonszórást is észlelni tudjuk. Az újonnan keltett részecske-antirészecske párokat a CMS-kísérlet nagy méretű, szilíciumalapú nyomkövetőjével azonosítottuk *(2. ábra)*.

Minden egyes ütközési eseményben megmértük mind a négy részecske – a két továbbhaladó proton és a két keltett hadron – lendületét és töltését. A nem rezonáns folyamatok tanulmányozásával lehetőségünk nyílik olyan jellemzők precíz mérésére, mint a proton és a pomeron közötti, illetve a pomeron és a hadron közötti kapcsolódás erőssége, azok energiafüggése. Ezeket a pa-



3. ábra. A továbbhaladó protonok közötti azimutszög (ϕ) eloszlása a protonok keresztirányú lendületének több tartományában. A mért értékeket (nyitott négyzetek) az újrahangolt elméleti modellek (sávok) előrejelzéseivel hasonlítjuk össze. A fekete görbék az $[A(R - \cos\phi)]^2$ függvénnyel való illesztés eredményeit mutatják [2]

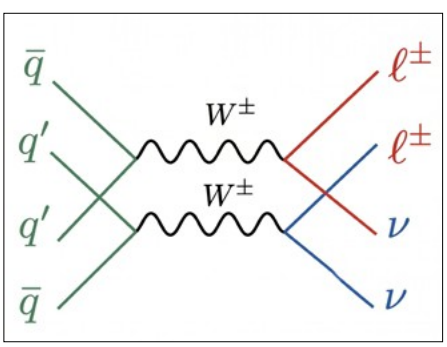
raméretereket különféle elméleti modellek aprólékos hangolásával tudjuk meghatározni.

A *3. ábra* a két szórt proton közötti azimutszög (ϕ) eloszlását mutatja, a protonok keresztirányú lendületének több tartományában. A világon először sikerült a kettős pomeroncserés folyamatokban ilyen, nagy pontosságú méréseket végeznünk. A mögöttes fizika bonyolultsága ellenére az eloszlások egyszerű – a keresztirányú lendülettel változó – koszinuszos függvényalakkal leírhatók. A grafikonok mindegyikén jól beazonosítható parabolikus minimum (közel nulla valószínűség) a kvantumszintű kioltó interferencia eredménye. Ez akkor következik be, amikor két vagy több egymással versengő mikroszkopikus folyamat is beleszól az ütközés végső kimenetelébe. A pomeronnal kapcsolatos mennyiségek részletes mérése közelebbi betekintést nyújt abba, hogy miként működik az erős kölcsönhatás LHC-energiákon. Látszik, hogy van még tennivaló: a modellszámítások még nem írják le hűen a mért adatainkat.

Hogyan tovább? Az új ismeretekkel felvértezve figyelmünket most a rezonanciákra irányítjuk. Látjuk-e egy kvarkmentes részecske, a gluonlabda jeleit egy ilyen, pomeronokban gazdag környezetben? Az LHC nemrég befejeződött mérési időszaka (Run 3) sok új adattal járulhat hozzá izgalmas kérdéseink megválaszolásához.

Két ütközés egy áráért: pillantás a protonok legmélyébe

A Nagy Hadronütköztető páratlan lehetőséget kínál arra, hogy a protonok belső szerkezetét soha nem látott energiákon és rendkívüli pontossággal vizsgáljuk. Richard Feynman klasszikus modellje szerint a protont három úgynevezett vegyértékkvark – két u-kvark („up”, fel) és egy d-kvark („down”, le) – alkotja, amelyeket az erős kölcsönhatást közvetítő gluonok tartanak egyben. Ezeket a belső építőelemeket összefoglaló néven partonoknak nevezzük. Bár ez a statikus modell a fizika számos területén elegendő a protonok viselkedésének leírására, a rendkívül nagy energiájú ütközések – amilyenek az LHC-ben is lejátszódnak – jóval összetettebb képet festenek. Minél nagyobb a proton-proton ütközések energiája, annál „mélyebbre” láthatunk a protonok belsejébe – hasonlóan



4. ábra. A kettős partonszórás során két kvark-antikvark pár ($\bar{q}q'$ és $q'\bar{q}$) egyidejűleg annihilálódik, ami két azonos töltésű W-bozon keletkezéséhez, majd bomlásához vezet

ahhoz, mint amikor egyre nagyobb felbontású mikroszkópot használunk. Az így megnövelt felbontás feltárja, hogy a proton belsejében nem csupán három kvark található, hanem kvark-antikvark párok és gluonok folytonosan keletkező és megsemmisülő, örvénylő „tengere”. Ezek a tengerkvarkok és gluonok hordozzák a proton teljes energiájának és lendületének 60–65%-át.

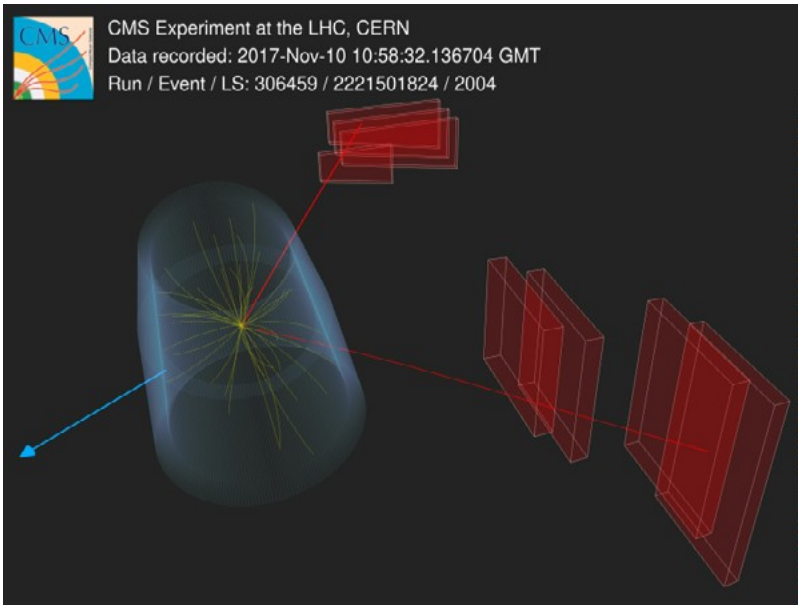
A proton-proton ütközéseken alapuló kísérletek mindegyike – beleértve a Higgs-bozon felfedezését és a sötét anyag részecskéinek kutatását is – végső soron ezeknek a partonoknak a kölcsönhatásaira épül. A proton belső szerkezetének és dinamikájának megértése ezért is elengedhetetlen a modern részecskefizika számára.

Egyetlen nagyenergiájú protonban rendkívül sok parton nyüzsög. Így van rá egy csekély esély, hogy egyetlen proton-proton ütközés során nem egy, hanem egyszerre két pár parton lépjen kölcsönhatásba egymással. Ezt a jelenséget kettős partonszórásnak (*double parton scattering,* DPS) nevezzük. A *4. ábra* egy ilyen kettős szórást mutat be vázlatosan, ebben a konkrét esetben a szórás két W-bozon (a gyenge kölcsönhatás közvetítő részecskéje) létrejöttét eredményezi.

A DPS folyamatok vizsgálata egyedülálló információkkal szolgál a proton belső szerkezetéről. Elsősorban betekintést nyújt a proton keresztirányú profiljába és térbeli kiterjedésébe, egy „effektív hatáskeresztmetszetnek” nevezett mennyiségen keresztül, amely a hagyományos, egyszeres partonszórások révén nem mérhető. Emellett tanulmányozhatók lesznek a protonon belüli partonok közötti korrelációk, például a lendületük vagy színtulajdonságaik alapján. Válaszokat kaphatunk olyan kérdésekre, mint például: hogyan változik meg a proton szerkezete, miután az egyik partonja már kölcsönhatásba lépett; vagy mekkora a valószínűsége annak, hogy egy azonos típusú vagy energiájú partont találjunk ugyanott?

Két azonos elektromos töltésű W-bozon (W^+W^+ vagy W^-W^-) egyidejű keltése különösen izgalmas. Egyrészt a töltésmegmaradás törvénye miatt ez a folyamat az egyszeres partonszórás révén rendkívül ritka. Másrészt a nagy tömegű (80 GeV/c^2) W-bozonok keltését a gluonok kölcsönhatásaival szemben a kvark-antikvark annihiláció dominálja. Végül pedig ez a legnagyobb tömegű folyamat, amelyet az LHC-nél a DPS keretében jelenleg vizsgálni tudunk. Az említett tényezők együttese egy rendkívül tiszta „szondát” biztosít a protonban lévő kapcsolatok, korrelációk feltárására.

A CMS-együttműködés 2022-ben számolt be az azonos töltésű WW-párkeltés első sikeres megfigyeléséről [3]. Az *5. ábra* egy ilyen eseményt mutat. Az elemzést olyan eseményekre alapoztuk, ahol mindkét W-bozon egy elektronra vagy müonra, valamint a hozzájuk tartozó és a detektor számára láthatatlan neutrínókra bomlik. Ez a bomlási csatorna egy nagyon tiszta végállapotot eredményez, hiszen a detektorrendszer kiváló képességekkel rendelkezik a nagyenergiájú elektronok és müonok azonosítására, az eseményválogatás és a későbbi adatelemzés során egyaránt. Az elektronok és müonok ener-



5. ábra. Két azonos töltésű müont (piros nyomok) eredményező ütközési esemény képe, ahol az ütközési pontból kirepülő müonok valószínűleg a kettős partonszórás során létrejött két W-bozon bomlásából származnak (*Forrás:* CMS-együttműködés, CERN)

giájának és pályájának nagy pontosságú mérése szintén elengedhetetlen a parton-parton korrelációk precíz feltérképezéséhez.

Mint a részecskefizikai elemzéseknél általában, itt is komoly kihívást jelentenek a „háttérfolyamatok" – azok a reakciók, amelyek a vizsgált jelenséghez kísértetiesen hasonló végállapotot produkálnak. Egy tipikus példa erre az egyszeres partonszórásból származó W- és Z-bozonpár együttes keltése. A Z-bozon elbomolhat egy müon- vagy elektronpárra. Ha a bomlástermékek egyike – a detektor korlátozott térszöglefedettsége vagy detektálási hatásfoka miatt – észrevétlen marad, az esemény tévesen egy azonos előjelű W-pár keltésként azonosítható. A hasonló háttérfolyamatok kiszűrésére fejlett gépi tanulási *(machine learning)* algoritmusokat alkalmaztunk. Az erőfeszítés sikerrel járt, az azonos előjelű W-pár keltését – a csupán háttérzajt feltételező hipotézissel szemben – több mint 6σ (standard szórás) statisztikai szignifikanciával figyeltük meg. (A részecskefizikában az 5σ-t meghaladó eredmény már hivatalos felfedezésnek minősül.)

A $W^{\pm}W^{\pm}$ keltési esélyének meghatározása mellett a CMS-együttműködés egy új értéket is publikált az „effektív hatáskeresztmetszetre". Az eredmény szépen egybevág a más, szintén kvarkok által elindított DPS folyamatoknál mért értékekkel. Egyúttal megerősíti, hogy jelentős különbség van a kvarkdominált és a gluondominált folyamatok gyakorisága között.

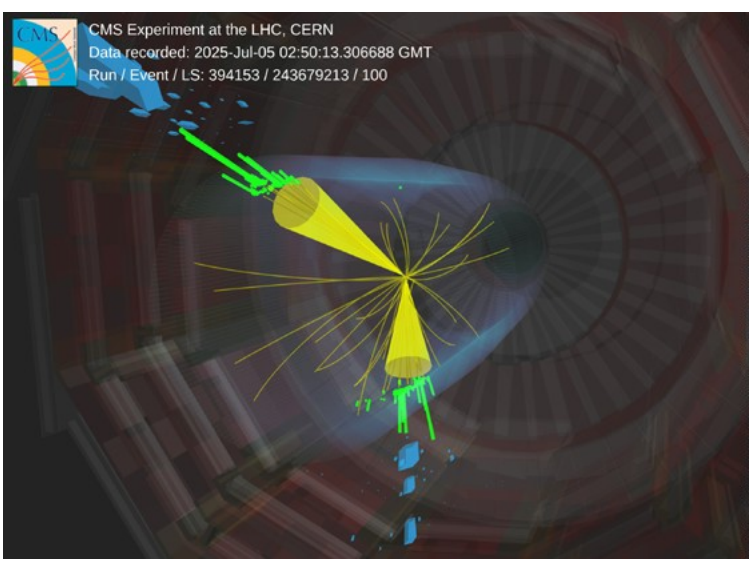
A $W^{\pm}W^{\pm}$ pár kettős partonszórásban való keltésének megfigyelése csak az első mérföldkő. A jövőbeli Nagy Luminozitású LHC működése során a jelenlegi adattömeg mintegy tízszerese áll majd a fizikusok rendelkezésére. Ez az óriási adatmennyiség minden eddiginél részletesebb és pontosabb vizsgálatokat tesz majd lehetővé a proton legmélyebb titkairól.

Ahol a nukleonok elolvadnak: meglepetés kis atommagokkal

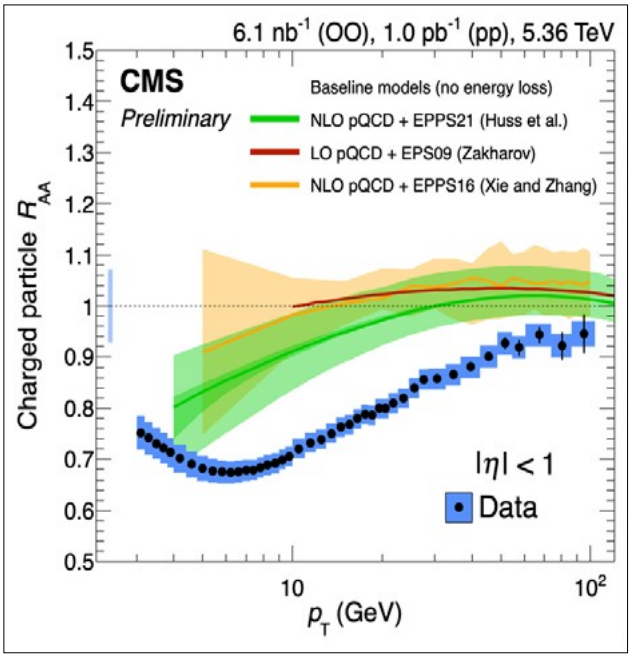
A kutatók régóta tanulmányozzák, hogy a közel fénysebességgel ütköző ólommagok miként hoznak létre egy rendkívül forró és sűrű anyagot, a kvark-gluon plazmát (QGP). A kutatás az ősrobbanás utáni univerzumhoz hasonló állapotot hoz létre, amelyben a protonokat és neutronokat felépítő kvarkok és gluonok szabadon mozoghattak. A CMS-kísérlet új eredményekkel segített megérteni a QGP keletkezésének feltételeit.

A QGP megfigyelésének egyik kulcsmódszere a sugárelnyelés *(jet quenching)* jelenségének vizsgálata. A nagyenergiájú ütközések során keletkező kvarkok és gluonok részecskesugarakat, úgynevezett „jeteket" alkotnak *(6. ábra)*. Amikor ezek a részecskék áthaladnak a forró és sűrű kvarkanyagon, energiát veszítenek, ami gátolja a belőlük származó további részecskék termelődését. Ezt a jelenséget a nukleáris módosítási faktorral (R_{AA}) mérik, amely azt mutatja meg, hogyan aránylik a nehézatommag-ütközésekben létrejövő részecskék száma a proton-proton ütközésekben mérthez. Mivel a proton-proton ütközésekben nem jön létre QGP, az ott mért adatok referenciaként szolgálnak.

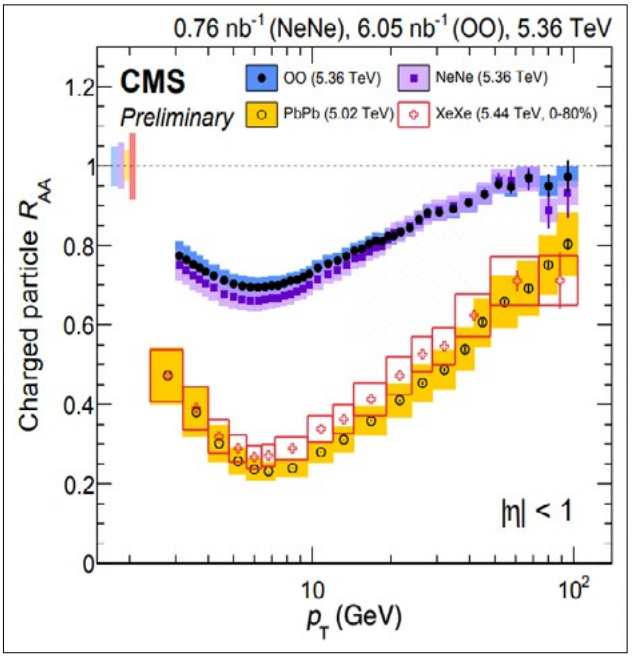
Korábban csak a nagyon nehéz atommagokkal, például ólommal és xenonnal végzett ütközésekben figyeltek



6. ábra. Egy oxigén-oxigén ütközés képe a CMS-kísérlet detektorában. A sárga görbék a kirepülő töltött részecskék pályáját, a zöld oszlopok a detektorban leadott energiát, a sárga kúpok pedig a jeteket ábrázolják (*Forrás:* CMS-együttműködés, CERN)



7. ábra. A töltött részecskék R_{AA} értéke nukleonpáronként 5,36 TeV energiájú oxigén-oxigén ütközésekben a részecskék nyalábirányra merőleges irányú lendületének (p_T) függvényében. A CMS-mérés szerint a mért arány egynél sokkal kisebb (kék téglalapok). A mérést összehasonlítottuk az energiaveszteséget nem tartalmazó elméleti modellekkel (görbék) [5]



8. ábra. A töltött részecskék R_{AA} értéke különféle ütköző magokra (OO, NeNe, XeXe, PbPb) [6]

meg egyértelmű sugárelnyelést. A kisebb rendszerekben, mint a proton-ólom ütközések, ez a jelenség hiányzott. A fizikusok ezért feltették a kérdést: mekkora méretű atommagokra van szükség a QGP kialakulásához? A CMS-kísérlet keretében könnyű atommagokkal, oxigénnel (^{16}O) és neonnal (^{20}Ne) végzett ütközésekkel adtunk választ erre a kérdésre [5, 6].

A mérések alapját az LHC harmadik futási időszakában 2025-ben rögzített oxigén-oxigén (OO), neon-neon (NeNe) és a referenciaként szolgáló proton-proton ütközések adták. Az adatfelvétel során kulcsfontosságú volt a megfelelő események valós idejű kiválasztása (triggerelés). Az oxigén- és neonütközéseknél azt követeltük meg, hogy a detektor előrefelé mutató hadron-kaloriméterei valamennyi energiát érzékeljenek – ezzel biztosítva, hogy a magok valóban telibe találták egymást. A referenciaadatoknál elegendő volt csupán az egymással szemben haladó nyalábcsomagok fizikai egybeesését figyelni.

Komoly kísérleti kihívást jelentett az egyetlen nyalábkereszteződésre jutó többszörös ütközések kezelése. Mivel az oxigén- és neonnyalábok csomagjai viszonylag ritkák, ott kereszteződésenként átlagosan csupán 0,14 ütközés történt. Ezzel szemben a sűrű protonnyaláboknál ez az érték megközelítette az ötöt: ott a zavaró többszörös ütközések hatását extrapolációval kivontuk, így tiszta képet kaptunk az „egyszeres” ütközésekről.

A kiértékelés során a kirepülő töltött részecskék pályáját és nyalábirányra merőleges lendületét kellett pontosan megmérnünk a CMS szilíciumalapú nyomkövető rendszerével. Külön eljárásokkal kellett kiszűrni a hosszabb élettartamú részecskék utólagos bomlásából származó jeleket. Fejlett algoritmusokkal 1% alatt sikerült tartani a hamisan rekonstruált részecskepályák arányát. Az R_{AA} érték kiszámításakor a proton-proton referenciaspektrumot felskáláztuk az oxigén- vagy neonmagban lévő elemi nukleon-nukleon ütközések elméletileg becsült számával.

A felvett adatok első elemzése megerősítette a sugárelnyelés jelenlétét az oxigén-oxigén ütközésekben is, a mért R_{AA} értéke 1-nél sokkal kisebb, helyenként 0,7 alá is süllyed *(7. ábra)*. Ez azt jelenti, hogy még egy ilyen viszonylag kis rendszerben is kialakul a kvarkanyag forró, szabad állapota. Az eredmények összhangban vannak az energiaveszteséget is figyelembe vevő elméleti modellekkel.

A kutatás következő lépéseként a neon-neon ütközésekben is elvégeztük az első méréseket. Mivel a neonmag (^{20}Ne) kissé nagyobb, mint az oxigénmag (^{16}O), az eredmények összehasonlítása más, nagyobb rendszerek (^{129}Xe, ^{208}Pb) adataival lehetőséget ad arra, hogy modellfüggetlen módon vizsgáljuk a sugárelnyelés méretfüggését *(8. ábra)*.

Az oxigén-oxigén és a neon-neon ütközésekből származó adatok hiánypótlóak, mivel áthidalják a szakadékot a kis és nagy ütközési rendszerek között. Bár a QGP-szerű jelenségek már a proton-ólom ütközésekben is megfigyelhetők, a sugárelnyelésre utaló jelek eddig hiányoztak. A CMS-kísérletben először sikerült detektálnunk ezt a jelenséget könnyű atommagok ütközéseiben. A mérési eredmények jól mutatják, hogy az elnyomás mértéke az ütköző magok méretével közel egyenes arányban csökken.

Összefoglalás

Bár jól haladunk az erős kölcsönhatás átfogó megértése felé, a kvantum-színdinamika extrém méreteken és energiákon még rengeteg nyitott kérdést tartogat. Az LHC-kísérletek adatai egyre finomabb felbontású képet adnak a kvarkok és gluonok örvénylő tengerének dinamikájáról. A jövőben, a Nagy Luminozitású LHC működése során várható sokszoros adatmennyiség birtokában lehetőségünk nyílik arra, hogy az erős kölcsönhatás folyamatait soha nem látott pontossággal térképezzük fel. Ez nem csupán a hadronok szerkezetének tökéletesebb megismerését szolgálja, hanem elengedhetetlen feltétele annak is, hogy a háttérzajból kiszűrve rábukkanhassunk a standard modell határain túlmutató, új fizikai jelenségekre.

Irodalom

1. Siklér Ferenc: Az első három év a CMS-kísérletben. *Természet Világa,* 2013/I. különszám: Mikrovilág – 2012, 50–52.
2. CMS and TOTEM Collaborations: Nonresonant central exclusive production of charged-hadron pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Rev. D* 109 (2024) 112013.
3. CMS Collaboration: Observation of same-sign WW production from double parton scattering in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Rev. Lett.,* 131 (2023) 091803.
4. Kincses Dániel: Az erős kölcsönhatás vizsgálata mini ősrobbanásokon keresztül a CERN-ben. *Fizikai Szemle,* 2024/11, 366–369.
5. CMS Collaboration: Observation of Suppressed charged-particle production in ultrarelativistic oxygen-oxygen collisions. *Phys. Rev. Lett.,* 136 (2026) 162301.
6. CMS Collaboration: System-size dependence of charged-particle suppression in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions. *Phys. Lett. B* 880 (2026) 140679.

HOGYAN LESZ A KVARKBÓL HADRON?

AZ ALICE KIEMELT EREDMÉNYEI AZ LHC RUN 2 ÉS RUN 3 IDŐSZAKÁBÓL

Vértesi Róbert

HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézet, Budapest

E-mail: vertesi.robert@wigner.hu

Bevezetés

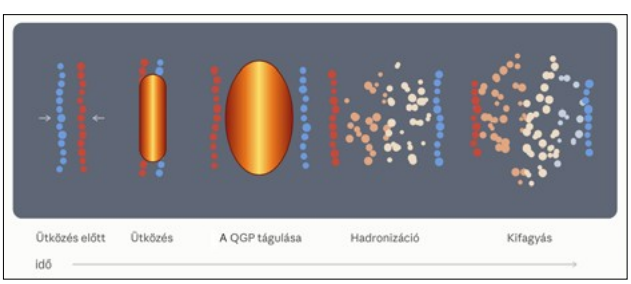
Hogyan nézett ki a világegyetem az ősrobbanás után néhány milliomod másodperccel, amikor nem léteztek még atomok, de protonok és neutronok sem? Erre keresi a választ a CERN Nagy Hadronütköztetőjének (Large Hadron Collider, LHC) ALICE-kísérlete (A Large Ion Collider Experiment). Az ultrarelativisztikus nehézionütközések kutatásának egyik legfontosabb eredménye az elmúlt két évtizedben a kvark-gluon plazma (QGP) felfedezése volt. A két, csaknem fénysebességgel repülő atommag ütközése során keletkező tűzgömbben a hőmérséklet és az energiasűrűség olyan magasra nő, hogy a kvarkok és gluonok (közös nevükön *partonok*) egy rövid pillanatra kiszabadulnak a hadronok fogságából, és egy erősen kölcsönható, kollektív viselkedést mutató közeg jön létre. Ezáltal az anyagot összetartó alapvető erő, az erős kölcsönhatás extrém körülmények közt vizsgálható. A QGP volt az az anyag, ami a feltételezések szerint az ősrobbanást követő néhány mikroszekundumban az egész Univerzumot kitöltötte.



Vértesi Róbert a Debreceni Egyetemen szerzett PhD fokozatot 2011-ben kísérleti részecske- és magfizikából, a kvark-gluon plazma vizsgálatának témakörében. Kutatási területe a nagyenergiás ütközések fizikája, ezen belül a kis rendszerek, a nehéz kvarkok és a jetek vizsgálata az ALICE-együttműködésben és fenomenológiai módszerekkel. Jelenleg a HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont Hadronfizikai Kutatócsoportjának vezetője, valamint az ALICE-kísérletben az ALICE 3 müondetektorának szimulációjával és teljesítményvizsgálatával foglalkozó munkacsoport koordinátora.

A tűzgömb élete rendkívül rövid, mindössze néhányszor 10^{-23} másodperc, időfejlődését az *1. ábra** mutatja. Az ütközés első pillanatában, a kemény szórásokban keletkeznek a legnagyobb energiájú partonok – köztük a nehéz kvarkok –, majd a rendszer rendkívül gyorsan, kevesebb mint 1 fm/c (~10^{-24} s) alatt lokálisan termalizálódik, és létrejön a kvark-gluon plazma. Ez a közeg ezután szinte tökéletes folyadékként tágul és hűl. Ahogy hőmérséklete a kritikus érték (T_c ~ 160 MeV) alá csökken, a kvarkok és gluonok hadronokká állnak össze (hadronizáció), amelyek végül szabadon a detektorba repülnek.

A RHIC (Relativisztikus Nehézion-ütköztető) gyorsító kísérletei már a 2000-es évek elején erős bizonyítékokat szolgáltattak a QGP keletkezésére. A Nagy Hadronütköztető és az ALICE ezt a programot új energiákon és



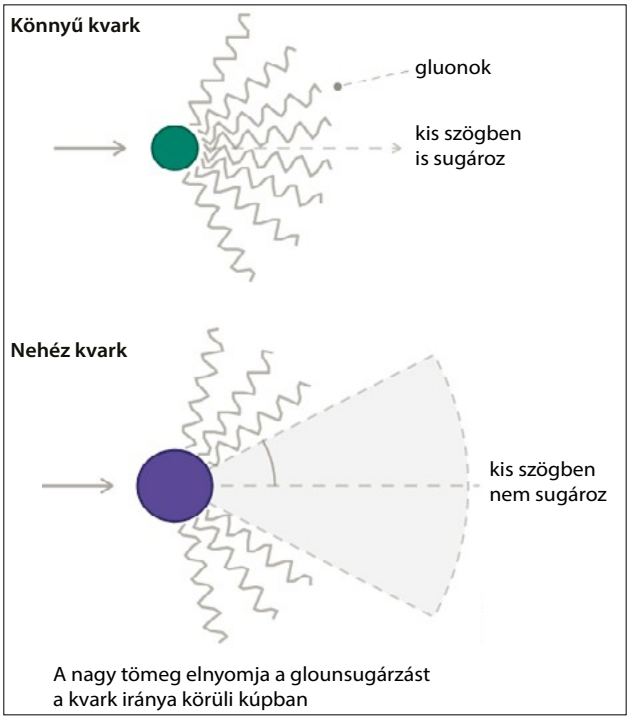
1. ábra. A nagy energiájú ólom-ólom ütközés szakaszai. A két atommag (kék és piros nukleonok) a laboratóriumi rendszerben közel fénysebességű mozgás miatt vékony koronggá lapul. Az ütközésben kvark-gluon plazma keletkezik, amely tágulni kezd és eközben lehűl. A plazmából hadronok állnak össze (világos gömbök), majd a kifagyás után ezek szabadon repülnek tovább a detektorok felé. A magok ütközésben részt nem vevő protonjai és neutronjai végig haladnak tovább az eredeti irányukban. Az ábra vázlatos, az egyes szakaszok nem méretarányosak

példátlan részecskeazonosítási képességekkel folytatta, és az elmúlt másfél évtizedben részletesen feltérképezte a QGP tulajdonságait. Ezek egyik legmeglepőbb eredménye nem is a nehézion-ütközésekhez, hanem a kis ütköző rendszerekhez kapcsolódik: az ALICE a nagy multiplicitású (sok végállapoti részecskét tartalmazó) proton-proton (pp) ütközésekben jelentős növekményt figyelt meg a több s-kvarkot (*strange,* ritka) tartalmazó hadronok, például a Ξ és Ω hiperonok relatív keletkezési gyakoriságában. Ez a növekmény megközelíti a nehézion-ütközésekben megszokott tartományt [1]. A QGP egyik klasszikus szignatúrájának tekintett jelenség tehát a legkisebb ütköző rendszerekben is megjelenik. Ez felveti a kérdést, hogy megbízhatóan tulajdonítunk-e bizonyos kísérleti szignatúrákat a QGP-nek, illetve mi a QGP-nek az a legkisebb cseppje, amit még észlelni tudunk.

A mostani áttekintés azért időszerű, mert a kísérlet a legutóbbi hosszú leállás alatt gyökeresen megújult. A 2. mérési időszak (Run 2, 2015–2018) eredményeit a teljesen átépített detektorral végzett 3. időszak (Run 3, 2022–2026) mérései egészítik ki. A GEM-technológiára épülő időprojekciós kamra (TPC), a megújított belső nyomkövető rendszer (ITS2) és az új, előreszórási tartományban elhelyezett, müonspektrométert kiegészítő Muon Forward Tracker (MFT) együttesen ugrásszerűen megnövelte a rögzíthető ütközések számát. Az átépítés egyik kulcseleme a folyamatos kiolvasásra való áttérés volt, ami valós idejű, hardveralapú kiválasztás nélkül minden eseményt eljuttat a feldolgozásig. A detektorok így a korábbinál jóval nagyobb ütközési rátán működhetnek, miközben az adatokat valós időben rekonstruálják és tömörítik. A fizikailag érdekes ritka folyamatok kiválasztása egyre nagyobb részben szoftveres módszerekkel történik, ami jelentősen növeli a hozzáférhető statisztikát. A Run 3 pp-adatmintája már önmagában meghaladja a teljes Run 1 + Run 2 statisztikát, a 2023-as ólom-ólom adatgyűjtés pedig mintegy 12 milliárd ütközést rögzített, azaz nagyjából negyvenszer annyit, mint a 2010 és 2018 közötti összes nehézionmérés. Ez a rengeteg adat hozzájárul többek közt a hadronizáció mechanizmusának és a nehéz kvarkok közegbeli energiaveszteségének megértéséhez. Az alábbiakban a teljesség igénye nélkül négy eredményt emelek ki, amelyek a nehéz kvarkok és jetek fizikájából származnak, és jól szemléltetik, hogyan tudjuk vizsgálni a QCD alapfolyamatait: a sugárzást, a hadronizációt és a közegbeli energiaveszteséget.

A tiltottkúp-hatás közvetlen megfigyelése

Az ALICE egyik legszebb eredménye egy régóta jósolt, de korábban közvetlenül soha nem látott jelenség kísérleti igazolása. Amikor egy nagy energiájú kvark keletkezik az ütközésben, energiáját gluonok kibocsátásával veszti el. Ezekből további kvarkok és gluonok születnek, és a folyamat végén egy kollimált, kúp alakú részecskezápor – úgynevezett jet – csapódik a detektorba. A kvantum-színdinamika (QCD) szerint azonban a sugárzás

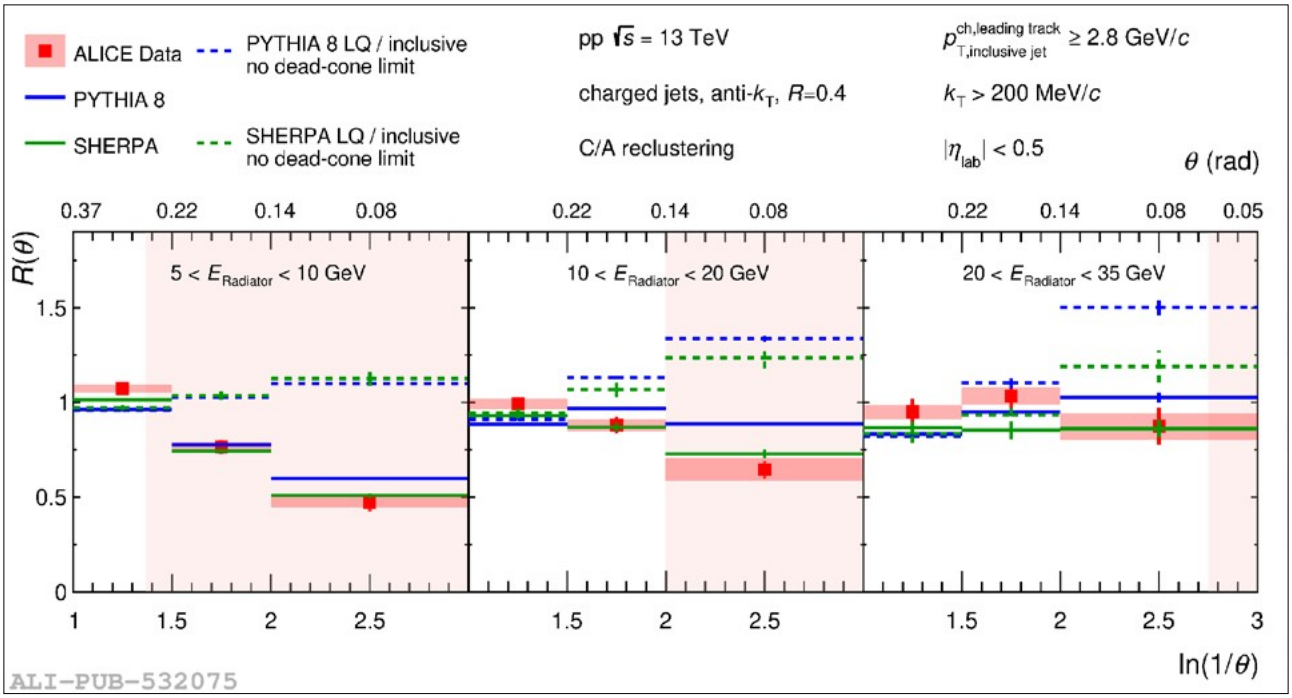


2. ábra. A tiltottkúp-hatás vázlata. A kúp belsejében a sugárzás nem tűnik el teljesen, de erősen el van nyomva

mintázata függ a sugárzást kibocsátó részecske tömegétől: egy m_Q tömegű, E energiájú kvark körül a sugárzás egy $\theta_{DC} \sim m_Q/E$ szögnyílású kúpon belül erősen el van nyomva. Ez a tiltottkúp-hatás *(dead-cone effect),* amely közvetlenül a kvark tömegéről árulkodik, és a *2. ábrán** látható.

A jelenséget két ok miatt évtizedekig nem sikerült közvetlenül megfigyelni. Egyrészt a tiltott kúpot könnyen kitöltik a partonokból keletkező hadronok és bomlástermékeik, másrészt a kvark mozgási iránya a zápor keltése során folyamatosan változik. Az ALICE mindkét nehézséget leküzdötte azzal, hogy a jetek belső szerkezetét lépésről lépésre visszafejtette. A 13 TeV tömegközépponti energián, 2016 és 2018 között gyűjtött, mintegy 25 nb^{-1} integrált luminozitású pp-adatmintában olyan jeteket választottak ki, amelyek egy rekonstruált D^0-mezont – és így egy c-kvarkot (*charm,* azaz „bájos" kvark) – tartalmaznak; ezekben a részecskezáport úgynevezett szekvenciális rekombinációs algoritmusokkal egymást követő partonhasadásokra bontották vissza, és a c-kvark gluonkibocsátásának szögeloszlását összevetették a könnyű kvarkokból, illetve gluonokból induló jetekével.

Az eredmény *(3. ábra)* egyértelműen mutatja, hogy a kis szögű kibocsátások a c-kvarkot tartalmazó jetekben elnyomódnak, és ez az elnyomás annál erősebb, minél kisebb a rekonstruált sugárzó partonhoz társított energia. A hatást egészen 5 GeV körüli kvarkenergiáig sikerült követni. Ez a tiltottkúp-hatás első közvetlen kimutatása, amely a kvark véges tömegének a sugárzási mintázatra gyakorolt hatását is láthatóvá teszi. Az eredmény 2022-ben a *Nature* folyóiratban jelent meg [2].



3. ábra. A D^0-mezont tartalmazó és az inkluzív jetek sugárzási szögeloszlásának $R(\theta)$ aránya három különböző partonsugárzási energiatartományban. $E_{radiator}$ a sugárzó parton energiája, θ az energiakibocsátás szöge. A c-kvarkot tartalmazó kis energiájú jetekben a kis szögű kibocsátás elnyomása jól látható [2]

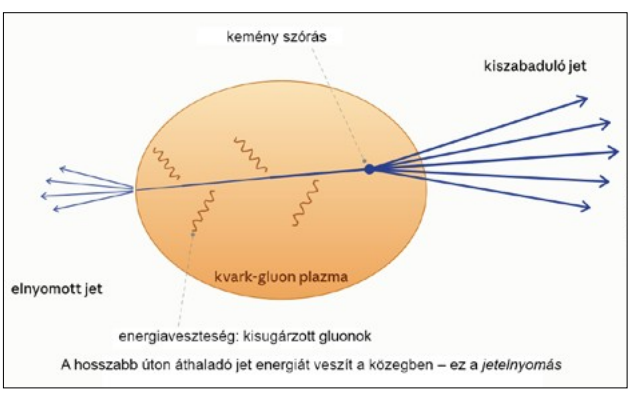
A Run 3 mérési időszakában az ALICE ezt a vizsgálatot új eszközzel viszi tovább. Az úgynevezett energia-energia korrelátorok (EEC) a jeten belüli részecskepárok energiával súlyozott szögeloszlását mérik, és különösen érzékenyek a sugárzás szerkezetére. Az ALICE elsőként mérte meg az EEC-t c-kvarkot tartalmazó jetekben (a $10 < p_T < 30$ GeV/c tartományban), és a korrelátor amplitúdójának jelentős elnyomását figyelte meg az inkluzív jetmintához képest. Az eredmény érzékeny a nehéz kvark tömegéből eredő sugárzási módosulásokra (mint a tiltottkúp-hatása), ugyanakkor az értelmezésben a kvark-gluon összetétel és a hadronizáció is fontos szerepet játszik [3]. A mérésnek közvetlen QGP-vonatkozása is van: a tiltottkúp-hatás módosítja a nehéz kvarkok sugárzását, és így a forró közegben elszenvedett energiaveszteségüket is. A következő nagy kérdés ezért az, hogyan változik a megfigyelt struktúra, amikor a c-kvark már nem vákuumban, hanem a QGP-n halad keresztül.

A jetek energiavesztesége a kvark-gluon plazmában

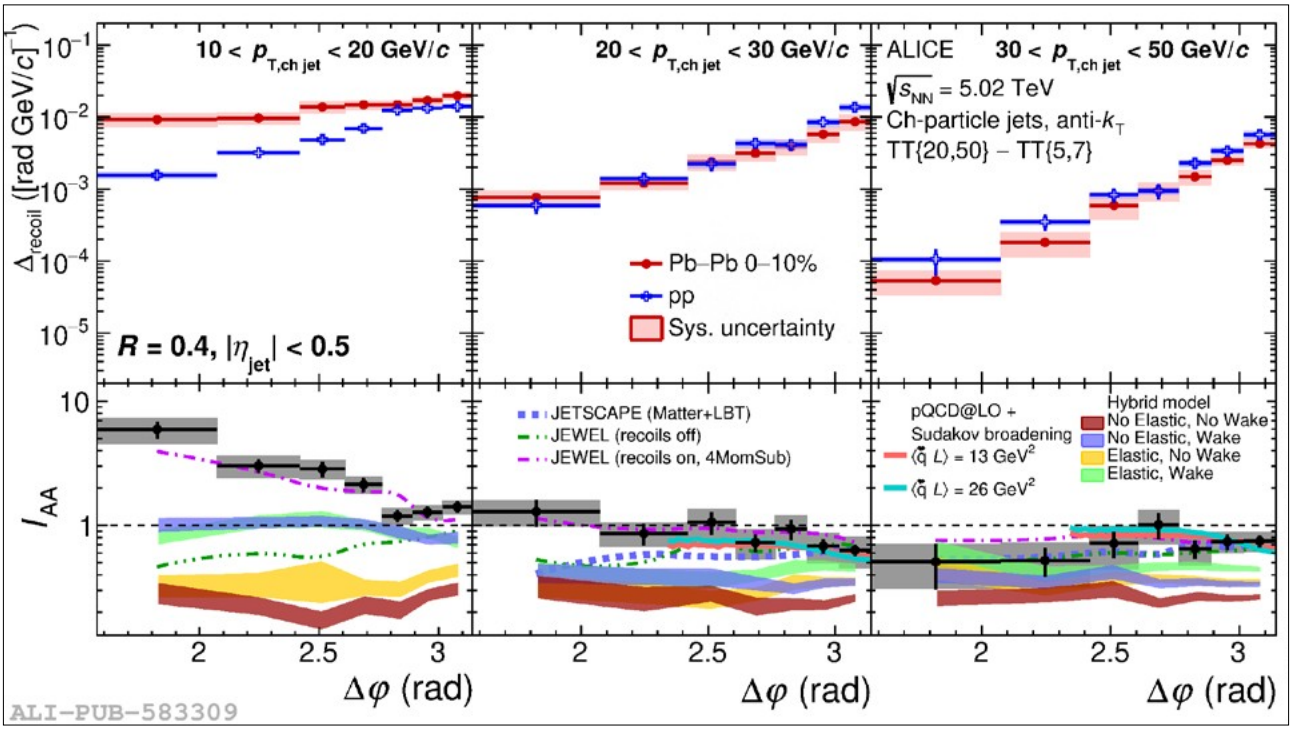
Míg a tiltott kúp a vákuumban lezajló sugárzásról hordoz információt, a nehézion-fizika központi kérdése az, mi történik ezzel a sugárzással, amikor a nagy energiájú parton nem üres téren, hanem a forró és sűrű kvark-gluon plazmán halad keresztül. A közegben a parton szóródik az őt körülvevő kvarkokon és gluonokon, és eközben energiát ad le. Ezt a jelenséget nevezik jetelnyomásnak *(jet quenching)*. A jetelnyomás létezésére már a RHIC és a korábbi LHC-mérések is erős bizonyítékot szolgáltattak. Az ALICE feladata célzott mérésekkel egyre részletesebben feltérképezni, mennyi energiát veszít a jet, és hová kerül az elvesztett energia.

A jelenség legegyszerűbb megnyilvánulása, hogy adott energiájú jetek keletkezése a centrális (azaz teljes egészében átfedő) ólom-ólom ütközésekben csökken a pp-ütközésekből várthoz képest: a közegen áthaladó partonok energiát veszítenek, így nagyenergiájú jetből kevesebb keletkezik *(4. ábra*)*.

Az ALICE azonban egy finomabb, nagy háttér mellett alkalmazható módszert használ, a hadron-jet korrelációs méréseket. Ennek lényege, hogy egy nagy impulzusú hadronnal szemben, azzal közel átellenben ($\Delta\varphi \approx \pi$ környékén) keletkező jeteket vizsgáljuk. Mivel a nagy impulzusú hadron és a vele szemközti jet ugyanabból a kemény szórásból ered, a kettő korrelációja tisztán kiemelhető a nehézion-ütközésekben jellemző nagy részecskeháttérből.



4. ábra. A jetelnyomás jelensége



5. ábra. Egy nagy impulzusú hadronnal szemben, Δφ azimutális szögben keletkező *(recoil)* jetek hozama centrális (0–10%) Pb-Pb és pp ütközésekben (felső sor), valamint a kettő aránya, I_{AA} (alsó sor), három jetimpulzus-tartományban, $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV energián. A hozam megnövekedése (I_{AA} > 1) és a Δφ-eloszlás kiszélesedése az elvesztett energia újramegjelenését jelzi nagy szögeknél. A színes sávok elméleti számításokat mutatnak szisztematikus hibáikkal [4]

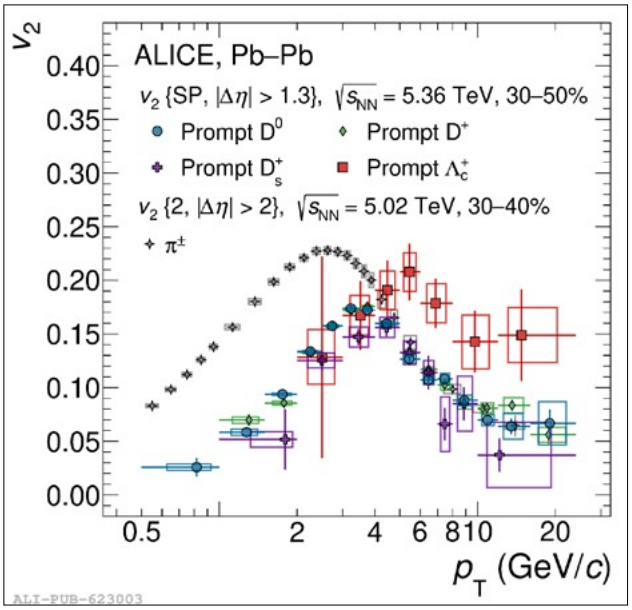
Ezzel a módszerrel az ALICE a nukleonpáronkénti $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV energiájú ütközésekben egészen alacsony, 7 GeV/c jetimpulzusig és nagy, R = 0,2, 0,4 és 0,5 jetsugarakig mérte a visszalökött *(recoil)* jetek hozamát [4]. A pp és a centrális Pb-Pb eloszlás összevetése bemutatja a közeg hatását: nagyobb transzverzális jetimpulzusnál a hozam csökken, mert a közegen áthaladó partonok energiát veszítenek, és a spektrum kisebb impulzusok felé tolódik. A legszemléletesebb eredmény azonban az ellenkező végen jelentkezik: alacsony transzverzális jetimpulzusnál az ALICE a jethozam növekedését és a szögeloszlás (akoplanaritás) kiszélesedését figyelte meg a pp-referenciához képest [5]. Ez közvetlen megfigyelése annak, hogy a jetből kiszóródott energia nem vész el, hanem lágy, az eredeti iránytól nagy szögben eltérő részecskék formájában jelenik meg újra. Ezzel nyomon követhető, ahogyan a plazma elnyeli és a nagy szögek felé szétteríti az energiát *(5. ábra)*. Összességében tehát az ALICE nemcsak azt méri, mennyi energiát veszít a jet, hanem az energia újraelosztásáról is képet ad.

A c-kvarkok hadronizációja: a Λ_c^+ elliptikus folyása

A c-kvarkok kiválóan alkalmasak a QGP feltérképezésére, mert már az ütközés korai szakaszában létrejönnek, és a QGP fejlődésének teljes története során kölcsönhatásba léphetnek a közeggel. A D-mezonok korábbi mérései már megmutatták, hogy a c-kvarkok nem egyszerűen áthaladnak a plazmán, hanem kölcsönhatnak vele, és részben részt vesznek annak kollektív mozgásában. Ezt a kollektív mozgást az úgynevezett elliptikus folyás, a v_2 együttható méri, amely a nem centrális ütközések elnyújtott formájú tűzgömbjében a nyomásgradiensek által létrehozott irányfüggő impulzuseloszlást parametrizálja. A v_2 érzékeny a közeg transzporttulajdonságaira és a nehéz kvarkok termalizációjának mértékére.

Az ALICE azt szerette volna meghatározni, hogy mi történik a c-kvarkkal a hadronizáció pillanatában. A Λ_c^+ barion erre különösen érzékeny próba: itt a c-kvark nem egyetlen könnyű antikvarkkal alkot mezont, hanem két könnyű kvarkkal együtt formál bariont. Ha a hadronizáció rekombinációval (kvark-koaleszcenciával) történik, azaz a c-kvark a közeg már meglévő könnyű kvarkjaival egyesül, akkor a barionok és a mezonok elliptikus folyása között különbség jelenhet meg.

Az ALICE a Run 3-ban elsőként mérte meg a prompt Λ_c^+ barionok elliptikus folyását – a prompt D^0-, D^+- és D_s^+-mezonoké mellett – szemicentrális (részben átfedő) ólom-ólom ütközésekben, $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,36 TeV energián [6]. Míg a D-mezonok folyása egymáshoz hasonló, a Λ_c^+ elliptikus folyása a 4 < p_T < 12 GeV/c tartományban szignifikánsan nagyobb a D^0-énál; a különbség 3,7 standard szórásnak megfelelő szignifikanciával jelentkezik *(6. ábra)*. Ez arra utal, hogy a c-kvarkot tartalmazó hadronok elliptikus folyásának jelentős része már partonszinten kialakul, és összhangban van a kvark-koaleszcencia fontos szerepével a hadronizáció során. Az értelmezést a c-kvark hidrodinamikailag táguló közegben való transzportját leíró számítások is alátámasztják. Ez a Run 3 egyik leg-



6. ábra. Prompt D^0-, D^+-,D_s^+-mezon és Λ_c^+ barion v_2 értékei a transzverzális impulzus függvényében, 30–50% centralitású ólom-ólom ütközésekben. Összehasonlításként a könnyű pionok v_2-je is fel van tüntetve [6]

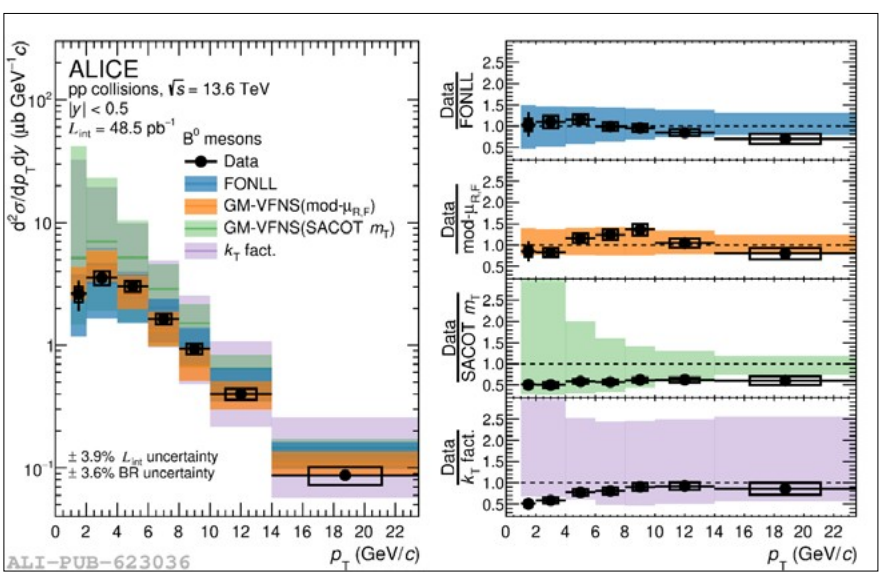
szebb eredménye, amely egyetlen mérésben köti össze a QGP kollektív dinamikáját a hadronképződés mikroszkopikus mechanizmusával.

A b-kvarkok fizikája a kis impulzusú tartományban

A Run 3 másik fontos eredményében az áttörést nem önmagában a nagyobb statisztika, hanem egy új adatgyűjtési és -válogatási technika hozta. A folyamatos kiolvasásra való áttérés és az új adatfeldolgozási rendszer lehetővé tette, hogy az ALICE nagy pp-adatmintákat elemezzen, amelyekből a ritka bomlási csatornák eseményei szoftveres valós idejű eseménykiválasztás segítségével rögzíthetők. Ehhez társul a megújított belső nyomkövető rendszer (ITS2) nagy pontosságú vertexfelbontása: mivel a b-kvarkot (*beauty*, „szépség” kvark) tartalmazó hadronok viszonylag hosszú élettartamuk miatt az ütközési ponttól mérhetően eltávolodva bomlanak el, a másodlagos bomlási vertex rekonstrukciója különíti el a jelet a jóval nagyobb háttértől. A b-kvark a c-kvarknál is tisztább vizsgálatot tesz lehetővé. Nagyobb tömege miatt egyrészt energiaveszteségé kisebb, és elméletileg jobban értjük, másrészt kevesebb keletkezik belőlük, így egymással nem tudnak rekombinálódni. A pp-beli hatáskeresztmetszet pontos ismerete azért kulcsfontosságú, mert ez adja azt a vákuumbeli viszonyítási alapot, amelyhez a b-kvarkok ólom-ólom ütközésekben elszenvedett energiaveszteségét mérni tudjuk. Az alacsony impulzusú tartomány különösen érzékeny a b-kvarkok közegbeli diffúziójára és a QGP-vel való kölcsönhatására, ám korábban épp a gyenge jel és a nagy háttér miatt volt hozzáférhetetlen – a nyalábra közel merőlegesen kirepülő részecskék körében ez a tartomány most vált először pontosan mérhetővé.

Ezt kihasználva az ALICE elsőként mérte meg a teljesen rekonstruált B^0-mezonok p_T-differenciális keletkezési hatáskeresztmetszetét a detektor központi „hordó” részét lefedő középső rapiditástartományban ($|y| < 0{,}5$), egészen p_T = 1 GeV/c-ig, $\sqrt{s}$ = 13,6 TeV energiájú pp-ütközésekben [7]. A B^0-mezonokat a $B^0 \to D^-\pi^+$ csatornában a $D^- \to K^+\pi^-\pi^-$ bomláson keresztül azonosították. A rapiditásegységre eső hatáskeresztmetszetet a perturbatív QCD-számítások a hibahatárokon belül leírják. A számítások elméleti bizonytalansága azonban – főleg az alacsony impulzusú tartományban – nagy, és az egyes megközelítések jóslatai jelentősen eltérnek. A pontos adat így nemcsak összevethető az elmélettel, hanem alkalmas a riválisleírások közötti választásra is *(7. ábra)*.

A mérés jelentősége azonban túlmutat egyetlen új hatáskeresztmetszeten. Azt demonstrálja, hogy a Run 3-ban az ALICE középső rapiditáson, egészen alacsony impulzusig nagy pontossággal rekonstruálja a ritka bomlási jeleket, és ezzel megteremti azt a vákuumbeli referenciát, amelyre a b-kvark Pb-Pb-beli energiaveszteségének méréséhez szükség van.



7. ábra. A B^0-mezon p_T-differenciális keletkezési hatáskeresztmetszete 13,6 TeV-os pp-ütközésekben, összevetve perturbatív QCD-számításokkal [7]

Kitekintés

A bemutatott eredményekben közös, hogy a Run 2 nyitotta meg azokat a kérdéseket, amelyeket a Run 3 magasabb statisztikájának és a megújult detektoroknak köszönhető pontosabb mérésekkel tudunk megközelíteni. A nehéz kvarkok fizikájában a következő természetes lépés a tiltottkúp-hatás kiterjesztése a b-kvarkra: mivel az nehezebb a c-kvarknál, a hozzá

tartozó tiltott kúp is nagyobb. A B-mezont tartalmazó jetek vizsgálata így elkülöníti a tisztán tömegfüggő hatásokat a kvark-gluon különbségektől. A Run 3 adatgyűjtését követő hosszú leállás (*long shutdown* 3) során a kísérlet tovább fejlődik: az ITS2 belső rétegeit a jobb vertexfelbontást adó, hajlított CMOS-lapkákra épülő ITS3 szilíciumdetektor váltja, és bekerül egy új detektor is, az előreszórási kaloriméter (FoCal), amely a kis Bjorken x-ű (a protonban kis impulzushányadot hordozó) gluonok dinamikáját vizsgálja majd a Run 4 során 2030-tól.

Még hosszabb távon, a nagy luminozitású LHC Run 5 időszakára a kollaboráció egy teljesen új, alapvetően szilíciumalapú detektort javasol: az ALICE 3-at. Ennek legbelső alrendszere egy a nyalábcsőbe behúzható vertexdetektor, amely 200 MeV/c transzverzális impulzus fölött 10 mikronnál jobb vertexmeghatározási felbontást céloz. A kiváló vertexfelbontás különösen fontos lesz a rendkívül rövid életű, több c-kvarkot tartalmazó hadronok rekonstrukciójához. A tervezett, $|\eta| < 4$ pszeudorapiditás-tartományt lefedő berendezés fizikai programjának középpontjában épp a jelen cikk témájához illeszkedő kérdések állnak: a kis impulzusú nehéz kvarkok (köztük a b-kvarkot tartalmazó hadronok) keletkezése és a c-kvarkpárok korrelációi. Természetesen megjelennek más irányok is a kutatásban, mint az elektronpárok precíziós mérése, amelyből a kvark-gluon plazma hőmérsékletének időfejlődésére és a királis szimmetria helyreállására lehet következtetni [8]. A terv jelenleg a prototípus- és technológiaválasztási fázisban tart.

Az ALICE tehát az elmúlt években szerteágazó kutatási programot valósított meg, a QGP alapvető tulajdonságainak feltérképezésétől a mikroszkopikus folyamatok egyre részletesebb vizsgálatáig. A tiltottkúp-hatás közvetlenül láthatóvá tette a QCD egy alapjelenségét; a Λ_c^+ folyása a hadronizáció mechanizmusába engedett betekintést; a B^0 keletkezésének mérése pedig a b-kvarkok fizikájának korábban elérhetetlen tartományát nyitotta meg. Az itt bemutatott válogatás természetesen csak egy szeletét adja az ALICE programjának; a kis ütköző rendszerek kollektív jelenségei, az erős kölcsönhatást femtoszkópiával feltérképező korrelációs mérések vagy az antianyag- és hipermagfizika** külön cikket érdemelnének. A következő nagy lépés a QGP megértésében az időfejlődés és a benne zajló folyamatok tér- és időbeli szerkezetének egyre pontosabb felderítése lehet. E mérésekkel közelebb kerülhetünk ahhoz, hogy megértsük: hogyan viselkedik az anyagot összetartó erős kölcsönhatás szélsőséges körülmények között.

Irodalom

1. ALICE Collaboration: Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton–proton collisions. *Nature Phys.,* 13 (2017) 535–539.
2. ALICE Collaboration: Direct observation of the dead-cone effect in quantum chromodynamics. *Nature,* 605 (2022) 440–446. Erratum: *Nature,* 607 (2022) E22.
3. ALICE Collaboration: Energy-energy correlators in charm-tagged jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV, arXiv:2504.03431 (2025) (*Phys. Rev. C*-hez beküldve).
4. ALICE Collaboration: Measurements of jet quenching using semi-inclusive hadron+jet distributions in pp and central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 5.02 TeV. *Phys. Rev. C* 110 (2024) 014906.
5. ALICE Collaboration: Observation of medium-induced yield enhancement and acoplanarity broadening of low-$p_{\rm T}$ jets in pp and central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 5.02 TeV. *Phys. Rev. Lett.,* 133 (2024) 022301.
6. ALICE Collaboration: Evidence of different Λ_c^+-baryon and D-meson elliptic flow in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 5.36 TeV with ALICE at the LHC. arXiv:2603.18966, CERN-EP-2026-070 (*Phys. Rev. Lett.*-hez beküldve).
7. ALICE Collaboration: Measurement of the B^0-meson production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13.6 TeV. arXiv: 2603.18904, CERN-EP-2026-077 (JHEP-hez beküldve).
8. ALICE Collaboration: Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC (2022) arXiv:2211.02491.

* Az 1., 2. és 4. ábra a Claude 5.5 mesterséges intelligencia felhasználásával készült.

** A hipermagok olyan különleges atommagok, amelyekben az egyik nukleont egy hiperon, azaz s-kvarkot tartalmazó hadron helyettesíti.

Magyar szerepvállalás az ALICE-ban

A HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont ALICE-csoportja a kezdetektől részt vesz az ALICE-kísérlet építésében és tudományos programjában, a detektorfejlesztéstől az adatelemzésig.

A műszaki oldalon a magyar közreműködés a Run 3-ra megújult kísérlet több kulcselemét érintette. A GEM- (Gas Electron Multiplier) alapú detektortechnológia fejlesztésében és tesztelésében – amelyre az új, folyamatosan kiolvasott időprojekciós kamra (TPC) épül – a magyar csoport is szerepet vállalt, csakúgy, mint a megújított belső nyomkövető rendszer (ITS2) fejlesztésében. Emellett a folyamatos kiolvasást lehetővé tevő elektronika kidolgozásában is részt vettünk, amely a Run 3 ugrásszerűen megnövelt adatgyűjtésének technológiai alapja.

A fizikai elemzésben a magyar részvétel a nehéz kvarkok és a jetek fizikájára (D-mezon- és b-jet-mérések), a részecskék közötti korrelációs mérésekre, valamint a kvark-gluon plazma legkisebb cseppjeinek kis ütköző rendszerekben való keresésére terjed ki.

A jövő fejlesztéseit tekintve a FoCal adatkiolvasó rendszerének fejlesztésében veszünk részt, valamint az ALICE 3 müondetektorainak tervezésében, tesztelésében és a kapcsolódó fizikai szimulációkban.

A STANDARD MODELLEN TÚL II.*

A HIÁNYZÓ ANYAG NYOMÁBAN: SÖTÉT ANYAG ÉS SZUPERSZIMMETRIA

Pásztor Gabriella
ELTE Fizikai és Csillagászati Intézet, Budapest
E-mail: gabriella.pasztor@ttk.elte.hu

Csupán az Univerzum 5%-át ismerjük és tudjuk leírni pontosan a legalapvetőbb szinten. A fennmaradó 95%-ot két rejtélyes komponens alkotja: 26% sötét anyag és 69% sötét energia, amelyekről szinte semmit sem tudunk, bár ezek határozzák meg a világegyetem dinamikáját nagy skálán [1–4]. Ez az egyszerű tény önmagában is elég arra, hogy a részecskefizika ma elfogadott kereteit [5] megkérdőjelezze, és azok kiterjesztését új irányokba kényszerítse – de ez még csak a kezdet. A sötét energia természetét elsősorban csillagászati és kozmológiai megfigyelésekkel lehet vizsgálni [6, 7]; a sötét anyag részecskéi viszont akár az LHC ütközéseiben is keletkezhetnek [8]. Cikkünk a sötét anyag és a részecskefizika további nyitott kérdéseire [9] választ ígérő elméletek nyomába ered.

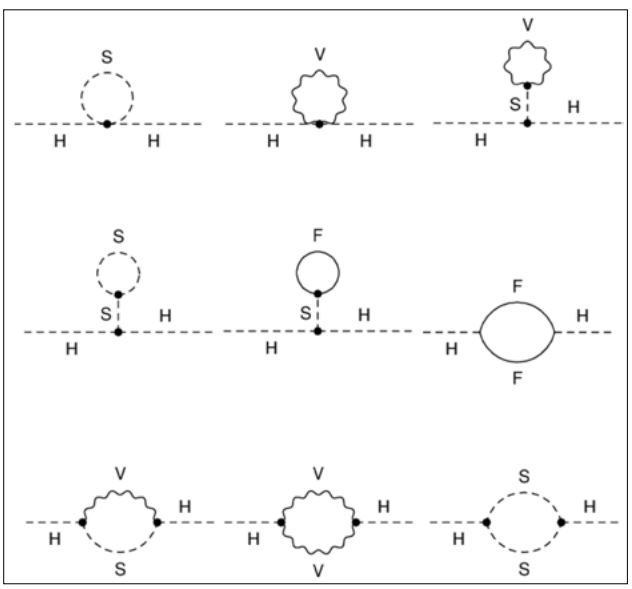
Sorozatunk előző részében azt mutattuk be, hogyan teszik próbára a standard modellt a precíziós mérések a CERN Nagy Hadronütköztetőjénél (LHC) működő CMS-kísérletben. A közvetett út, a Higgs-bozon tulajdonságainak és az elektrogyenge bozonszórásnak a mérései eddig mind a standard modell jóslatait igazolták. Néhány izgalmas anomália felbukkant a nehéz b-kvarkot tartalmazó hadronok bomlásainak vizsgálatában az ún. b-gyárakban, köztük az LHCb-kísérletben [10].

Most azonban a másik stratégiát vesszük sorra: a közvetlen kereséseket. Ha az új részecskék elég könnyűek, a nagy energiájú (13–13,6 TeV) proton-proton ütközésekben közvetlenül is keletkezhetnek, a CMS-detektor pedig – ez a nyomkövetővel, kaloriméterekkel és müonrendszerrel felszerelt óriáskamera – rögzítheti bomlásuk nyomait. A kérdés azonban természetesen felmerül: miért éppen az LHC energiatartományában várjuk az új fizika megjelenését?

Miért éppen a TeV-skála? A hierarchiaprobléma

Van egy a „sötét univerzum” kérdéskörénél kevésbé látványos, egyesek szerint „esztétikai”, míg mások szemében különösen nyugtalanító dilemma is: az úgynevezett természetesség- vagy más néven hierarchiaprobléma.

A Higgs-bozon tömege a kvantumtérelméletben nem egyszerűen egy rögzített szám; a kvantumkorrekciók, azaz hurkokban virtuális részecskék cseréi módosítják az értékét *(1. ábra)*. Ezek a korrekciók arányosak a Λ^2 mennyiséggel, ahol Λ az az energiaskála, amelyen az elmélet érvényessége megszűnik. Ha a standard modell egészen a Planck-skáláig ($M_{\text{Planck}} \sim 10^{19}$ GeV) érvényes, akkor a Higgs-tömeg négyzetéhez adódó korrekció nagyságrendje $\delta m_H^2 \sim M_{\text{Planck}}^2/(16\pi^2) \sim 10^{36}$ GeV^2. A mért Higgs-tömeg viszont $m_H \approx 125$ GeV, azaz $m_H^2 \sim 1{,}6 \cdot 10^4$ GeV^2. Ahhoz, hogy a végeredmény ilyen kicsi legyen, a Lagrange-függvényben szereplő „csupasz” tömegnek és a kvantumkorrekcióknak $\sim 10^{32}$ rész pontossággal kell egymást kiejteniük a tömegnégyzetben. Ez nem lehetetlen technikailag, de egy mélyebb szimmetria vagy mechanizmus hiányában rendkívül valószínűtlen véletlen egybeesést jelent. Ez a fajta „természetellenesség” vagy „finomhangolás” erős jelzés, hogy a kép nem teljes, és valami új fizikának kell megjelennie a TeV-es energiaskálán – éppen ott, ahol az LHC működik.



1. ábra. A Higgs-bozon tömegét módosító egyhurkos kvantumkorrekciók Feynman-diagramjai. A Higgs-bozon (H) virtuális skalár- (S), vektor- (V) és fermionrészecskékkel (F) kerül kölcsönhatásba. A bozon- és a fermionhurkok járuléka ellentétes előjelű

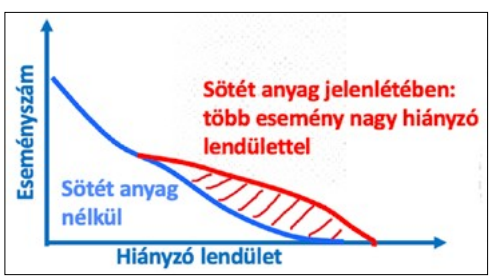
A közös keret: egyszerűsített modellek

Ha a TeV-skálán valóban új részecskék várnak ránk, kézenfekvő a kérdés: lehet-e köztük a sötét anyag részecskéje is? Mielőtt a konkrét kiterjesztett elméletek tárgyalásába fogunk, érdemes megismerni azt a módszertani szemléletet, amely a közvetlen keresések gerincét adja: az egyszerűsített modellekét. A gondolat lényege: ahelyett,

* A cikksorozatot a szerző „How do we search for physics beyond the Standard Model?” című előadása inspirálta, amelyet a MaFiHe Balatoni Nyári Iskolán tartott 2026 júliusában, Balatonfüreden.

hogy minden egyes elméletet (azaz pl. a szuperszimmetria (SUSY) [11], az extra dimenziók [12], a különböző sötétszektorok adott megvalósításait) külön-külön elemeznénk a maguk teljes bonyolultságában, egy minimális keretrendszerben dolgozunk. Egy mediátor (közvetítő) részecskét és egy sötétanyag-jelölt részecskét posztulálunk, és megvizsgáljuk, milyen jelet hagynának a detektorban. (A később tárgyalt szuperszimmetrikus partnerrészecske-keresések egyszerűsített modelljei ugyanezt a logikát követik, de általában egy hosszabb, több szupepartnert érintő keletkezési és bomlási láncot emelnek ki. A két megközelítés ugyanakkor kiegészíti egymást, ahogy azt a szuperszimmetriánál látni fogjuk.) Ez az „egyszerűsített" megközelítés tehát nem feltételez egy adott részletesen kidolgozott elméletet, így ugyanazok az eredmények később visszavetíthetők egy kiválasztott teljes modellre, legyen az SUSY, extra dimenzió, vagy valami egészen más, ami a mérés idején még meg sem született mint ötlet.

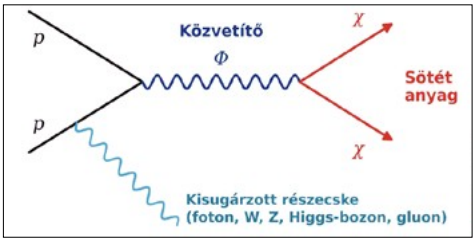
A sötét anyag detektálásának kulcsa a „hiányzó transzverzális lendület" mérése. A sötétanyag-részecskék, ha csak gyengén hatnak kölcsön az ismert anyaggal, ugyanúgy láthatatlanul hagyják el a detektort, mint a neutrínók. Jelenlétükre abból következtetünk, hogy az ütközésből keletkező összes mérhető részecske nyalábra merőleges (transzverzális) lendületének összege nem nulla. Az ütközés előtt ebben a síkban nincs lendület, a nyalábirányú összetevőt viszont nem ismerjük, mert a proton alkotórészei a proton lendületének mindig csak egy változó hányadát viszik. Egy láthatatlan részecske távozása a lendületmegmaradás miatt egy jelentős hiányra, ún. hiányzó transzverzális lendületre ($p_{\mathrm{T}}^{\text{hiányzó}}$) vezet. Ezen mennyiség eloszlása a mért adatokban a titokzatos sötét anyag megjelenéséről árulkodhat *(2. ábra)*.



2. ábra. A hiányzó lendület várt eloszlásának szemléltetése sötét anyag nélkül (kék) és annak jelenlétében (piros). Míg a jól ismert folyamatokban is fellép hiányzó energia a detektor véges energiafelbontásának vagy neutrínók keletkezésének eredményeként, sötét anyag keletkezése esetén több esemény mutat nagy hiányzó lendületet

A legegyszerűbb keresési stratégia az úgynevezett „mono-X" megközelítés: keressük azokat az ütközéseket, ahol egyetlen látható részecske – egy foton, egy Z- vagy Higgs-bozon, egy részecskesugár – keletkezik *(3. ábra),* mellette pedig hatalmas hiányzó lendület jelenik meg.

Ha a sötétanyag-részecske egy mediátoron keresztül hat kölcsön az ismert anyaggal, akkor a mediátor ismert részecskékre is bomolhat, ami szintén megfigyelhető lehet az adatokban. Ekkor a végállapoti rendszer



3. ábra. Sötétanyag-részecskepár keltése proton-proton ütközésben egy közvetítő részecskén (Φ) keresztül. Mivel a sötét anyag részecskéi nyom nélkül hagyják el a detektort, az esemény csak akkor észlelhető, ha mellettük egy látható részecske – foton, W- vagy Z-bozon, Higgs-bozon vagy gluon is kisugárzódik

tömegspektrumában egy rezonanciaszerű kiemelkedés jelentkezhet. Ez a csúcsvadászat („bump hunting"), amit igen sok különböző végállapotban folytatnak a gyorsítós kísérleteken, például két részecskesugár, két lepton vagy akár bonyolultabb részecskecsoportok invariáns tömegét vizsgálva. Ez a bomlástermékek energiájából és lendületéből visszaszámolt tömeg ($M^2c^4 = (\Sigma_i E_i)^2 - |\Sigma_i \mathbf{p}_i|^2 c^2$), és megegyezik a bomló mediátorrészecske tömegével.

Az egyik legizgalmasabb irány a hosszú élettartamú részecskék vizsgálata [8]. Ha az új egzotikus mediátorrészecske csak gyengén kötődik a többi részecskéhez, akkor nem bomlik el azonnal, hanem akár néhány száz mikrométertől méterekig terjedő utat is megtehet. Amennyiben a detektor belsejében, de az ütközési ponttól messze teszi ezt, akkor a bomlástermékek nem az ütközési pontból, hanem egy attól távoli, „eltolt" bomlási pontból indulnak ki.

Ha pedig egy elektromosan töltött részecske egy láthatatlan, semleges részecskére és egy olyan kis energiájú töltött részecskére bomlik, amelynek a nyomát a detektor már nem tudja rekonstruálni, akkor a detektorban hagyott nyoma hirtelen megszakad – ez az „eltűnő nyom". Mivel a standard modell folyamatai ritkán hoznak létre ilyen jeleket, a háttér kicsi, így ezek az eseménytípusok rendkívül érdekesek. Ugyanakkor a szokásos rekonstrukciós módszereket az ütközési pontból induló részecskékre tervezték, ezért kimutatásuk különleges kísérleti technikákat igényel.

Ami ebben a megközelítésben különösen hatékony, az a mérési eredmények modellfüggetlen értelmezése (pontosabban minimális, például a közvetítő részecske tömegére, spinjére, élettartamára vonatkozó feltételezésekkel való értelmezése), majd visszavetítése konkrét elméletekre. Azokat a modelleket, ahol természetes módon jelenik meg stabil, gyengén kölcsönható, nehéz, semleges részecske (általánosan WIMP, *weakly interacting massive particle*), jól lefedi ez a méréscsoport. Az ilyen részecskék – ha tömegük a 100 GeV és néhány TeV közötti tartományba esik – a korai világegyetemből éppen nagyjából a ma megfigyelt mennyiségben maradtak volna fenn (ez az úgynevezett „WIMP-csoda"), ami újabb érv amellett, hogy az LHC energiáin keressük ezeket. A szuperszimmetria és az extra dimenziók feltételezése is ilyen modellekhez vezethet; az előbbit alább részletesen is bemutatjuk.

Szuperszimmetria: a standard kiterjesztés

Hogyan lehet egyáltalán kibővíteni a standard modellt? A modellépítők receptje nagyjából négy lépésből áll. Először azonosítják, hol mond csődöt a jelenlegi elmélet – akár kísérleti tények (például a sötét anyag léte), akár elméleti nehézségek (például a hierarchiaprobléma) miatt. Másodszor új szimmetriák bevezetésével próbálják ezeket rendszerszerűen orvosolni. Harmadszor meghatározzák a teljes, nagy energiákon is érvényes („UV-teljes") modellt. Végül azonosítják, milyen új részecskéknek kell megjelenniük a bővítés következményeként, és milyen jeleket hagynának ezek a ma elérhető gyorsítókban.

A standard modellen túli elméletek között a legnépszerűbb és legtöbbet vizsgált a szuperszimmetria (SUSY) feltételezésére épülő keret. Az elmélet alapötlete rendkívül szép: a természetben szimmetria áll fenn a fermionok (félegész spinű részecskék, mint az elektron) és a bozonok (egész spinű részecskék, mint a foton) között. Minden ismert részecskének van egy úgynevezett szuperpartnertársa, amely elektromos töltésében és minden más alapvető tulajdonságában (kvantumszámában) megegyezik vele, kivéve a spint, ami ½-del eltér: a feles spinű elektron partnere a nulla spinű skalárelektron ($\tilde{e}$), a kvarkoké a skalárkvarkok ($\tilde{q}$), a közvetítő γ, W, Z mértékbozonoké és a Higgs-bozonoké a ½ spinű semleges neutralínók ($\tilde{\chi}_i^0$) és elektromosan töltött csardzsínók ($\tilde{\chi}_i^\pm$), míg a gluonok párjai a gluínók ($\tilde{g}$). Az elnevezések egyszerű szabályt követnek: a fermionok partnereinek nevét „skalár-" előtaggal, a bozonok fermionikus partnereiét pedig „-íno" végződéssel jelöljük.

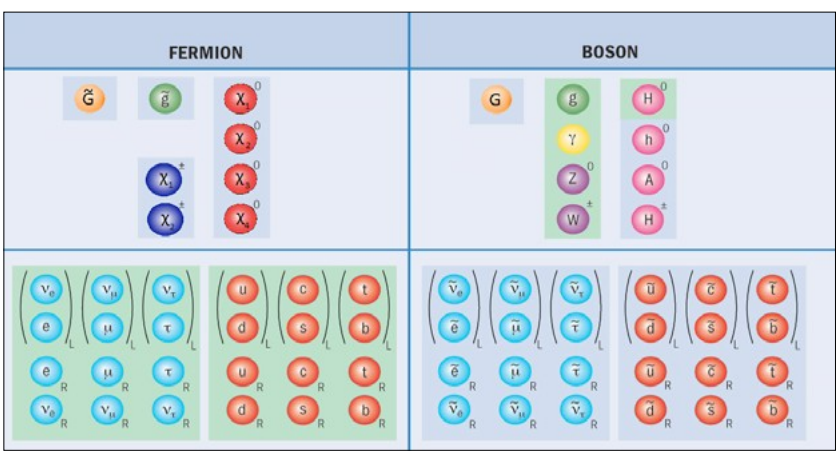
A fermionok bal- és jobbkezes változatai – amelyeket a spin és a mozgásirány viszonya különböztet meg, és amelyek a standard modellben is eltérően hatnak kölcsön – külön skaláris partnereket kapnak. Ezek kvantummechanikailag keveredhetnek, vagyis a ténylegesen megfigyelhető részecskék a két partnerhez tartozó mezők súlyozott összegével írhatók le; így például egy könnyebb és egy nehezebb skalár-t-kvark jöhet létre ($\tilde{t}_1$ és $\tilde{t}_2$). Hasonlóan keveredne az elektrogyenge mértékbozonok és a Higgs-bozonok fermionikus partnerei (a gédzsínók és higgszínók) is: ebből a keverékből áll össze a négy semleges neutralínó ($\tilde{\chi}_1^0$ ... $\tilde{\chi}_4^0$) és a két töltött csardzsínó ($\tilde{\chi}_1^\pm$ és $\tilde{\chi}_2^\pm$). Bizonyos „tiszta" állapotaikra szokás fotínó, zínó, wínó, higgszínó néven is hivatkozni.

Egy további fontos részlet: a szuperszimmetrikus standard modellben egyetlen Higgs-mező (szakszóval Higgs-dublett) nem elég, kettőre van szükség. Ezért a Higgs-szektor is bővül – egy helyett öt Higgs-bozon létezik, három semleges és két töltött. Összességében az elemi részecskék száma több mint megkétszereződik *(4. ábra)*.

A modellek egy további, a jóslatok szempontjából kulcsfontosságú elemet is tartalmaznak: az *R*-paritást. Ez egy szorzódó kvantumszám (értéke a részecske barionszámából, leptonszámából és spinjéből számolható), amely minden ismert részecskére +1, minden szuperpartnerre –1. Bevezetését eredetileg a proton stabilitása indokolta: nélküle a szuperpartnerek közvetítésével a proton gyorsan elbomolhatna, ami ellentmond a megfigyeléseknek. A „szorzódó" azt jelenti, hogy több részecske együttes *R*-paritása az egyes értékek szorzata: két szuperpartneré például $(-1)\cdot(-1) = +1$, éppen annyi, mint az ütköző protonoké. Ha az *R*-paritás megmarad, annak három messzemenő következménye van:

- az ütközésekben szuperpartnerek csak párban keletkezhetnek,
- egy szuperpartner bomlásakor a végállapotban mindig marad egy könnyebb szuperpartner,
- a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecske (angol rövidítéssel LSP) már nem tud tovább bomlani, tehát stabil.

A sötét anyagnak pedig éppen ilyennek kell lennie: a világegyetem életkoránál hosszabb ideig fennmaradónak.



4. ábra. A szuperszimmetrikus standard modell részecskéi. Zöld háttér jelöli a standard modell ismert részecskéit, kék a szuperpartnereket és a kibővített Higgs-szektor új bozonjait. A felső sorban a bozonok (jobbra) és fermionikus partnereik (balra) láthatók: a gluon partnere a gluínó, az elektrogyenge mértékbozonok és a Higgs-bozonok partnerei keveredve négy neutralínót ($\tilde{\chi}_1^0$ ... $\tilde{\chi}_4^0$) és két csardzsínót ($\tilde{\chi}_1^\pm$ és $\tilde{\chi}_2^\pm$) alkotnak, a feltételezett graviton (G) párja pedig a gravitínó ($\tilde{G}$). Az alsó sorban a bal- és jobbkezes leptonok és kvarkok (balra), valamint skaláris partnereik, a skalárleptonok és skalárkvarkok (jobbra) szerepelnek. A zárójelek a balkezes (L, mint „left") fermionok párjait, úgynevezett gyenge izospin-dublettjeit fogják össze: a W-bozon ezeken belül alakítja át egymásba a részecskéket (például az elektronneutrínót elektronná vagy az u-kvarkot d-kvarkká), míg a jobbkezes (R, mint „right") fermionok magukban állnak, és a W-bozonnal nem lépnek kölcsönhatásba. Ugyanez a csoportosítás érvényes a skaláris partnereikre is. A jobb- és balkezes fermionok partnerei is keveredhetnek, két különböző tömegű skalárfermion állapotot adva

Miért vonzó a szuperszimmetria?

Miért vonzó a szuperszimmetriát feltevő modellcsalád? Először is a hierarchiaproblémát elegánsan megoldja: a szuperpartnerek járulé-

kai a Higgs-tömeghez adódó kvantumkorrekciókban ellentétes előjelűek az ismert részecskékéhez képest, és szinte teljesen kiejtik egymást. Nem kell tehát extrém finomhangolás – a természetesség helyreállhat. Másodszor, ha a legkönnyebb szuperpartner stabil, elektromosan semleges és csak gyengén hat kölcsön az ismert anyaggal (ilyen lehet a legkönnyebb neutralínó), akkor pontosan azt a szerepet tölti be, amelyet az egyszerűsített modellekben a „sötétanyag-jelölt" kap: WIMP-ként viselkedik, és hiányzó transzverzális lendületet hagy hátra a detektorban. Harmadszor, a szuperszimmetria segít abban, hogy a három alapvető kölcsönhatás – az erős, az elektromágneses és a gyenge – erősségei, amelyek függnek a folyamatban átadott energiától, egy közös értékben találkozzanak rendkívül magas energián. Ez a nagy egyesített elmélet megvalósítása felé mutat.

Érdemes közelebbről is megnézni, hogyan működik a kiejtés. A kvantumtérelmélet szerint a Higgs-bozont virtuális részecskék „felhője" veszi körül: ezek folyamatosan felbukkannak és eltűnnek a vákuumban, és eközben eltolják a Higgs-bozon mérhető tömegét. A legnagyobb járulékot a t-kvark adja, mert ez csatolódik a legerősebben a Higgs-bozonhoz – csatolása nagyjából 1. Mivel a fermionok és a bozonok hurkos járulékai ellentétes előjellel lépnek be a számításba, a t-kvark virtuális hurkának járulékát skalárpartnerének, a skalár-t-kvarknak a hurka ejti ki. A kiejtés azonban csak akkor marad „természetes", ha a skalár-t-kvark tömege nem tér el túlságosan a t-kvarkétól. Ha a szuperszimmetria pontos volna, a partnerek tömege megegyezne az ismert részecskékével – ilyen könnyű skalárelektront vagy skalár-t-kvarkot azonban már rég felfedeztünk volna. A szimmetriának tehát sérülnie kell, és a tömegkülönbség éppen ebből a sérülésből fakad. Ha a szuperszimmetria valóban a hierarchiaprobléma megoldása, a partnerek tömege nagyjából a TeV-os tartományba esik – vagyis az LHC számára elérhető lehet.

Hasonló a helyzet a kölcsönhatások egyesítésével. A kölcsönhatások erőssége nem állandó: a virtuális részecskék miatt az energiával változik, „fut". A standard modellben a három kölcsönhatás erősségét leíró görbék a nagyon magas energiák felé haladva közel kerülnek egymáshoz, de nem egyetlen pontban metszik egymást. Ha azonban a TeV-skála körül megjelennek a szuperpartnerek, és bekapcsolódnak a virtuális folyamatokba, a futás meredeksége megváltozik, és a három görbe nagyjából 10^{16} GeV energián egy pontban találkozik.

A szuperszimmetria ezen túl is kínál előnyöket: új CP-sértő (azaz az anyagot és az antianyagot eltérően kezelő) folyamatokat tartalmazhat, amelyek hozzájárulhatnak az anyag-antianyag aszimmetria magyarázatához. Ráadásul a húrelméletnek – a „mindenség elmélete" egyik jelöltjének – általános következménye is a szuperszimmetria fellépése. Nem csoda, hogy évtizedek óta a közvetlen keresések egyik fő iránytűje.

Az eltűnő szimmetria

Ha a szuperszimmetria sérül, a kérdés az, hogyan. A legelterjedtebb elképzelés szerint a sérülés egy rejtett szektorban történik – hasonlóan ahhoz, ahogy a Higgs-mező vákuumbeli várható értéke megtöri az elektrogyenge szimmetriát. Ez a szektor közvetlenül alig vagy egyáltalán nem hat kölcsön az ismert részecskékkel. A sérülés „hírét" egy közvetítő kölcsönhatás viszi át a látható világba, és ennek természete határozza meg, milyen tömegspektrumot és milyen jeleket várhatunk. A minimális szupergravitációs (mSUGRA) modellekben a Planck-skálán működő, a gravitációt is magában foglaló új fizika a közvetítő; a GMSB-modellekben (mértékkölcsönhatás-közvetítésű szuperszimmetriasértés) a standard modell ismert mértékkölcsönhatásai a közvetítők; de léteznek extra dimenziókon alapuló vagy úgynevezett anomáliaközvetítésű változatok is. A közvetítés módja azt is eldönti, mi lesz a legkönnyebb szuperpartner: a gravitációs közvetítésnél jellemzően a legkönnyebb neutralínó, a GMSB-ben viszont a gravitínó, a graviton feltételezett szuperpartnere.

Ez az elméletépítők számára egyszerre áldás és átok. A legáltalánosabb minimális szuperszimmetrikus standard modell (MSSM) – még az R-paritás megmaradását feltételezve is – 105 új szabad paramétert tartalmaz, így a standard modell 19 paraméterével együtt összesen 124-et. Ennyi szabad paraméter mellett szinte bármi „belefér" az elméletbe, ezért a fizikusok észszerű egyszerűsítő feltevésekkel élnek. A legszigorúbban korlátozott változatban (CMSSM, illetve mSUGRA) mindössze négy új paraméter és egy előjel marad: a skalárpartnerek közös tömege, a gédzsínók közös tömege, egy közös úgynevezett trilineáris csatolás (mindhárom a nagy egyesítés energiaskáláján megadva), a két Higgs-mező vákuumbeli várható értékének aránya, valamint a higgszínó-tömegparaméter előjele. Ezekből a renormálási csoport egyenletei segítségével – amelyek leírják, hogyan változnak a mennyiségek az energiaskálával – kiszámítható a teljes tömegspektrum az LHC energiáin. Egy jellegzetes következmény: a színtöltéssel rendelkező skalárkvarkok és gluínók az alacsony energiák felé haladva jóval nehezebbé válnak, mint a skalárleptonok. Az ilyen korlátozott modellek nagyon jól ellenőrizhető jóslatokat adnak.

A természet persze nem köteles ilyen egyszerűnek lenni, ezért vizsgálják a jóval rugalmasabb, mintegy húsz új paramétert tartalmazó fenomenológiai MSSM-et (pMSSM) is. Ebben a paramétereket nem a nagy egyesítés skáláján, hanem közvetlenül az LHC-n elérhető energiákon adják meg – innen a „fenomenológiai", azaz a megfigyelhető jelenségekhez közvetlenül kapcsolódó jelző –, és csak a kísérletekkel már jól alátámasztott egyszerűsítésekkel élnek: például nem engedélyeznek új, az anyag és antianyag közötti különbséget okozó folyamatokat, és az első két részecskecsalád skalárpartnereit azonos tömegűnek veszik.

A lehetséges paraméterkombinációk száma azonban még így is beláthatatlanul nagy, és ezek más tömeg-

spektrumot, más bomlási láncokat jósolnak. Éppen ez a sokféleség teszi szükségessé a korábban bemutatott egyszerűsített modelleket: a kísérletek ahelyett, hogy egy-egy teljes SUSY-modellt vizsgálnának, egyszerre csak néhány új részecskét és azok egy-egy jellegzetes keletkezési és bomlási módját veszik górcső alá. Az így kapott eredmények aztán bármely konkrét elméletre lefordíthatók.

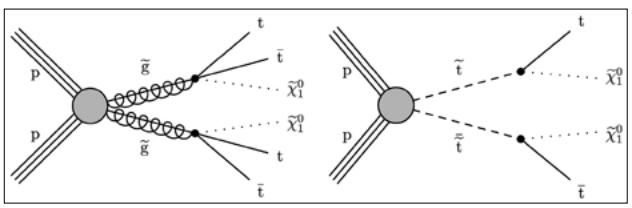
Az LHC mint SUSY-gyár

A szuperszimmetrikus részecskék keresése az LHC-n hatalmas programot képvisel. A nehéz szuperpartnerek – például gluínók és skalárkvarkok – jelentős számban keletkezhetnek az LHC-ben. A tömegspektrumtól függően, kaszkádszerűen bomlanak el könnyebb szuperpartnerekké és ismert részecskékké, karakterisztikus – például „több részecskesugár plusz hiányzó energia" – szignatúrát hagyva a detektorban. Ez ugyanaz az alaplogika, mint a mono-X keresésekben, csak bonyolultabb végállapotokkal.

Hogy mely partnereket a legkönnyebb megtalálni, azt a keletkezési valószínűségük (a hatáskeresztmetszetük) és a bomlásuk eredményeként kialakult eseménytopológia dönti el. A gluínók és a skalárkvarkok az erős kölcsönhatás révén keletkeznek, ezért azonos tömeg mellett nagyságrendekkel gyakoribbak, mint a csak elektrogyenge kölcsönhatásban részt vevő csardzsínók, neutralínók és skalárleptonok. A hatáskeresztmetszet a tömeg növekedésével meredeken csökken, az ütközési energia növelésével pedig rohamosan nő: két 2,5 TeV tömegű gluínó együttes keletkezésének valószínűsége a mai 13,6 TeV helyett 100 TeV-os ütközésekben – amilyenekre a tervezett FCC-hh lenne képes – mintegy tízezerszeresére nőne.

Mivel a lehetséges modellek száma óriási, a SUSY-keresések is az egyszerűsített modellek logikáját követik: feltételezik, hogy csak a vizsgált folyamat – például egy gluínópár keletkezése és bomlása – játszik szerepet, minden más szuperpartner túl nehéz ahhoz, hogy számítson. A mérés eredménye így a keletkezési hatáskeresztmetszet felső korlátja a részt vevő szuperpartnerek tömegének (és élettartamának) függvényében. Ezt az elméleti jóslattal összevetve tömeghatárokat kapunk, amelyeket aztán a teljes modellekben – a tényleges tömegspektrum, keletkezési valószínűségek és bomlási arányok figyelembevételével – a modellparaméterekre vonatkozó korlátokká lehet „visszafordítani". A sötétanyag-keresések mediátoros modelljei is hasznosak itt: mivel a legkönnyebb neutralínó maga is sötétanyagjelölt, ezek a modellek – például egy skalárkvarkhoz hasonló, színtöltésű közvetítővel – a szuperszimmetrikus sötét anyagra is érvényesek lehetnek. Különösen akkor, ha a szuperpartnerek tömege közel esik egymáshoz, és a kaszkádbomlások termékei túl lágyak a megfigyeléshez: ilyenkor a jel a mono-X keresésekéhez válik hasonlóvá.

Az eddigi kutatások szuperszimmetrikus partnereket még nem mutattak ki [13]. A CMS- és ATLAS-kísérletekben az adatok elemzése alapján a gluínókra szabták a legszigorúbb alsó tömeghatárokat: tömegüknek – könnyű neutralínóvá és t-kvarkpárrá való bomlás esetén (*5. ábra,* bal) – a CMS 2016–2018-as adatai alapján nagyjából 2,2 TeV fölött kell lennie, ha a neutralínó tömege 1,1 TeV alatt van [14]. Ennél lényegesen lazább megszorítások vannak a skalárkvarkokra. Például a skalár-t-kvark esetén az alsó tömegkorlát 1,3 TeV körüli, ha a neutralínó tömege nem haladja meg a 0,5 TeV-ot, és a bomlás egy t-kvarkot és egy neutralínót eredményez (*5. ábra,* jobb) [14]. A jóval ritkábban, elektrogyenge úton keletkező csardzsínókra és neutralínókra még gyengébbek a korlátok: könnyű neutralínó esetén a bomlási módtól függően nagyjából 0,7 és 1,0 TeV között vannak [15]. Ezek elég magas értékek: elméleti megfontolások szerint a szuperszimmetria „természetes" verziói ennél könnyebb részecskéket részesítenek előnyben.



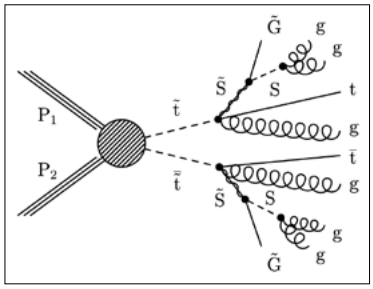
5. ábra. A gluínó (bal) és a skalár-t-kvark (jobb) bomlási lánca a „klaszszikus" keresési csatornákban, ahol az ütközésben keletkező szuperpartneren (szülő) kívül csak a neutralínó (LSP) elérhető, és a szülő–LSP tömegkülönbség elegendően nagy a t-kvark(ok) keletkezéséhez

Hol bújhat meg a természetes szuperszimmetria?

De ez nem jelenti a történet végét. A SUSY modelltere hatalmas, és sok olyan verzió létezik, ahol a szuperpartnerek az említett határok alatt bújhatnak meg. Ez tipikusan három esetben áll elő.

- A kaszkádbomlások bonyolultabbak: például, ha az erős kölcsönhatásban keletkező gluínó vagy skalár-t-kvark szülő több közbenső csardzsínón és neutralínón vagy egy rejtett szektoron *(6. ábra)* keresztül bomlik el, és az energia sok kisebb energiájú részecskesugár és lepton között oszlik meg, a hiányzó lendület pedig kisebb lesz, mint amire a szokásos keresések érzékenyek [16].
- A részecskék kisebb energiájúak: ha a szülőrészecske és az LSP tömege közel esik egymáshoz (ún. összenyomott tömegspektrum), a látható bomlási termékek olyan kis energiájúak, hogy alig különböztethetők meg a háttértől [17].
- A részecskék hosszabb ideig élnek: ha a tömegkülönbség még kisebb, a szülőrészecske a detektoron belül, de az ütközési ponttól távolabb, egy eltolt bomlási pontban (vertexben) bomlik el.

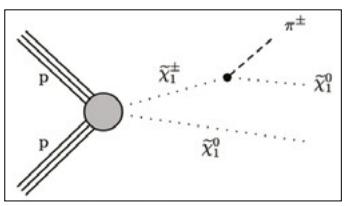
Ezek a lehetőségek kísérletileg sokszor nehezebben ellenőrizhetők. Kis tömegkülönbségre épülő példákon mutatjuk be, miért.

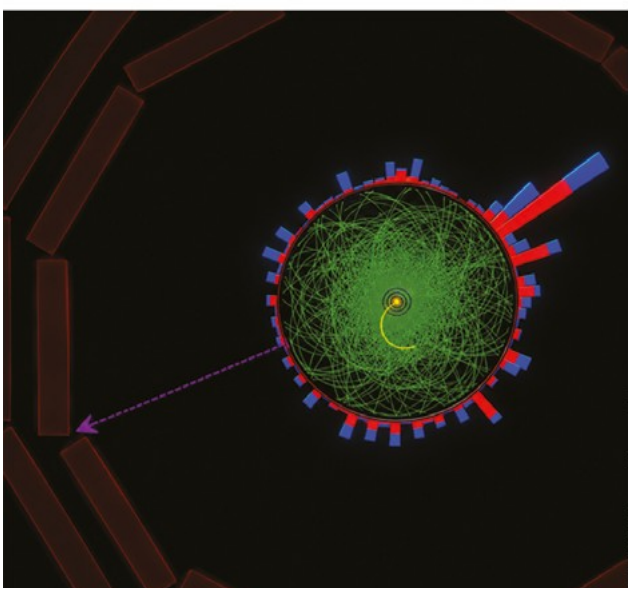


6. ábra. A skalár-t-kvark bomlási lánca egy rejtett szektoron áthaladva. Az úgynevezett „lopakodó” *(stealth)* szuperszimmetriában a rejtett szektor részecskéi (S) és szuperpartnereik ($\tilde{S}$) szinte azonos tömegűek, ezért a láncot lezáró láthatatlan részecske (itt a gravitínó $\tilde{G}$) alig kap lendületet: az energia szinte teljes egészében részecskesugarakba megy át, a hiányzó lendület pedig jóval kisebb lesz, mint amire a szokásos keresések (*5. ábra,* jobb) érzékenyek. Ilyenkor a kísérleti korlátok is lényegesen gyengébbek: a skalár-t-kvark tömegére csak mintegy 0,9 TeV-es alsó határ adódik, szemben a klasszikus keresések 1,3 TeV-évél [16]

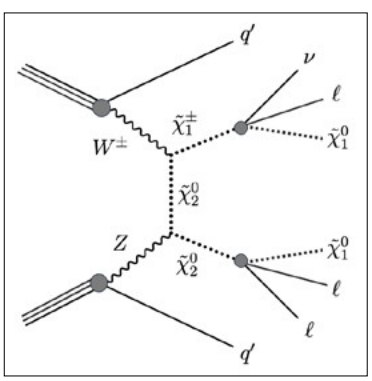
A természetes szuperszimmetria egyik legvonzóbb változatában a Higgs-bozon szuperpartnerei, a higgszínók – köztük a legkönnyebb neutralínó és a legkönnyebb csardzsínó – tömege mindössze 100 GeV nagyságrendű és majdnem pontosan megegyezik: a különbség gyakran csak néhány tized GeV. Az „összenyomott” tömegspektrum azért jelent kihívást, mert amikor a csardzsínó a legkönnyebb neutralínóvá bomlik, a felszabaduló csekély energia egyetlen kis lendületű („lágy”) pionnak jut *(7. ábra),* amelynek nyoma alig különbözik az ütközéseket kísérő rengeteg lágy részecskéétől. Ha a tömegkülönbség 0,3 GeV-nél kisebb, a csardzsínó elég sokáig él ahhoz, hogy a detektorban egy olyan nyomvonalat hagyjon, amely az ütközési pontból indul, majd a nyomkövető detektor belsejében hirtelen véget ér – ez az „eltűnő nyom”. Ha 1 GeV-nél nagyobb a tömegkülönbség, azt lágy leptonok árulhatják el. A köztes tartományt azonban különösen nehéz vizsgálni. A CMS kutatói egy friss, a *Physical Review Letters* folyóiratban megjelent mérésben [18] egy neurális hálót tanítottak be arra, hogy a pion nyomának lendülete és az ütközési ponttól mért, legfeljebb centiméteres eltolódása alapján kiválogassa ezeket a ritka eseményeket a nagy hiányzó transzverzális lendületű ütközések közül. Ilyen jelet a 2016–2018-as adatokban nem találtak, de kizárták ezt a forgatókönyvet 185 GeV-es csardzsínótömegig, ha a tömegkülönbség 0,28 és 1,15 GeV közé esik – így a természetes szuperszimmetria egy eddig nehezen hozzáférhető szeglete is jelentősen szűkült [18].

Az ilyen összenyomott spektrumoknál más trükkök is segíthetnek. Az egyik: ha a csardzsínók és neutralínók vektorbozon-fúzióval keletkeznek – vagyis a két ütköző proton egy-egy kvarkja W- vagy Z-bozont sugároz ki, és ezek „olvadnak össze” –, a szóródott kvarkok két, ellenkező irányban, a nyalábhoz közel előre repülő részecskesugarat hoznak létre *(8. ábra)*. Ez a jellegzetes sugárpár akkor is „megjelöli” az eseményt, ha maguk a bomlási termékek alig láthatók. A CMS ilyen eseményeket keresett nulla vagy egy leptont tartalmazó végállapotokban, és arra az esetre, amikor a csardzsínó és a második neutralínó egy könnyű skalárleptonon keresztül bomlik, és mindössze 1 GeV-vel (illetve 30 GeV-vel) nehezebb a legkönnyebb ne-





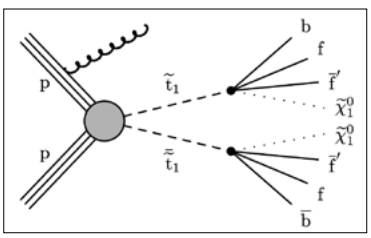
7. ábra. Csardzsínó-neutralínó pár keltése a természetes szuperszimmetria higgszínószerű forgatókönyvében (fent). Mivel a csardzsínó ($\tilde{\chi}_1^{\pm}$) és a legkönnyebb neutralínó ($\tilde{\chi}_1^0$) tömege csak néhány tized GeV-vel tér el, a csardzsínó bomlásakor egyetlen kis lendületű („lágy”) pion (szaggatott vonal) keletkezik, amelynek nyoma az ütközési ponttól kissé eltolva is indulhat. A két neutralínó (pontozott vonalak) láthatatlanul hagyja el a detektort. A detektorban (lent) a kis energiájú pion erősen görbülő töltött részecskenyomként jelenik meg (sárga félkör) az eseményben. A hiányzó transzverzális lendület (lila szaggatott nyíl) a távozó neutralínókat jelezheti (*Forrás:* CMS-kísérlet, CERN)



8. ábra. Csardzsínó-neutralínó pár keltése vektorbozon-fúzióval. A két ütköző proton egy-egy kvarkja W- és Z-bozont sugároz ki (hullámos vonalak), amelyek egy virtuális neutralínó ($\tilde{\chi}_2^0$) cseréjén keresztül egy csardzsínót ($\tilde{\chi}_1^{\pm}$) és egy neutralínót ($\tilde{\chi}_2^0$) hoznak létre. A szóródott kvarkok (q′) a nyalábhoz közel, ellentétes irányban előrerepülő részecskesugarakat adnak, amelyek az eseményt „megjelölik”. A csardzsínó és a neutralínó – például egy könnyű skalárleptonon keresztül vagy egy virtuális W- vagy Z-bozonon keresztül (kisebb szürke körök) – lágy leptonokra (ℓ), neutrínóra (ν) és a detektort láthatatlanul elhagyó legkönnyebb neutralínóra ($\tilde{\chi}_1^0$, pontozott vonal) bomlik

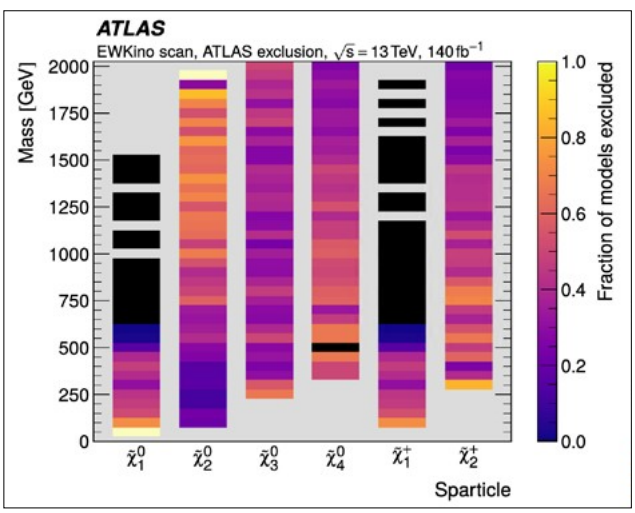
utralínónál, az addig legszigorúbb, 112 GeV-es (illetve 215 GeV-es) alsó tömeghatárt állította fel [19].

Egy másik lehetőség: ha az eseményben egy, még az ütközés előtt, a kezdeti állapotban kisugárzott nagy energiájú részecskesugarat is megkövetelnek. Ez „meglöki" a keletkező részecskepárt, így a lágy bomlási termékek is nagyobb lendületet kapnak, a láthatatlan neutralínók pedig mérhető hiányzó lendületet hoznak létre. A CMS ezzel a módszerrel olyan skalár-t-kvarkokat keresett *(9. ábra),* amelyek a W-bozon tömegénél kisebb tömegkülönbség miatt négy részecskére (egy b-kvarkra, két további fermionra és a neutralínóra) bomlanak: 10 GeV-es (illetve 80 GeV-es) tömegkülönbség esetén 480 GeV-ig (illetve 700 GeV-ig) zárta ki a létezésüket [20].



9. ábra. Skalár-t-kvark-pár keltése egy kezdeti állapotban kisugárzott gluonnal (felül, spirális vonal). Ha a skalár-t-kvark és a legkönnyebb neutralínó tömegkülönbsége kisebb a W-bozon tömegénél, a skalár-t-kvark négy részecskére bomlik: egy b-kvarkra, két további fermionra (f, f′) és a neutralínóra. Ezek a bomlási termékek kis energiájúak, a kisugárzott gluonból keletkező nagy lendületű részecskesugár azonban „meglöki" a skalár-t-kvark-párt, így a láthatatlan neutralínók mérhető hiányzó lendületet hoznak létre

Hogy a modelltér mekkora része maradt még nyitva, azt szisztematikus pásztázásokkal vizsgálják: az ATLAS-kísérlet például a pMSSM nagyszámú, véletlenszerűen választott modellpontját vetette össze az LHC adataival, és megnézte, a modellek mekkora hányadát zárják ki a mérések. Az eredmény tanulságos: még a néhány száz GeV-es neutralínók és csardzsínók esetében is bőven akadnak olyan modellek, amelyeket a mérések nem zárnak ki *(10. ábra)* [21]. Az ilyen pásztázások a föld alatti sötétanyag-kísérletek eredményeit is figyelembe veszik – például a dél-dakotai LUX-ZEPLIN folyékony xenonos detektorét, amely a sötétanyag-részecskék és az atommagok ritka ütközéseit keresi [22]. Így a gyorsítós és a közvetlen sötétanyag-keresések egymást kiegészítve szűkítik a lehetőségeket.



10. ábra. Az ATLAS pMSSM-pásztázásának eredménye: a négy neutralínó ($\tilde{\chi}_1^0$ ... $\tilde{\chi}_4^0$) és a két csardzsínó ($\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_2^\pm$) tömegének függvényében a színek azt mutatják, hogy az adott tömegtartományba eső modellek mekkora hányadát zárják ki az LHC 13 TeV-es, 140 fb^{-1} adatmennyiségen alapuló keresései (sárga: szinte mindet, sötétlila és fekete: alig vagy egyet sem). Szürkével jelöltük azokat a tartományokat, ahol a pásztázásban nem szerepelt modell. Csak a legkönnyebb, 100 GeV alatti neutralínót tartalmazó modellek kizártak szinte mind; már néhány száz GeV-es neutralínók és csardzsínók esetén is a modellek többsége megengedett marad; ha pedig a legkönnyebb neutralínó és csardzsínó tömege 600 GeV fölött van, egyetlen modellt sem zárnak ki a mérések [21]

2026 szeptemberében éppen az LZ számolt be egy nagy feltűnést keltő eredményről. Ha egy sötétanyag-részecske a detektorban egy xenonatommagnak ütközik, azt kissé „meglöki". A meglökött atommag parányi fényfelvillanást és néhány szabad elektront kelt – minél erősebb a lökés, annál nagyobb a jel. A korábbi keresések főként a gyenge lökésekre figyeltek. Az LZ új analízise most a jóval erősebbeket is átvizsgálta, és talált egy szokatlanul nagy, mintegy 250 keV energiaátadású lökést. Atomi léptékben ez kifejezetten nagy energia, amelyet az ismert háttérfolyamatokkal nehéz megmagyarázni [23]. A jel statisztikai szignifikanciája azonban mindössze 2,6 szigma: messze elmarad a felfedezéshez megkövetelt 5 szigmától. Ezért egyelőre izgalmas, de bizonyítatlan utalásról van szó. Az elméleti fizikusok azóta több tucat magyarázatot javasoltak, köztük olyanokat is, amelyekben a jelet egy TeV-es tömegű, higgszínószerű neutralínó okozza. Hogy valódi jelről vagy ritka véletlenről van-e szó, azt a 2028-ig tartó további adatgyűjtés, illetve a versenytárs kísérletek eredményei dönthetik el.

A szuperszimmetriát tehát még nem találtuk meg – de korántsem temethetjük el.

A teljességelv és a jövő

A kvantummechanika egy ismert alaptétele – amelyet kissé sarkítva totalitárius elvnek vagy teljességelvnek szoktak nevezni – azt mondja: ami nincs tiltva, az kötelező. Vagyis minden, amit az elmélet nem zár ki, az valahol, valamilyen valószínűséggel megvalósul. Ez a gondolkodásmód a részecskefizikában is iránymutatóként szolgál: ha egy modell nem mond ellent a kísérleteknek, és megoldja a standard modell hiányosságait, akkor komolyan kell venni.

A minimális szuperszimmetria mellett a standard modell számos további kiterjesztése is versenyben van. Ilyenek

- a további Higgs-bozonokat tartalmazó kibővített skalárszektorok,
- az erősen csatolt, ún. „rejtett völgy" sötét szektorok,
- az új kölcsönhatásközvetítő mértékbozonok (Z′ és W′),
- a vektorszerű kvarkok (a közönséges kvarkok nehéz rokonai, amelyeknek a bal- és jobbkezes változata azonos módon vesz részt a gyenge kölcsönhatásban),

- a nehéz semleges leptonok, amelyek a neutrínók parányi tömegét is megmagyarázhatják,
- vagy akár az extra térbeli dimenziók bevezetése.

Közülük több – főként a kibővített skalárszektorok, a Z′-bozonok, a nehéz semleges leptonok és az extra dimenziók – „kapuként" szolgálhat a sötét szektor felfedezése felé, a rejtettvölgy-modellek pedig magát ezt a szektort írják le. Közös bennük, hogy jeleik – új rezonanciák, hiányzó transzverzális lendület – ugyanazokkal a módszerekkel kereshetők, mint amelyeket fentebb bemutattunk.

Az LHC jelenlegi adatmennyiségével és a közelgő Magas Luminozitású LHC (HL-LHC) frissítéssel az elkövetkező évtizedben tíz-húszszorosára nő a rögzített ütközések száma. Ez minden új fizika keresés érzékenységét drasztikusan javítja. Emellett a jövőbeli gyorsítóprogramok – köztük az FCC (Future Circular Collider), egy javasolt 91 kilométer kerületű berendezés – még magasabb energiákat és még nagyobb statisztikát ígérnek [24].

A jelenlegi helyzet kettős üzenetet hordoz. Egyrészt: az eddig elért nulleredmény – hiszen sem a szuperszimmetriát, sem a többi elméleti lehetőséget nem találtuk meg – értékes információ. Kizárja az elméletek jelentős tartományát, és arra kényszeríti a fizikusokat, hogy finomítsák a modelljeiket vagy bátrabb irányokba lépjenek. Másrészt: az ismert fizikán belüli precíziós mérések – mint az előző részben bemutatott Higgs-mérések és az elektrogyenge bozonszórás – eddig szintén a standard modell-jóslatokat erősítik meg. Ez azt jelenti, hogy a standard modell meglepő erejű leírása a valóságnak, egészen a ma elérhető nagyenergiás kísérletek felső határáig [25–27].

Mégis, a kérdések maradnak. A sötét anyag és a sötét energia természete, az anyag és antianyag aszimmetriájának eredete [28], a gravitáció kvantummechanikai leírása – ezek mind megoldatlan fejtörők. Az a tény, hogy az ismert anyag – csillagok, bolygók, emberek, kövek – az univerzum mindössze öt százalékát alkotja, önmagában is elegendő indok arra, hogy a kutatás folytatódjon. A standard modellen túl valami vár ránk. Csak még nem tudjuk, micsoda.

Az LHC és az ott dolgozó több ezer kutató munkája – köztük az ELTE Atomfizika Tanszékének csapatáé – azt a reményt testesíti meg, hogy a választ megtaláljuk. Talán holnap, talán tíz év múlva. De a keresés maga is tudomány, és minden egyes adat, amely nem hoz áttörést, közelebb visz ahhoz, hogy megértsük, merre kell néznünk.

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszönetét fejezi ki az NKFIH TKP2021-NKTA-64, K143460 és 2026-4.1.1-MISSZIÓK-2026-00005 kutatási támogatásáért.

Irodalom

1. Csabai István, Purger Norbert, Dobos László, Szalay Sándor, Budavári Tamás: Az Univerzum szerkezete. *Fizikai Szemle,* 2007/12, 385.
2. Rácz Gábor, Csabai István: Az Univerzum gyorsuló tágulása. *Fizikai Szemle,* 2016/7–8, 241.
3. Németh Judit, Szabados László: A sötét anyag. *Fizikai Szemle,* 2006/11, 362.
4. Németh Judit: Mi az a sötét energia? *Fizikai Szemle,* 2004/1, 1.
5. Horváth Dezső: A részecskefizika anyagelmélete: a standard modell. *Fizikai Szemle,* 2008/7–8, 246.
6. Szalai Tamás: Fizikai Nobel-díj 2011: Szupernóvák és a gyorsulva táguló Univerzum. *Fizikai Szemle,* 2011/11, 377.
7. Kovács András: A sötét univerzum felfedezése az Euclid űrtávcsővel. *Haditechnika,* 2024/1, 42.
8. Pásztor Gabriella: Felfedező részecskefizika a CERN-ben: az elektrogyenge bozonoktól a titokzatos sötét anyagig. *Fizikai Szemle,* 2024/11, 381.
9. Pásztor Gabriella: Az Univerzum titkai és a Nagy Hadronütköztető: nyitott kérdések a részecskefizikában. *Fizikai Szemle,* 2023/2, 43.
10. Pásztor Gabriella: Jelek a standard modellen túlról? Leptonuniverzalitás-anomáliák és leptokvarkkeresés a Nagy Hadronütköztetőn. *Fizikai Szemle,* 2023/2, 48.
11. Fényes Tibor: Szuperszimmetrikus részecskék a célkeresztben. *Fizikai Szemle,* 2011/10, 329.
12. Pásztor Gabriella: Rejtett dimenziók nyomában az ATLAS-detektorral. *Természet Világa,* 144 (2013) I. különszám „Mikrovilág–2012", 53–58.
13. S. Sekmen: Supersymmetry searches in CMS Run 2: A complete review. *Highlights in High-Energy Physics* 1 (2025) 18, arXiv: 2510.17971 [hep-ex].
14. CMS Collaboration: Search for top squark production in fully-hadronic final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Rev. D* 104 (2021) 052001.
15. CMS Collaboration: Combined search for electroweak production of winos, binos, higgsinos, and sleptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Rev. D* 109 (2024) 112001.
16. CMS Collaboration: Search for top squarks in final states with many light-flavor jets and 0, 1, or 2 charged leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *JHEP,* 10 (2025) 236.
17. CMS Collaboration: A general search for supersymmetric particles in scenarios with compressed mass spectra using proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Rev. D* 112 (2025) 112023.
18. CMS Collaboration: Search for electroweakinos in compressed-spectrum scenarios with low-momentum isolated tracks in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *Phys. Rev. Lett.,* 137 (2026) 131802.
19. CMS Collaboration: Search for supersymmetry with a compressed mass spectrum in the vector boson fusion topology with 1-lepton and 0-lepton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *JHEP,* 08 (2019) 150.
20. CMS Collaboration: Search for top squarks in the four-body decay mode with single lepton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV. *JHEP,* 06 (2023) 060.
21. ATLAS Collaboration: ATLAS Run 2 searches for electroweak production of supersymmetric particles interpreted within the pMSSM. JHEP 05 (2024) 106.
22. LZ Collaboration: Dark matter search results from 4.2 tonne-years of exposure of the LUX-ZEPLIN (LZ) experiment. *Phys. Rev. Lett.,* 135 (2025) 011802.
23. LZ Collaboration: Search for dark matter particle interactions in an extended nuclear recoil energy window with the LUX-ZEPLIN (LZ) experiment. arXiv: 2609.02823 [hep-ex] (2026).
24. Trócsányi Zoltán: Részecskefizikai kutatási lehetőségek a CERN tervezett gyorsítógyűrűjén. *Fizikai Szemle,* 2024/11, 388.
25. Trócsányi Zoltán: A részecskefizika helyzete tíz évvel a Higgs-bozon felfedezése után. *Fizikai Szemle,* 2022/9, 269.
26. Trócsányi Zoltán: Hol tart a részecskefizika? *Fizikai Szemle,* 2019/7–8, 233.
27. Péli Zoltán, Trócsányi Zoltán: Metastabil világegyetem. *Fizikai Szemle,* 2023/2, 40.
28. Horváth Dezső: Mi az antianyag és hova tűnt? *Fizikai Szemle,* 2024/11, 369.

TANULMÁNY

A TÉRIDŐ MINT HOLOGRAM 3.

Lévay Péter
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Fizikai Intézet, Elméleti Fizika Tanszék, Budapest
E-mail: levay.peter@ttk.bme.hu

Az utóbbi évek kutatásai során felmerült az a lehetőség, hogy az eddig alapvetőnek tekintett téridőstruktúrákat kvantum-információelméleti fogalmakból származtassuk. A cikk kísérletet tesz arra, hogy a hazai kutatás egyik eredményének ismertetésével feltárja bizonyos téridőstruktúrák lehetséges kvantum-információelméleti eredetét. Az első részében áttekintettük a klasszikus és kvantumtérelméletek fogalmait és szimmetriáit, különös tekintettel a konform térelméletekre. Az első részt a holografikus elv és a vákuum-összefonódottság elemi tárgyalásával zártuk. A második részben egyre többet tudunk meg az úgynevezett AdS/CFT megfelelésről, mely a holografikus elv első, matematikai szempontból is precíz, fizikai realizációját adja. Megismerkedünk a megfelelés alapjául szolgáló húrelmélet néhány fontos elemével. Végezetül a hazai kutatás egyik eredményeként feltárunk egy holografikus kapcsolatot az AdS-téridőben mozgó húrok és a téridő határán élő konform térelmélet (CFT) kauzális gyémántjai között. A kapcsolat fizikai jelentését a cikksorozat harmadik részében tisztázzuk.

1. Az előző részek összefoglalása

A cikksorozatunk első részében megbeszélt holografikus elv egyik, matematikai szempontból precíz megfogalmazását, az úgynevezett AdS/CFT megfelelés adja. Az AdS rövidítés az anti-de Sitter-téridőre, a CFT rövidítés pedig egy konform térelméletre utal. Ezeknek a fogalmaknak a jelentését az első részben tisztáztuk. A megfelelés egy, a gravitáció jelenségét is leíró elméletet (AdS) hoz kapcsolatba egy eggyel alacsonyabb dimenziós nem gravitációs elmélettel (CFT). Azt is szokás mondani, hogy egy bizonyos, az AdS-oldalon élő $D + 1$ dimenziós kvantumgravitációs húrelmélet és az AdS-határon élő D dimenziós konform kvantumtérelmélet (CFT) egymás duálisai. A dualitás azt jelenti, hogy amennyiben rendelkezünk egy precíz AdS/CFT-s szótárral, akkor egy kvantumgravitációs problémát a (sokszor egyszerűbben kezelhető) CFT-s képben is tanulmányozhatunk. A CFT-s kép ugyanis ugyanazt a problémát ábrázolja, csak egy másik oldalról.

A megfelelés bizonyos eseteiben előfordulhat az, hogy egy D dimenziós konform térelmélet (CFT) kvantumállapotainak összefonódottsági szerkezetébe egy $D + 1$ dimenziós aszimptotikusan anti-de Sitter (AdS) téridőgeometria szerkezete kódolódik. Ekkor a megfelelés egyik oldalán álló *kvantumos* tulajdonságok a másik oldal *klasszikus* geometriai tulajdonságaiban öltenek testet. Ebben az értelemben azt mondhatjuk, hogy speciális téridőgeometriák esetén Einstein elmélete már „gyárilag" kvantált. Ez azt jelenti, hogy már a *klasszikus* téridő szövetének szálait is a *kvantumos* összefonódottság ragasztóanyaga tartja össze.

A második részben ennek a kapcsolatnak a legegyszerűbb esetét vizsgáltuk. Ebben az esetben a CFT vákuumállapotának összefonódottsági mintázataiba a tiszta AdS-téridőgeometria kódolódik. Érdeklődésünk homlokterében a kódolás matematikai részletei álltak. Kiderítettük, hogy a CFT-s vákuum összefonódottsági szerkezete az AdS-téridő geometriáját tesztelő húrok dinamikájában nyilvánul meg.

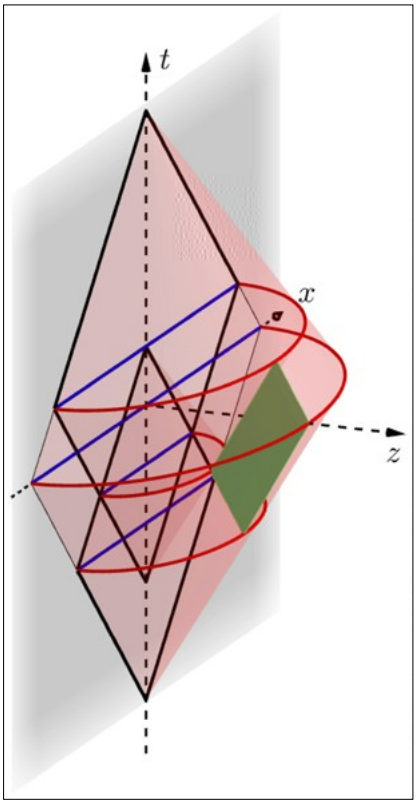
Részletesebben ez a következő módon fogalmazható meg [1]. A CFT-k az AdS-téridő határán élnek. A CFT-s vákuum összefonódottsági szerkezetének vizsgálatához célszerű a határt egymást átfedő téridőtartományokra, „kauzális gyémántokra" bontani. A kauzális gyémántok térszerűen szeparált pontokból álló gömb alakú tartományok kauzális függéstartományai. Ezen tartományok metszete és kauzális kiterjesztése újabb két gyémántot határoz meg. Az így kapott összesen négy darab gyémánt mindegyikét jellemezhetjük az összefonódottsági entrópia megfelelő értékével. Ezek az entrópiák az egyes gyémántok belsejének a külsejével való összefonódottságát mérik.

A határon élő gyémántokat kiterjeszthetjük az AdS-téridőbe. Ezt a gyémántokkal kapcsolatos Ryu–Takayanagi-felületek segítségével tehetjük meg. A Ryu–Takayanagi-felületek olyan két kodimenziós minimális AdS-beli felületek, melyek a kauzális gyémántokat definiáló $D - 1$ dimenziós gömb alakú térszerű tartományokra illeszkednek.

A fentiek elképzeléséhez $D = 2$ esetén lásd az *1. ábrát*! Itt a kétdimenziós határon négy kék színű tartomány és a nekik megfelelő négy kauzális gyémánt látható. Ezek a gyémántok a kék tartományok függéstartományai. A kék színű tartományok $D - 1 = 1$ dimenziós „gömbök" (egyenes szakaszok), melyek határa két „zérus dimenziós gömb", azaz két különálló pont. Ez utóbbiak a kék



Lévay Péter okleveles fizikus az MTA doktora. 1986-ban végzett az ELTE-n. Munkáját a BME Kvantumelméleti Kutatócsoportjában és a bristoli HH Wills Physics Laboratoryban kezdte, majd a BME Fizikai Intézete Elméleti Fizika Tanszékének tudományos főmunkatársaként folytatta. Jelenleg is itt tanít és kutat. Kutatási területe a kvantumelmélet geometriai vonatkozásainak vizsgálata.



1. ábra. A húrcsempe terület és a kvantumos komplexitás közötti kapcsolat illusztrációja három dimenzióban. A héjon lévő két kauzális gyémánt, a metszetük és a kiterjesztésük négy kék tartományt határoz meg. Az ezekre illeszkedő AdS-beli piros minimális félköröket (Ryu–Takayanagi-félkörök) is berajzoltuk. A kauzális gyémántok ismeretében egyértelműen megadható az a négy AdS-beli félkörökön fekvő pont, mely a zöld húrcsempe négy sarkának felel meg. Ha a két kiindulási gyémánt szinte teljesen egybevágó, akkor a zöld húrcsempe területe kicsi. Ekkor a G és L egységeiben mért húrcsempeterület (AdS) pontosan egyenlő a gyémánttávolság és az anomália szorzatával (CFT). Az utóbbi szorzat épp a kvantumkomplexitás

tartományok határát adják. A gyémántokkal kapcsolatos összefonódottsági entrópia értéke egy anomáliának nevezett mennyiséggel (lásd az első rész 5. fejezetét) és a megfelelő gömb sugarának logaritmusával arányos (lásd az első rész 7. fejezetét). $D = 2$ esetén az anomália értéke $\mathcal{C}/12$, ahol $\mathcal{C}$ egy a konform térelméletet jellemző szám (lásd a második rész 9. fejezetét), az úgynevezett centrális töltés. A Ryu–Takayanagi-felületek a $D + 1 = 3$ dimenziós AdS-téridőben élnek. Két kodimenziósak, azaz $3 – 2 = 1$ dimenziósak. Ezek az *1. ábrán* látható azon piros félkörök, melyek a megfelelő kék szakaszokra illeszkednek. Mindegyik kauzális gyémánt egy jövőbeli és egy múltbeli csúcsponttal rendelkezik. Ezen két pont koordinátái a Ryu–Takayanagi-görbén egy speciális pontot határoznak meg. A négy kauzális gyémánt csúcspontjai tehát négy ilyen speciális pontot adnak meg. Ez a négy pont egy zöld húrcsempét határoz meg *(1. ábra)*.

A második részben megbeszéltük, hogy értelmezhetjük az időrendezett kauzális gyémántok távolságát. Ezt gyémánttávolságnak neveztük el. Ismeretes, hogy $\mathcal{C} = 3L/2G$, ahol L az AdS-hossz és G a $D + 1$ dimenziós Newton-konstans. Figyeljük meg, hogy $\mathcal{C}$ egy CFT-s mennyiség, azonban L és G AdS-es mennyiségek. Ekkor az [1] dolgozatunkban kapott általános eredmény a $D = 2$ speciális esetben az alábbi módon fogalmazható meg: a G és L egységeiben mért húrcsempeterület (AdS) egyenlő az anomáliával szorzott gyémánttávolsággal (CFT). Ezzel az AdS/CFT-s szótár egy fontos új elemmel gazdagodott.

Azonban míg az egyik oldalon álló húrcsempeterület egy könnyebben érthető fizikai mennyiség, addig a másik oldalon álló anomáliával szorzott gyémánttávolság mindkét mennyisége siralmasan absztrakt. A következőkben megmutatjuk, hogy első lépésben a két absztrakt mennyiség igazából egyetlen jól kezelhető absztrakt mennyiséggé vonható össze. A második lépésben felfedjük ezen mennyiség fizikai jelentését.

2. Redukált állapotok

A CFT-s vákuumállapot az egész AdS-téridő határára kiterjed. A CFT-s lények megfigyelései azonban csak egy kauzális gyémánt univerzumára korlátozódnak. Ezáltal információ megy veszendőbe. Azáltal ugyanis, hogy egy CFT-s lény megfigyelései csak a saját gyémánt univerzumára korlátozódnak, a horizont mögé rekedt lény észleléseit már nem a teljes CFT-s vákuumállapotban végzi, hanem annak csak egy bizonyos értelemben kiátlagolt részében. Egy redukált kvantumállapotban.

Ennek megértéséhez idézzük ismét fel azt, hogy a hőtanból ismert hőmérséklet fogalma is információvesztéssel, a sok parányi molekula individuális energetikai tulajdonságait figyelmen kívül hagyni kényszerülő tudatlansággal kapcsolatos. Ha egy forró fürdő áhított képe lebeg a szemünk előtt, akkor mindaz, ami fontos számunkra, az csak a fürdővíz hőmérséklete. Az, hogy melyik molekula hogyan járul hozzá a kívánatos vízhőmérsékletehez, számunkra érdektelen. A hőmérséklet tehát egyfajta átlag. A redukált állapot fogalma is egy ilyen „kiátlagoláson” alapuló okfejtés mentén érthető meg [2].

A CFT-s lények tehát különböző redukált kvantumállapotokkal jellemzett gyémántuniverzumokat laknak. Ha az apa gyémántja $\mathcal{D}_1$, akkor jelöljük a megfelelő redukált kvantumállapotot ϱ_1-gyel. Hasonlóan a fiú a gyémántját $\mathcal{D}_2$-vel jelölve a megfelelő redukált állapot legyen ϱ_2! A két különböző gyémánt az *1. ábrán* látható módon átfedi egymást, és a gyémántok időrendezett sorrendben követik egymást. Ebben az értelemben az előbb lévő ϱ_1 a kiinduló kvantumállapot, míg a ϱ_2 a végállapot.

A kauzális gyémántok kvantumtulajdonságait a megfelelő redukált állapotok ϱ_1 és ϱ_2 kielégítően jellemzik. Ez azt jelenti, hogy a redukált állapotok utasítást tartalmaznak arról, hogy a kauzális gyémánt horizontja mögé rekedt lények milyen módon tudják kvantumos életük sajátosságait feltérképezni. Ezt a kvantumos megfigyelhető mennyiségek korrelációinak vizsgálata útján tudják megtenni. Az átfedő gyémántuniverzumok megfigyeléseinek összehasonlításához egy igen fontos mennyiség a redukált állapotok távolsága. A redukált állapotok terén

azonban ismeretes, hogy többfajta távolság is megadható. A különböző fajta távolságok és a velük kapcsolatos entrópiák vizsgálatában Petz Dénes a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Matematikai Intézetének professzora ért el kiemelkedő eredményeket [3].

A dolgozatunkban [1] sikerült megmutatnunk, hogy az egyik lehetséges távolság pontosan az anomáliával szorzott gyémánttávolságot adja. Eredményünk tehát *a CFT-s redukált kvantumállapotok távolságát az AdS-es húrcsempék területével kapcsolja össze*. Azaz egy kvantumos mennyiséget egy klasszikussal hoz kapcsolatba. Ez a kvantumos-klasszikus megfelelés érthetővé válik, ha felidézzük, hogy okfejtésünk csak a gyenge gravitációs közelítésben értelmes. Akkor, amikor a második rész 4. fejezetében tárgyalt AdS-oldal húrelméleti kvantumgravitációs effektusait elhanyagoljuk. A klasszikus AdS-téridőszerkezet tehát kvantumos eredetű. A kvantumos és CFT-s redukált állapotok egymáshoz való viszonya a klasszikus AdS-geometria csempéinek egy tulajdonságában ölt testet.

3. Komplexitás

A holográfiával kapcsolatos eszmefuttatásaink során tehát kiderült, hogy a CFT-s oldalon szereplő anomáliával szorzott gyémánttávolság helyett célszerű egy tipikusan kvantumos mennyiséget bevezetni. Ez a redukált kvantumállapotok távolsága. Ez a távolság megfelelő egységekben mérve pontosan egyenlő az AdS-oldal húrcsempéinek területével. Ennek a fogalomnak a bevezetése eredményünket matematikai szempontból elegáns módon leegyszerűsítette. Ez a kvantumos mennyiség azonban továbbra is absztrakt, és ezért a fizikai tartalma sem nagyon látható át. Jó lenne ezt a fizikai tartalmat jobban kidomborítani. Lehetséges ez? Igen.

A továbbiakban amellett fogunk érvelni, hogy mennyiségünk fizikai jelentése a kvantumos komplexitás fogalmával kapcsolatos. Ily módon egy ízig-vérig kvantum-információelméleti fogalom kerül kapcsolatba egy az AdS-geometriát tesztelő, izgő-mozgó húrokkal kapcsolatos fogalommal. Mi ez a kvantum-információelméleti fogalom?

Szorozzunk össze két hétjegyű prímszámot! Az eredmény egy tizennégy jegyű összetett szám lesz. Tegyük fel, hogy olyan számítógépünk van, mely a fenti szorzást a másodperc egymilliomod része alatt elvégzi. Értelmes kérdés, hogy ha az összeszorzandó számaink jegyeinek számát növeljük, a művelet elvégzéséhez szükséges idő hogyan változik a számjegyek számának növekedése függvényében. Például, két 125 jegyű prímszám összeszorzása érdekes lehet a titkosítók számára. Tegyük fel, hogy kiderül, hogy gépünk számára ennek a szorzásnak a műveletigénye egy századmásodperc. Tegyük fel, hogy a játékot tovább folytatva azt tapasztaljuk, hogy gépünk két darab ezer jegyből álló prímszámot egy másodperc alatt szoroz össze! Azt látjuk tehát, hogy a számok összeszorozgatása „kezelhető művelet" abban az értelemben, hogy a jegyek növekedtével a felhasználói tevékenységhez szükséges gépidő nem növekszik túl gyorsan. Azt szokás mondani, hogy a művelet komplexitása nem nagy. Persze az a kifejezés, hogy nem növekszik túl gyorsan, matematikai szempontból egyáltalán nem precíz. A komplexitás fogalmának meghatározásáról is érezzük, pontosítást igényel.

Ezeknek a fogalmaknak a precíz meghatározása helyett maradjunk egyelőre az illusztrációk birodalmában, és tekintsünk egy példát egy „nem kezelhető" műveletre. Ilyen művelet például a „faktorizáció", ami az összeszorozgatás megfordítottja. Megadjuk a számítógépünknek a tizennégy jegyű összetett számot, és keressük ennek a prímfaktorait: azt a két hétjegyű számot, melynek összeszorzásával számunkat visszakapjuk. Erre is vannak alkalmas módszerek, melyeket egy tisztességes számítógép a repretoárjában tartalmaz. Ezért aztán gépünk nagyjából egy másodperc alatt leszállítja az eredményt. Nyilván az összeszorozgatás egyilliomod másodpercénél a faktorizáció egy másodperce jelentősen hosszabb időtartam. Sőt, ha az inputot csak tízszeresére növeljük (egy 15 jegyű összetett számmal kezdünk), akkor a szükséges gépidő kb. háromszor akkora lesz ($\sqrt{10}$ = 3,162...). Minden egyes új jegy hozzáadása (minden lépésben tízszeresére történő növelés) egy újabb háromszoros faktort jelent. Ezért a szükséges gépidő $3 \cdot 3 \cdot 3 \cdots$ módon, azaz geometriai haladvány szerint fog nőni. Egy 250 jegyű összetett szám két darab 125 jegyű prím faktorát ilyen számítógépek összekapcsolt tömkelege egyes becslések szerint nagyjából egymillió év alatt találná meg [4]. Ennyi ideig egy titkos kódot feltörni vágyó felhasználó nyilván nem várhat! A prímfaktorizáció komplexitása tehát egy másik osztályba tartozik, mint a számok összeszorozgatásának komplexitása. A prímfaktorizáció a fenti értelemben „kezelhetetlen".

4. Kvantumszámítás

A komplexitás fenti kézlengetős illusztrációja azonban kifelejtett egy alapvető tényt. Nevezetesen azt, hogy Univerzumunk nem klasszikus, hanem kvantumos. Amikor ugyanis egy számítógépről beszéltünk, akkor egy klasszikus számítógépről beszéltünk. Klasszikus számítógép alatt pedig egy olyan masinát értünk, melynek elméleti hátterét Alan Turing dolgozta ki. A Turing-masinák klasszikus biteket, 0-kat és 1-eket dolgoznak fel. Ezen gépek minden műveletét elemi műveletekre bonthatjuk. A biteket feldolgozó alapműveleteket, a logikai műveletek alapegységeit, az úgynevezet „logikai kapuk" valósítják meg. Egy faktorizációt megvalósító algoritmus ilyen kapuk együtteseként képzelendő el. A jelenleg használt masináink mindegyike ilyen Turing-gép. Az a laptop is, melyen a szerző ezeket a sorokat írja. Ebben az értelemben ezek a gépek „klasszikusak".

Léteznek azonban már kvantumszámítógépek is. Ezek nem biteket, hanem kvantumbiteket: qubiteket dolgoznak fel. Programjaik a kvantumalgoritmusok. A

Turing-masinák elvét pedig David Deutsch 1985-ben általánosította. Azóta beszélhetünk már „kvantum-Turing-masinákról" is. Sőt, igazából a klasszikus és kvantumszámítás fogalmain való rugózás is értelmetlen – igazából csak kvantum-számítástudomány van. A klasszikus számítástudomány ennek a része [4]; egy közelítése.

A komplexitás fogalma tehát nem a priori adott. A számítástudomány elválaszthatatlan attól, hogy milyen fizikai törvényekkel megáldott univerzumban élünk. Mivel Univerzumunk kvantumos, a komplexitásnak kvantumfizikai meghatározásait kell keresnünk. Ezért aztán vélhetően bizonyos műveletek, melyek a klasszikus tartományban kezelhetetlenek, a kvantumtartományban már kezelhetők lesznek. És valóban, 1994-ben kiderült, hogy a faktorizáció a Peter Shor által felfedezett kvantumalgoritmussal [5] egy kvantumszámítógépen már a „kezelhető" komplexitási osztályba esne. Ez a lehetőség nyilván a titkosítók rémálma. Lenne. Kereskedelmi forgalomban lévő kvantum számítógépek ugyanis egyelőre nincsenek. A kvantumtechnológiák jelenlegi legnagyobb kihívása az olyan architektúrák konstruálása, melyek lehetővé teszik azt az áttörést, mely akár „kvantumlaptopok" megjelenéséhez is vezethet.

Mit jelentenek ezek az eredmények a holografikus vizsgálódásaink szempontjából? Először is tudjuk már, hogy két időrendezett kauzális gyémánt, $\mathcal{D}_1$ és $\mathcal{D}_2$ esetén mindkettőhöz tartozik egy redukált állapot: ϱ_1, illetve ϱ_2. A ϱ_1 állapotot tekinthetjük egy kvantumszámítás inputjának, a ϱ_2 állapotot az outputjának. Ekkor megkérdezhetjük: mi a komplexitása annak a folyamatnak (kvantumszámításnak), mely az inputot az outputba viszi?

Ahhoz, hogy ezt a kérdést megválaszoljuk, szükségünk lenne egy kvantumszámítás komplexitásának a meghatározására. Nyilván az előző fejezet elején elemzett, a számítás elvégzéséhez szükséges gépidő fogalmán alapuló meghatározásnak itt most nem sok értelme van. Ehhez ugyanis tudnunk kellene, mi is az a folyamat, mely mint kvantumszámítás az inputot az outputba viszi. Továbbá, ebben az összefüggésben a „gépidő" fogalma is értelmezhetetlen.

Szerencsére a komplexitás értelmezéséhez más úton is eljuthatunk. A komplexitás sok lehetséges meghatározása közül 2005-ben Michael Nielsen a következőt javasolta [6]. Számoljuk meg, hány darab elemi kvantummanipulációval, kvantumkapuval tudjuk a kiindulási állapotot a végállapotba vinni. Az inputból az outputba azonban, akár Budapestről a Balatonhoz, nyilván többféle úton is eljuthatunk. Nielsen azt javasolta hogy a kvantumos komplexitás legyen az úgynevezett „kapukomplexitás", melyet úgy kapunk meg, hogy az összes lehetséges út közül azt választjuk, melyre a felhasznált kvantumkapuk száma minimális. Ehhez tekintenünk kell az összes lehetséges kvantumkapuk terét, jellemeznünk kell a geometriáját, és ebben a térben meg kell találnunk azt a pályát, melynek hossza minimális. Az viszont, hogy a kvantumkapuk terében egy pálya értelmes „hosszát" hogyan is értelmezzük, meglehetősen önkényes. Ezen „hossz" meghatározására ezért különböző javaslatok láttak napvilágot. Melyiket szeressük? Ráadásul az, hogy ezen javaslatok közül melyik az, amelyik a kvantumtérelméletekben is fizikai jelentéssel bír, sem teljesen világos. Ezen gondolatok CFT-beli értelmezése napjainkban aktívan kutatott terület.

Szerencsére a lehetséges komplexitásdefiníciók mindegyike ki kell hogy elégítsen egy sor fizikailag jól megalapozott kritériumot. Az egyik ilyen definíciót, valamint egy 2018-as és egy 2022-es dolgozatot felhasználva sikerült megmutatnunk, hogy az előző fejezetben tárgyalt redukált állapotok távolságának a fizikai jelentése épp a kvantumos komplexitás!

Végeredményünk tehát az alábbi módon fogalmazható meg.

Tekintsük az AdS/CFT megfelelés legegyszerűbb esetét, ahol a $D + 1$ dimenziós klasszikus AdS-téridő egy az AdS-határon értelmezett D dimenziós CFT-vákuumállapotával áll duális kapcsolatban [7]! Ekkor *egy egymást metsző időrendezett kauzális gyémántokkal kapcsolatos, CFT-s kvantumszámítás komplexitása arányos a megfelelő elemi AdS-beli húrcsempe területével.* Itt a „megfelelő" szó az *1. ábrán* látható holografikus kapcsolatra utal. Tehát, ahogy azt az első rész 1. fejezetben ígértük, megmutattuk, hogy egy AdS-beli téridőtartomány mérete valóban egy kvantum-információelméleti fogalommal kapcsolható össze.

Továbbra is homályos azonban, hogy mi a fizikai jelentése annak a ϱ_1-et (bemenet) ϱ_2-vel (kimenet) összekötő kvantumszámításnak, mely a komplexitás húrcsempeterülethez kapcsolt speciális értékével kapcsolatos. Költői képben megfogalmazva: mi jellemzi azt a titkos szálat, mely a CFT-s kvantumvilágban az apa sorsát a fiú sorsával összeköti? És hogyan is szövik ezek a szálak a téridő szövetét?

5. Mit tanultunk mindebből?

Középiskolás koromban alaposan meghökkentett Isaac Asimov egyik ismeretterjesztő írása, mely „Az éjszaka sötétje" címet viselte [8].

Ha egy apját nyaggató kisgyermek megkérdezi: „Papa, miért van éjszaka sötét?", akkor valószínűleg azt a választ kapja, hogy „Azért, mert lemegy a nap." A gyermek persze folytathatná azzal, hogy: „No, de ha feljönnek a csillagok, akkor azok is világítanak. Miért nem adnak elég fényt ahhoz, hogy továbbra is nappali fényben legyen minden?" És így tovább. Egy hasonló történetből kiindulva Asimov fokozatosan bevezet bennünket az Olbers-paradoxon világába, és kiderül, hogy egy végtelen sok csillaggal egyenletesen teleszórt végtelen Univerzumban a csillagok fényözöne miatt az éjszakának valóban nem szabadna sötétnek lennie. No, de éjszaka mégiscsak sötét van! De miért? Asimov válasza: „Azért, mert az Univerzum tágul."

Ezt jól megkaptuk! Mert mi is az az „Univerzum”? Meg pláne ez az Univerzumnak nevezett izé milyen értelemben is tágul? Különben is, ez meg hogyan kapcsolódik ahhoz, hogy éjszaka sötét van?

Úgy tűnik, ez a példa azt mutatja, hogy hogyan is magyarázunk meg valamit, amit közvetlenül látunk, olyan dolgok segítségével, melyeket közvetlenül nem látunk.

Azonban igazából semmit sem látunk „közvetlenül”. A látás fizikája és biológiája megtanított bennünket arra, hogy a napnyugtát sem „közvetlenül” érzékeljük. A napból jövő fény kölcsönhatásba lép a retinánkkal. Az pedig elektromos impulzusokká alakítja a fényt. Végül az agy az impulzusok analizálásával értelmezi azt.

Sőt! A kutatások azt mutatják, hogy a látás során az elektromos jelek nagy része nem a szemünkből halad az agyunk felé, hanem épp fordítva. Az agyunk a jelek alapján valamire „számít”, és ébren álmodva konstruál egy előzetes képet. Ezt a képet indítja útjára a szemünk felé. Úgyhogy az agy a kívülről jövő impulzusok nagy részét figyelmen kívül hagyva csak az elvárt kép hibáit javítgatja. Egy vázlatot egészít ki [9].

Az agy tehát genetikai huzalozásának köszönhetően kényszeres teoretizáló. Hipotéziseket alkot, melyeket a bejövő fény segítségével pontosít. Minden tudás sejtéseken alapul. Olyan sejtéseken, melyeket az agyunk generál. Ha úgy tetszik, az agyunk egy állandó hibajavító üzemmódban működő virtuálisvalóság-generátor. Egy virtuálisvalóság-generátor, mely a variáció és szelekció módszerével a jó magyarázatok keresésének útján az Univerzum megértésére törekszik.

Nyilván az a sejtés, hogy azért van éjszaka sötét, mert lemegy a nap, könnyebben emészthető, mint az, hogy azért, mert az Univerzum tágul. A második válasz azért meghökkentő, mert a jó magyarázatok keresésének rögös útját elfedve csak a végeredményt hozza tudomásunkra. Aki az útra is kíváncsi, annak pedig időre van szüksége ahhoz, hogy azt bejárja.

Ebben a cikkben hosszú utat tettünk meg. Arra a meghökkentő konklúzióra jutottunk, hogy a mindenki számára ismerős téridőstruktúrák az Univerzumnak nem alapvető sajátosságai. A téridő az Univerzum egy „felbukkanó” tulajdonsága. Egy olyan tulajdonság, melyet kvantuminformációból eredeztethetünk. A téridő szövetét a kvantumos összefonódottság ragasztóanyaga tartja össze, és szemcséiben a kvantuminformáció elméleti mennyiségei tükröződnek. Megtanultuk, hogy a fenti költői képnek precíz matematikai jelentése van.

Írásunkban a „szemcsékben” történő kódolás egyik legelemibb példáját ismertük meg. Példánkban a szokásos téridőkép szemcséit parányi vibráló húrok világlepedői feszítik ki. A téridőkép helyett létezik egy duális, kvantumszámításon alapuló kép is. A két kép közötti kapcsolat holografikus. A szemcsék területének nagysága a duális leírásmód egy kvantumszámításának komplexitásával arányos.

Egy téridőszemcsére gondolhatunk úgy, mint az életünkre. Egy kis tértartományra, otthonunkra itt a Földön, melyet egy szemvillanásnyi ideig szemügyre vehetünk. Ezt, akár az éjszaka sötétjét és a napnyugtát, legalább el tudjuk képzelni. Egy kvantumszámítás komplexitásának és az Unverzum tágulásának a megértése már jóval nehezebb. A fentiekkel való kapcsolatuk pedig lehet meghökkentő. De leginkább csodálatos.

6. Zárszó

Egy Einsteinnek tulajdonított mondás [10] szerint az idő és tér nem kényszerek, melyekben élünk, hanem minták, melyekkel gondolkodunk. Öntőformák, melyeket újra és újra megújuló tartalommal töltünk meg. Az öntőformák eredete biológiai. Úgy vagyunk huzalozva, hogy létezésünk körvonalait tér- és időkategóriákban értelmezzük.

A fizikában a színfalak mögött egy forradalom zajlik. Ennek során a téridő geometrián alapuló megértését a kvantuminformáción alapuló megértésére cseréljük. Ezt a folyamatot egyelőre csak egy olyan AdS-es modelluniverzumban értjük, ahol nincs sötét energia. A mi univerzumunkban pedig van. Jelenleg azon dolgozunk, hogy a fenti öntőformák újratöltésével a modelluniverzumon megfizetett tanulópénzt a valódi univerzumban kamatoztassuk.

Irodalom

1. B. Boldis and P. Lévay: Segmented strings and holography. *Physical Review D*109, (2024) 046002.
2. Hasonlatunk egy ponton sántít. A hőtani hasonlat során a mikroállapotokat klasszikus objektumoknak tekintettük. Most viszont kvantumos mikroállapotokról beszélünk.
3. D. Petz: Quantum Information Theory and Quantum Statistics. *Theoretical and Mathematical Physics,* Springer (2007).
4. D. Deutsch: The Fabric of Reality: The Science of Parallel Universes – and Its Implications. Allan Lane, New York (1997).
5. P. Shor: Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring. *Proceedings of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science (FOCS),* (1994) 124–134.
6. M. A. Nielsen: A geometric approach to quantum circuit lower bounds, arXiv preprint quant-ph/0502070, (2005); M. A. Nielsen, M. R. Dowling, M. Gu, A. C. Doherty: Optimal control, geometry, and quantum computing. *Physical Review A* 73, (2006) 062323.
7. Ebben a cikkben most csak a $D = 2$ esetet illusztráltuk. De a megfelelés tetszőleges D dimenzióban is igaz.
8. I. Asimov: Az éjszaka sötétje, Galaktika. *Tudományos-fantasztikus antológia,* 29, (1978) 111–117.
9. A. Clark: Whatever next? Predictive brains, situated agents, and the future of cognitive science. *Behavioral and Brain Sciences,* 36, (2013) 181–204.
10. Time and space are modes by which we think and not conditions in which we live. D. Marianoff and P. Wayne: Einstein: An Intimate Study of a Great Man, p. 62 (1944).

fizikaiszemle.elft.hu

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

SIKERES SZEREPLÉS A 2026. ÉVI FIZIKAI DIÁKOLIMPIÁKON

Magyarország idén is részt vett az Európai Fizikai Diákolimpián (EuPhO), amelyet Göteborgban (Svédország) tartottak júniusban, illetve a Nemzetközi Fizikai Diákolimpián (IPhO) Bucaramangában (Kolumbia) júliusban.

A hazánkat képviselő diákok és eredményeik

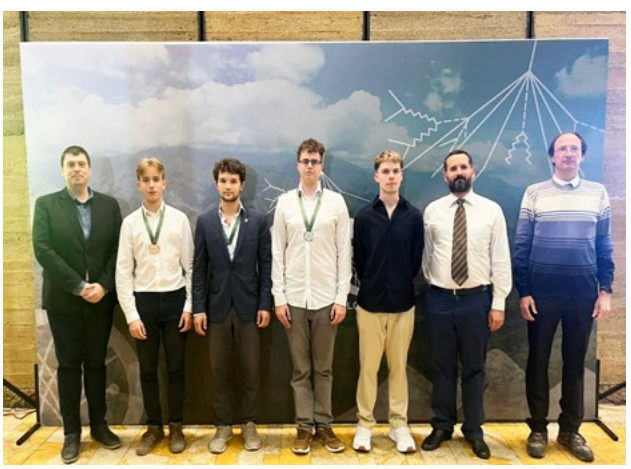
Tanuló	Iskola, osztály	Felkészítő tanára(i)	EuPhO	IPhO
Tóth Kolos Barnabás	Eötvös József Gimnázium, 12. osztály	Varga Balázs	bronzérem	ezüstérem
Téti Miklós	Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium, 12. osztály	Schramek Anikó	bronzérem	ezüstérem
Zádori Gellért	Szegedi Radnóti Miklós Kísérleti Gimnázium, 12. osztály	Mike Péter	bronzérem	bronzérem
Simon János Dániel	ELTE Apáczai Csere János Gyakorló Gimnázium és Kollégium, 11. osztály	Szentiványszki Soma, Deák Márta, Zsigri Ferenc, Gyertyán Attila	nem vett részt	ezüstérem
Kis Ágoston	Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium, 11. osztály	Schramek Anikó	dicséret	nem vett részt
Erdélyi Dominik	Budapesti Fazekas Mihály Gyakorló Általános Iskola és Gimnázium, 12. osztály	Schramek Anikó	bronzérem	kizárva

A csapatvezetők az EuPhO-n *Szász Krisztián* (BME) és *Vankó Péter* (MATFUND) voltak, az IPhO-n pedig *Szász Krisztián, Sarkadi Tamás* (BME) és *Tasnádi Tamás* (BME) vezették a csapatot.

A szép eredményekhez gratulálunk. A versenyek feladatai és megoldásai az olimpiai felkészítő szakkörök honlapján, a https://ipho.physics.bme.hu oldalon található meg. Az EuPhO-n való részvételt a MATFUND Alapítvány által a Nemzeti Tehetség Programban elnyert, NTP-NTMV-25-B-0006 számú pályázat biztosította, míg az IPhO-ra az utazást a Belügyminisztérium támogatta. A felkészülést a MATFIN Alapítvány és a BME segítette.

Szász Krisztián, BME





NOVOVERZUM – TISZTELGÉS NOVOBÁTZKY KÁROLY EMLÉKE ELŐTT

A katedrától a tudományos közélet csúcsáig

A hazai fizikaoktatás és elméleti kutatás egyik legmeghatározóbb alakja, Novobátzky Károly (1884–1967) emléke előtt tisztelegtünk iskolánkban. A kezdeményezés három évvel ezelőtt, a professzor születésének 140. évfordulóján indult útjára. Novobátzky Károly neve a *Fizikai Szemle* olvasói számára különösen cseng: *kevesen tudják, de a folyóirat 1950-es indulásakor ő írta a lap legelső, beköszöntő cikkét,* meghatározva ezzel a hazai fizikusközösség tudományos és ismeretterjesztő küldetését.

Pályafutása szorosan kötődik intézményünkhöz, hiszen 1919 és 1945 között iskolánk falai között tanított fizikát, matematikát és német nyelvet. Innen vezetett az útja az Eötvös Loránd Tudományegyetem Elméleti Fizikai Tanszékének élére, majd a Magyar Tudományos Akadémia rendes tagságáig (1949). Kétszeres Kossuth-díjas (1949, 1953) tudósként a relativitáselmélet és a klasszikus térelmélet hazai iskolateremtője volt, de tanári múltját és a pedagógia iránti elkötelezettségét sosem feledte.

„Novoverzum" – diákok a professzor nyomában

A megemlékezés-sorozat célja az volt, hogy Novobátzky szellemiségét közelebb hozzuk a mai ifjúsághoz. Ennek egyik leglátványosabb eleme három éve a fizika-előadóterem elnevezése volt. A névadásra kiírt diákszavazáson a kreatív *Novoverzum* elnevezés győzött. Ez a névválasztás hűen tükrözi azt a tágabb horizontot, amelyet Novobátzky nyitott meg tanítványai előtt: a mikrovilág és a kozmosz összefüggéseit.

Ünnepi táblaavatás és tudományos emléknap

Az idei évben a folyamat betetőzéseként emléktáblát avattunk az iskola falán, a fizikaterem bejáratánál, amely mellett elhaladva a jövő nemzedékei is megismerhetik neves elődjüket. Az ünnepséget egy nívós szakmai előadássorozat tette teljessé, ahova neves előadók hozták el a modern fizika legfrissebb eredményeit:

- *Radnóti Katalin* (ELTE): Van-e élet a Földön kívül? – Az asztrobiológia és a fizika metszéspontjait bemutató előadás.
- *Dani Csaba:* Novobátzky Károly emlékezete – Történelmi visszatekintés a professzor tanári és tudósi hagyatékára.
- *Horváth Dezső* (HUN-REN Wigner FK): Kozmológia – Utazás a világegyetem eredetétől a mai napig.
- *Oláh Éva Mária* (HUN-REN Wigner FK): Részecskefizika játékosan – A kvarkok és leptonok világa, középiskolás szemmel.

Zárszó

Novobátzky Károly egykori beköszöntőjében a *Fizikai Szemle* lapjain a tudomány és az oktatás egységét hangsúlyozta. Iskolánk „Novoverzum" terme és a most felavatott emléktábla ezt az egységet hivatott ápolni. Bízunk benne, hogy a professzor emléke továbbra is inspirálólag hat mindazokra, akik a fizika rögös, de izgalmas útját választják.

Dani Csaba



NEUTRÍNÓK A GALAXISOK MAGJÁBÓL
Francis Halzen és a 2026. évi fizikai Nobel-díj

Trócsányi Zoltán
ELTE Elméleti Fizikai Tanszék, Budapest
E-mail: trocsanyi.zoltan@ttk.elte.hu



1. ábra. Francis Halzen 2024 szeptemberében. *Fotó:* Althea Dotzour / UW–Madison. *Forrás:* az IceCube Nobel-díjról szóló közleménye [1]

A Déli-sarkon működő IceCube Neutrínó Obszervatórium különös csillagászati műszer: nincsen tükre, kupolája, és nem fordul az égbolt felé. Érzékelői másfél – két és fél kilométerrel a felszín alatt, az antarktiszi jégben figyelik a világegyetem üzeneteit. A 2026. évi fizikai Nobel-díjat Francis Halzen *kapta „az IceCube Neutrínó Obszervatórium létrehozásában játszott meghatározó szerepéért, és az asztrofizikai eredetű, nagy energiájú neutrínók felfedezéséért”. A díj olyan kutatást ismer el, amely új megfigyelési lehetőséget adott a csillagászatnak: segítségével a természet távoli részecskegyorsítóinak működését vizsgálhatjuk.*

Az 1944-ben Belgiumban született Halzen a Wisconsin–Madison Egyetem elméleti fizikusa *(1. ábra)*. Pályája a részecskefizikától vezetett az asztrofizika és a kozmológia határterületére. John Learneddel 1988-ban már a mély sarki jégben történő neutrínóészlelés lehetőségéről írt. A gondolat megvalósításához azonban évtizedes kitartás, mérnöki találékonyság és egy nemzetközi együttműködés felépítése kellett. Halzen tudományos elképzelése köré olyan közösség szerveződött, amely képes volt megépíteni és működtetni a rendkívüli berendezést. Az egyetlen névre szóló Nobel-díj mögött kutatók, technikusok, mérnökök és sarkvidéki munkatársak sokaságának teljesítménye áll [1, 2].

A neutrínó elektromosan semleges, parányi tömegű elemi részecske. A szokásos anyag és a neutrínó között ható erő olyan gyenge, hogy a Földre érkező minden százezer neutrínóból átlagosan csupán egy akad fenn, a többi áthalad anélkül, hogy nyomot hagyna, ami a kutatóknak egyszerre áldás és nehézség: a forrásából kilépő neutrínó szinte zavartalanul eljuthat hozzánk, viszont az észleléséhez óriási detektor szükséges. A mágneses terek sem térítik el, így érkezési iránya a keletkezési helyére utal. Olyan sűrű kozmikus környezetekből is hírt hozhat, amelyekből a nagy energiájú fény nehezen szabadul ki. Például a Nap közepén keletkező neutrínó szinte azonnal kijön, az ugyanott keletkező fotonnak ehhez mintegy tízezer évre van szüksége, és közben rengetegszer szóródik.

A világűrből érkező nagy energiájú protonokat és atommagokat a galaktikus és galaxisközi mágneses terek eltérítik: földi érkezési irányuk nem mutat egyenesen a forrásukra. Ha azonban ezek a részecskék forrásuk környezetében gázzal vagy sugárzással ütköznek, többek között neutrínók is keletkezhetnek. A neutrínók ezért segítenek megállapítani, hol és hogyan gyorsítja a természet rendkívüli, földi laboratóriumban elképzelhetetlen nagy energiákra az anyagot. A fotonokkal együtt megfigyelve őket a gyorsító környezetéről is többet megtudhatunk [3].

Wolfgang Pauli 1930-ban az atommagok béta-bomlásában látszólag eltűnő energia és lendület megmagyarázására javasolt egy addig ismeretlen, általa neutronnak hívott részecskét. A neutrínó nevet Enrico Fermi adta a neutron felfedezése után, és belefoglalta a gyenge kölcsönhatás elméletébe. A részecske kísérleti kimutatása Frederick Reines és Clyde Cowan reaktorkísérletében, 1956-ban sikerült. A neutrínó hamarosan csillagászati

hírvivővé vált: Raymond Davis napneutrínó-mérései közvetlenül a Nap belsejének magreakcióit vizsgálták. A japán Kamiokande és más detektorok 1987-ben egy szupernóva neutrínókitörését is észlelték. A neutrínócsillagászat tehát jóval az IceCube előtt megszületett [4].

Az IceCube feladata más energiatartomány meghódítása volt. A Napból érkező neutrínóknál milliószor, sőt akár milliárdszor energiadúsabb részecskék olyan ritkák, hogy észlelésükhöz természetes vízvagy jégtömegek bevonása látszott célszerűnek. Már 1960-ban felmerült a nagy víztömegekben elhelyezett fényérzékelők használatának lehetősége. Később a DUMAND tengeri program nem jutott el a tervezett teljes detektorig, de fontos technikai tapasztalatokat hagyott örökül. A Bajkál-tó és a mélytengerek mellett az antarktiszi jég is ígéretes helyszínné vált [5, 6].

Halzenék először az AMANDA-kísérlettel próbálták ki a jégbe telepített érzékelőket. A kezdeti nehézség magában a jégben rejlett: körülbelül egy kilométeres mélységben a légbuborékok erősen szétszórták a neutrínó és az anyag ütközése nyomán keletkező fényt. Mélyebben azonban megfelelően tiszta, átlátszó rétegeket találtak. Az AMANDA légköri neutrínók észlelésével igazolta az eljárás működőképességét, és megnyitotta az utat a lényegesen nagyobb IceCube előtt. Az eredeti berendezés utolsó érzékelőláncát 2010 decemberében engedték le; a teljes kiépítésű detektor 2011-ben kezdte meg az adatgyűjtést.

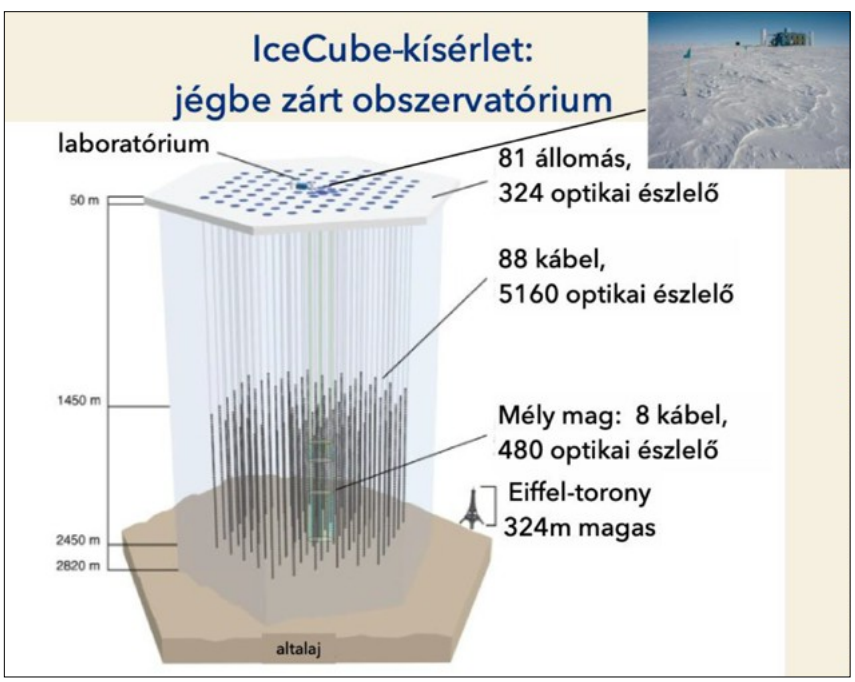
Az IceCube nagyjából egy köbkilométernyi jégkockát használ megfigyelési térfogatként. Eredeti mélyjégi hálózatában 86 függőleges kábelen 5160 optikai modul helyezkedik el, 1450 és 2450 méter közötti mélységben *(2. ábra)*. A gömb alakú házak fényérzékelőt és elektronikát rejtenek. A neutrínót közvetlenül nem látják: ritkán előfordul, hogy töltött részecskék keletkeznek a jéggel való kölcsönhatásakor, amelyek ott, a jégben gyorsabban haladhatnak, mint a fény. A jelenséget kísérő Cserenkov-sugárzás halvány fényét rögzítik az érzékelők [5, 6].

A fényjelek idejéből és erősségéből számítógéppel lehet visszakövetni a tényleges eseményt. A müonok hosszú nyomokat hagynak, amelyekből viszonylag pontos irány határozható meg; az elektronok tömörebb részecskezáporokat keltenek. Ezek energiája jól becsülhető, irányuk viszont bizonytalanabb. A rekonstrukcióhoz az érzékelők óráit nanoszekundumos pontossággal kell összehangolni. Ráadásul a jég optikai tulajdonságai mélységenként változnak: az ősi porrétegek befolyásolják a fény elnyelését és szóródását. A detektor megértéséhez így a jégtakaró részletes feltérképezése is hozzátartozik.

Az építés önmagában mérnöki bravúr volt. Forró vízzel kellett nagyjából hatvan centiméter átmérőjű, két és fél kilométer mély furatokat olvasztani. A mintegy nyolcvan Celsius-fokos vizet hosszú tömlők vezették a mélybe. A gyors visszafagyás miatt az érzékelőláncot gyorsan kellett leengedni. A beépített műszerekhez később már nem lehetett hozzáférni, ezért a megbízhatóságuk alapkövetelmény volt. Mindezt rövid antarktiszi nyarakon, korlátozott szállítási lehetőségek mellett kellett végrehajtani. Az üzemanyag, az alkatrészek és az emberi munka gondos összehangolása nélkül a terv megvalósíthatatlan lett volna.

A kozmikus neutrínók észlelésében a legnagyobb akadályt a háttér jelenti. A kozmikus sugárzás a Föld légkörében rengeteg müont és neutrínót hoz létre. Ezeket meg kell különböztetni a távoli égitestektől érkező neutrínóktól. Az egyik módszer magát a Földet használja szűrőnek: az alulról érkező müonnyom mögött neutrínókölcsönhatás állhat, mert egy légköri müon nem jutna át a bolygón. Más elemzések olyan eseményeket választanak, amelyek a detektor belsejében kezdődnek; a külső érzékelők az előzőleg belépő részecskéket jelzik. A megmaradó légköri neutrínóhátteret energiaeloszlásokkal és statisztikai módszerekkel választják szét az asztrofizikai összetevőtől [7, 8].

A fordulatot a 2013-ban közölt eredmény hozta. Huszonnyolc nagy energiájú esemény együttes tulajdonságait már nem lehetett kielégítően pusztán légköri háttérrel magyarázni. A mintában két esemény is szerepelt petaelektronvolt (10^{15} eV)



2. ábra. Az IceCube eredeti felépítése. A fényérzékelők 1450–2450 méter mélységben helyezkednek el; a sűrűbben műszerezett DeepCore (mély mag) kisebb energiák mérését is lehetővé teszi. Az Eiffel-torony a méreteket szemlélteti (*Forrás:* IceCube Collaboration, képgaléria)

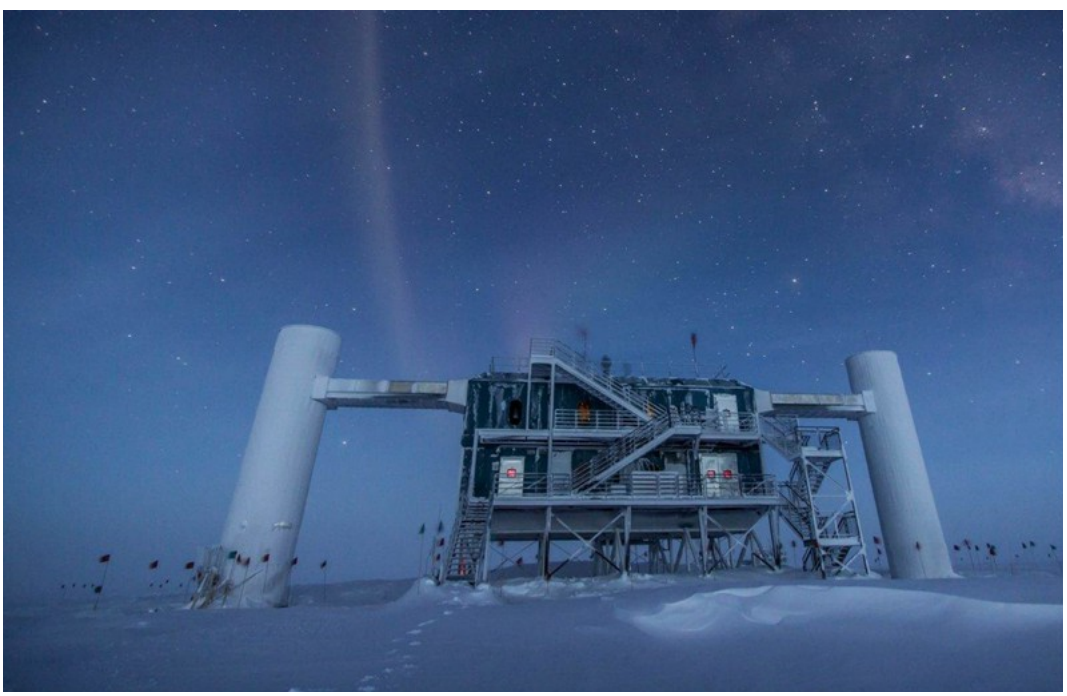
körüli energiával. Ekkora mozgási energiája van egy repülő méhecskének, amely ugyan kicsiny, de mégis csak szemmel látható méretű. A felfedezés az asztrofizikai neutrínóáram létezését jelezte. Azt viszont nem mondta meg, mely égitestek küldték az egyes részecskéket. A források felkutatásához további adatokra és más obszervatóriumok együttműködésére volt szükség [8].

2017 szeptemberében egy nagy energiájú neutrínó automatikus riasztást váltott ki. Érkezési irányában a TXS 0506+056 jelű blazár éppen erős gamma-sugárzást bocsátott ki. A blazár olyan aktív galaxismag, amelynek egyik részecskenyalábja közel felénk mutat. A 2018-ban közölt közös megfigyelések fontos bizonyítékot szolgáltattak arra, hogy az ilyen objektumok neutrínóforrások lehetnek. Ezt követte 2022-ben az NGC 1068 aktív galaxis neutrínósugárzására utaló eredmény, majd 2023-ban a Tejútrendszer síkjából érkező nagy energiájú neutrínók kimutatása. A forrástérkép fokozatosan kirajzolódik, de még korántsem teljes [3, 9, 10].

Az IceCube jelentősége a többféle kozmikus hírvivőt összekapcsoló csillagászatban bontakozik ki. A fény, a neutrínók és a gravitációs hullámok eltérő fizikai folyamatokról adnak információt; együttes vizsgálatuk szigorúbban ellenőrizhetővé teszi az égitestek működéséről alkotott elképzeléseket. A detektor emellett maguknak a neutrínóknak a tulajdonságait is kutatja. A 2025–2026-ban telepített bővítés érzékenyebb műszerei és kalibrálóberendezései ezen a területen is új lehetőségeket kínálnak. Halzen munkájának maradandó eredménye, hogy az alig észlelhető részecskékből használható megfigyelési eszköz lett: a déli jégmező ma távoli galaxisok fizikáját teszi hozzáférhetővé [3, 11].

Irodalom

1. IceCube (2026. október 6.): Francis Halzen, IceCube principal investigator, wins 2026 Physics Nobel Prize.
2. Francis Halzen: szakmai önéletrajz, benne az 1988-as, John Learneddel közös munka adatai.
3. IceCube és társkísérletek: Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A. *Science,* 361, (2018)eaat1378.
4. Trócsányi Zoltán: Neutrínók interferenciája. *Fizikai Szemle,* (2016) 182–189.; Trócsányi Zoltán: Hogyan tegyük láthatóvá a láthatatlant? *Magyar Tudomány,* 2016/4 (2016) 478–487.
5. IceCube: a detektor felépítése és működése. IceCube: a neutrínófizika és az obszervatórium történeti idővonala. IceCube: Drilling IceCube: a story of innovation, expertise and strong will (2014).
6. NobelPrize.org: a 2002. évi fizikai Nobeldíj tudományos háttere.
7. M. G. Aartsen, et al.: The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and online systems. *JINST,* 12, (2017) P03012.
8. M. G. Aartsen, et al.: Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube Detector. *Science,* 342, (2013) 1242856.
9. R. Abbasi, et al.: Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068. *Science,* 378, (2022) 538–543.
10. R. Abbasi, et al.: Observation of high-energy neutrinos from the Galactic plane. *Science,* 380, (2023) 1338–1343.
11. IceCube: The IceCube Neutrino Observatory gets a major upgrade beneath the ice. (2026. február 12.)



Az IceCube adatközpont a Déli-sarkon. (*Forrás:* IceCube Collaboration, képgaléria)



Országos Szilárd Leó Fizikaverseny



A XXX. Országos Szilárd Leó Fizikaverseny meghirdetése

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

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

Nevezhetnek a határon innen és túl magyar nyelven fizikát tanuló, középfokú oktatásban részt vevő diákok iskolái a **jelentkezési lap** kitöltésével és e-mailen történő elküldésével a **sukosd@reak.bme.hu** címre. A versenyen történő részvétel részletes feltételei megtalálhatók a verseny honlapján: **https://szilardverseny.hu/orszagos-verseny/verseny-meghirdetese.** A jelentkezési lap letölthető: **https://sukjaro.hu/SzilardVerseny/JelentkezesiLap.xlsx**

Nevezési díj nincs, a nevezés határideje: 2027. január 25.



Az első forduló időpontja: **2027. február 22., 14:00–17:00,**
helyszíne: a benevezettek iskolája.

A második (döntő) forduló időpontja: **2027. április 16–18.**
(péntek déltől vasárnap délig),
helyszíne: Paks, Energetikai Technikum és Kollégium.



A döntőbe az első fordulóban legjobb eredményt elért húsz szenior és tíz junior kategóriájú tanulót hívja be a versenybizottság.

A verseny honlapja – **https://szilardverseny.hu** – tartalmazza a kategóriák meghatározását, segítséget a felkészüléshez és a díjazást.

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

A döntőbe jutott versenyzők helyezésüknek megfelelően értékes jutalmakat kapnak. Több magyar egyetem is **felvételi többletpontokat** ad a versenyen jó helyezést elért diákoknak.

Várjuk a kihívást vállaló, tehetséges fiatalok jelentkezését!

A versenybizottság nevében

Dr. Sükösd Csaba, a BME c. egy. tanára,
a versenybizottság vezetője

MATFIN ALAPÍTVÁNY · Nemzeti Tehetség Program · mnt · hifly LABS · MVM Paksi Atomerőmű · HUN REN

ÍRÁSOK MARX GYÖRGY SZÜLETÉSÉNEK 100. ÉVFORDULÓJÁRA

KÖNYVBEMUTATÓ

Az MTA Fizikai Osztálya
és a Typotex Kiadó
meghívja az érdeklődőket
Marx György centenáriumi
emlékkötetének
bemutatójára

Időpont
2026. november 25. 14 óra

Helyszín
MTA Székház, díszterem
1051 Budapest,
Széchenyi tér 9.

A kötetet bemutatják
Csabai István
és **Sólyom Jenő**
akadémikusok



TYPOTEX