

A HIGGS-BOZON

HORVÁTH DEZSŐ

A HIGGS-BOZON



TYPOTEX

A könyv megjelenését támogatta: a Magyar Tudományos Akadémia és
a Nemzeti Kulturális Alap



© Horváth Dezső, Typotex, 2014

Engedély nélkül semmilyen formában nem másolható!

ISBN 978 963 279 417 7

Szakmailag ellenőrizte: Trócsányi Zoltán

Témakör: *fizika*

Kedves Olvasó!

Köszönjük, hogy kínálatunkból választott olvasnivalót!



Újabb kiadványainkról és akcióinkról
a www.typotex.hu és a facebook.com/typotexkiado
oldalakon értesülhet.

Kiadja a Typotex Elektronikus Kiadó Kft.

Felelős vezető: Votisky Zsuzsa

Főszerkesztő: Horváth Balázs

A kötetet gondozta: Gerner József

Borítóterv: Jeney Szilvia Violetta

Nyomás: Séd Nyomda Kft.

Felelős vezető: Katona Szilvia

Tartalomjegyzék

Bevezető	1
1. A standard modell	9
1.1. Szimmetriák	9
1.2. Elemi részecskék	12
1.3. Kvantumszámok	15
1.4. Tükrözési szimmetriák	16
1.5. Perdület (spin)	18
1.6. Fermionok és bozonok	18
1.7. Izospin	20
1.8. Kölcsönhatások	21
1.9. Kvarokmodell	21
1.10. Elemi kölcsönhatások	23
1.11. Bozonok	24
2. Sérülő szimmetriák	27
2.1. Mértékelmélet	27
2.2. Sérülő szimmetriák	29
2.3. Spontán szimmetriasértés	31

2.4.	A BEH-mechanizmus	33
2.5.	Tömegek létrehozása	34
2.6.	Rejtélyes neutrínók	36
2.7.	Kísérleti ellenőrzés	39
3.	Nagyenergiás mérés technika	41
3.1.	Mikroszerkezet és energia	41
3.2.	Részecskegyorsítók: LEP	44
3.3.	LHC, a nagy hadronütköztető	46
3.4.	Az LHC indulása	48
3.5.	Részecskeészlelés	50
3.6.	A CMS detektor	51
3.7.	Az ATLAS detektor	55
3.8.	ATLAS és CMS	56
3.9.	Eseményanalízis	57
4.	A standard modell Higgs-bozonja	59
4.1.	A Higgs-bozon tulajdonságai	59
4.2.	A Higgs-bozon keletkezése	60
4.3.	A Higgs-bozon bomlása	61
5.	A Higgs-részecske keresése	63
5.1.	LEP, TEVATRON: nincs meg	64
5.2.	LHC: megvan!	67
6.	LHC-eredmények 2013 végén	71
7.	Zárszó	75

Függelék	79
A. Részecskefizikusok, akik a könyvben szerepelnek	81
Satyendra Nath Bose	82
Georges Charpak	84
Pavel Alekszejevics Cserenkov	85
Raymond Davis	86
Paul Dirac	87
Albert Einstein	88
François Englert	90
Enrico Fermi	91
Richard Feynman	92
Murray Gell-Mann	94
Sheldon Glashow	96
Stephen Hawking	97
Werner Heisenberg	99
Peter Higgs	101
Kosiba Maszatosi	102
Leon Lederman	103
Tsung-Dao Lee	104
Emmy Noether	105
Wolfgang Pauli	107
Bruno Pontecorvo	109
Abdus Salam	111
Gerardus t'Hooft	112
Simon van der Meer	114
Martinus Veltman	115
Steven Weinberg	117

Wigner Jenő	118
Frank Wilczek	120
Chien-Shiung Wu	121
Chen-Ning Yang	122
Yukawa Hideki	123
B. Fizikai fogalmak	125
U(1), SU(2), SU(3)	125
Fermionok és bozonok	126
A CPT-invariancia	127
A Dirac-egyenlet	128
Yukawa-potenciál	129
Virtuális részecskék	130
Hatáskeresztmetszet	132
Luminozitás	132
Az LHC működése	133
A paritássértés felfedezése	134
A BEH-mechanizmus	136
A Higgs-bozon tulajdonságai	139
Bomló részecske tömege	140
A Higgs-bozon keresése a LEP gyorsítónál	141
A Higgs-bozon tömege	143
Cserenkov-sugárzás	144
Rejtélyes neutrínók	145
Szuperszimmetria	147
Irodalom	149
Képmelléletek	153

Bevezető

Mottó:

A fizika olyan, mint a szex: biztosan van gyakorlati haszna, de mi nem azért csináljuk.

Richard P. Feynman (*szájhagyomány szerint*)

Éppen negyven évvel ezelőtt nyerte el jelenlegi, végleges¹ formáját a részecskefizika elmélete, amelyet történeti okokból *standard modell*nek hívnak. A világhálón rengeteg leírás található erről az elméletről és kísérleti igazolásáról. Az érdeklődő olvasónak elsősorban a Wikipédiát ajánlanám, mint eléggé hiteles ismeretforrást. Az persze elsősorban angol nyelvű [1], de egyre bővül a magyarul elérhető szócikkgyűjtemény is [2]. A *Természet Világa* két különszámot is szentelt a részecskefizikának [3] sok színes cikkel. Magam is több ismeretterjesztő cikket írtam róla [4, 5], azok anyagát részben fel is használtam ebben a könyvben. Több előadásom is szerepel a tudományos előadások magyar Videotorium gyűjteményében [6] és két Higgs-bozonos a YouTube-on: egy (remélhetőleg) közérthető, a Typotex Kiadó szerkesztésében [7], egy pedig kimondottan tudományos [8]. Ez utóbbi elsősor-

¹A tudományos kutatásban, természetesen, nincs *végleges*, csak *éppen most legjobbnak látszó!*

ban fizikusoknak szól, a nagyközönség számára is érthető azonban Trócsányi Zoltán előadása, ugyancsak a YouTube-on [9].

Az elmúlt 40 évben a világ adófizetői egyre nagyobb részecskegyorsítókat finanszíroztak számunkra (egymással versenyezve Amerikában, Oroszországban és Nyugat-Európában, Svájc és Franciaország határán), hogy bebizonyíthassuk vagy megcáfolhassuk a standard modell érvényét. Valóban, minden elemét sikerült 1995-ig azonosítani, a Higgs-bozon kivételével. 2012-ben azután a világ legnagyobb mérőműszerénél, a Genf közelében, 100 méterrel a föld alatt, 27 km-es köralagútban épített nagy hadron-ütköztető (Large Hadron Collider, LHC) részecskegyorsítónál végre találtunk egy új részecskét a Higgs-bozon tulajdonságaival (vegyük észre az óvatos fogalmazást!). A két nagy LHC-kísérlet, az ATLAS és a CMS összes, 2012-ben gyűjtött adatának elemzése azután megmutatta, hogy az újonnan felfedezett részecske valóban (egy) Higgs-bozon, és legnagyobb valószínűséggel éppen az, amelyet a standard modell alapján megjósoltak. Ez teljesen igazolta a standard modell tömegképződési mechanizmusát (e mechanizmus nélkül a részecskék tömege nem illeszkedik az elméletbe), tehát nem volt meglepő, hogy 2013 októberében a fizikai Nobel-díjat François Englert és Peter Higgs (90. és 101. o.), a mechanizmus első kidolgozói kapták. Bennünket, kísérletezőket, elégedettséggel töltött el, hogy a Nobel-bizottság a díj rövid indoklásában megemlíttette a két kísérletet, mint amelyeknek eredménye alapján kapták meg az elméleti fizikusok a díjat.

A felfedezés nem csak a fizikusokat, a közvéleményt is felvillanyozta, hiszen egy olyan részecske, amelyet a világ sok ezer

kutatója 40 évig keres, dollármilliárdokat költve rá, biztosan nagyon érdekes. Jó néhány vicc is kering róla a világhálón. Mivel a Higgs-bozont eredményező matematikai bűvészkedés teszi lehetővé az elemi részecskék tömegének elméleti bevezetését is, a viccek részben a tömeggel kapcsolatosak, habár a tárgyak tömege elsősorban energia eredetű, és nem a Brout–Englert–Higgs-mechanizmus következménye (Robert Brout már nem érte meg a felfedezést, így lemaradt a Nobel-díjról).

A CERN bejelentése előtt és után másféle Higgs-bozontos viccek keletkeztek. Közös bennük a hiábavaló keresés motívuma és az, hogy a nagyközönség nem érti. Előtte:

- A bárba besétál egy Higgs-bozon. Azt mondja neki a csapos: *Vigyázzon, magát sokan keresik!*
- A bárba besétál egy Higgs-bozon. A csapos nem érti...
- *Szeretnék végre látni egy jó Higgs-bozontos viccet. Biztosan létezik, de évekbe telhet, amíg rátalálunk.*
- A templomba besétál egy Higgs-bozon. Azt mondja neki a pap: *Magát nem szívesen látjuk itt. Mire ő: Pedig nélkülem itt soha nem lesz tömeg! Angolul az igazi: But without me how can you have mass? – ugyanis mass a tehetetlen tömeg és embertömegen kívül még misét is jelent.*

A megfigyelés bejelentése után:

- A bárba besétál egy Higgs-bozon. A csapos megkérdezi: *Na mi van? Mire ő: Én!*

- A Higgs-bozon felfedezése rossz viccek ősrobbanásához vezetett.
- A Higgs-bozon felfedezését a fizikusok *tömegesen* ünnepelték.
- A Higgs-mező szabályozása valóban lehetővé tenné a *tömegpusztító* fegyvereket.
- *Nem értem, mi a csuda az, de klassz, hogy felfedezték!*
- *Gondosan ellenőrizni kell. A múltkor is azt hittem, Higgs-bozont találtam az ágyam alatt, de csak egy üveggolyó volt!*
- *Jó, hogy megvagy, Isten-részecske. Én csak egy átlagember vagyok, aki nem ért téged.*
- Összeveszett a top-kvark a Higgs-bozonnal. A kvark elrohant, mert a bozon csak a tömegét emlegette, semmi mást nem mondott magáról.

Az utolsó vicc szakértelemről árulkodik, a Higgs-bozon ugyanis is arról nevezetes, hogy egyetlen jellemző tulajdonsága a tömeg, valamennyi egyéb részecskejellemzője (töltés és perdület) zérus értékű.

Néhány évvel ezelőtt egy fiatal angol hölgy, Katherine McAlpine (*Alpinekat*, magyarul kb. *Alpesi macska* művésznéven) néhány vidám kollégájával készített *Large Hadron Rap* címen egy klipet, és kitette a YouTube-ra [10]. Ő csodálkozott a legjobban a felvétel hihetetlen népszerűségén, 2012 márciusáig csaknem 8 millió internetező nézte meg. A dal vicces stílusban, de igencsak

pontosan leírja az LHC fizikáját, többek között a Higgs-bozon, az antianyag, a sötét anyag és az űsanyag keresését, illetve vizsgálatát.

Könyvemben először vázolom a részecskefizika elméletét: a részecskéket és kölcsönhatásaikat, majd a Higgs-bozont létrehozó mechanizmust. Mivel az utóbbi szimmetriasértésen alapul, és az elméletben minden más szimmetriákon, a bemutatást a szimmetriákkal kell kezdenem. Az elméleti fejezetet a Brout–Englert–Higgs-mechanizmusnak nevezett spontán szimmetriasértés leírása zárja; az adja a neutron és az atommag bomlását előidéző gyenge kölcsönhatás pontos matematikai leírását.

A fizika kísérleti tudomány. Az elmélet bemutatása után tehát vázolnom kell a részecskefizika kísérleti módszereit: a részecskegyorsítókat és -detektorokat, valamint az adatkezelés módszereit. Ezután jön a lényeg: a Higgs-részecske tulajdonságainak leírása, keresési módszerei és az eddig elért eredmények. Végül a zárszóban a kilátásokat foglalom össze. A könyv végén két függelék található: az elsőben (81. o.) a standard modell (némiéig véletlenszerűen kiválogatott) megalkotóinak életrajzát foglalom össze ábécésorrendben, a másodikban (125. o.) olyan részecskefizikai alapfogalmakat, amelyek könyvemben többször előfordulnak, de leírásuk megtörné a szöveg logikáját.

A fizikában általában, a részecskefizikában pedig különösen minden leírás a matematika nyelvén történik: egy elméletet akkor fogadunk el, ha annak egyenleteivel a kísérletileg mérhető mennyiségeket ki tudjuk számítani, és a számítások eredménye egyezik a mérésekével. A matematikai leírás alapvető szerepére kitűnő példa a kvantumfizika valószínűségi természete. Az atomi

pályákon az elektronok nem mozognak, hanem különböző pontokon különböző valószínűséggel tartózkodnak. Amikor egy pontszerű elektron repül, akkor a tér különböző pontjain különböző, időben változó valószínűséggel tartózkodik. Amikor keletkezik és amikor elnyelődik, pontszerű részecskeként kezelhető, de mozgása valószínűségi hullámként írható csak le, hiszen, például, úgy viselkedik, mintha egy fésű valamennyi részén egyidejűleg áthaladna. Ennek leírására a mindennapi életben használatos fogalmaink nem alkalmasak, de a matematikai egyenleteink minden az elektronokkal kapcsolatos, mérhető mennyiséget tökéletesen visszaadnak, tehát jól írják le azt. Egy orvos barátom, amikor fizikáról beszélgettünk, egyszer csak felkiáltott: *Hiszen nektek, fizikusoknak, mindig egyenletek motoszkálnak a fejetekben, amikor fizikáról beszéltek! Ezt mindig említsd meg, hogy értsék, miért küzdesz a szavakkal.*

Minden olyan elméletet, amely nem vezet mérhető eredményekre, (nem fizikai) spekulációnak tekintünk. Azoktól az amatőr fizikusoktól, akik azzal jelentkeznek, hogy új, a korábbiaknál jobb elméletet dolgoztak ki valamire, azt szoktuk kérdezni: hány jegy pontossággal egyeznek a számításai a mérések eredményeivel. Ugyanakkor persze könyvemben a matematikai levezetések nem fognak szerepelni: Stephen Hawking (97. o.) szerint minden egyes egyenlet felére csökkenti egy könyv eladhatóságát, de a világhálón, például a Wikipédiában is, az érdeklődő olvasó megtalálja őket tetszőleges mélységben. A részecskefizika meglehetősen bonyolult matematikai apparátusát hihetetlenül egyszerűvé, áttekinthetővé és szemléletessé teszi a *Richard Feynman* (92. o.)

által kidolgozott gráftechnika, amely az egyenleteket folyamat-ábrákká alakítja.

A részecskefizikai kutatóintézetek folyamatosan fejlesztik oktatóanyagukat. Érdeemes nézni a CERN angol nyelvű lapjait [11]. Nagyon sok érdekes blog is olvasható a részecskefizikáról angolul, itt csak néhány igazán hiteles forrásra említenék példát: sok részecskefizikus vesz részt a *Quantum Diaries (Kvantumnapló)* [12] és a *Science 2.0* [13] vezetésében, figyelemre méltó Jester [14] és Matthew Strassler blogja [15]. Az amerikai Particle Data Group (részecskefizikai adatok csoportja) is üzemeltet egy *Részecskeka-land (Particle Adventure)* című cikkgyűjteményt [16]. Magyarul Simon Tamás (origo) üzemeltet bloggyűjteményt a CERN főbb eseményeiről [17]. 2006 óta minden év augusztusában magyar nyelvű továbbképzést szervezünk hazai fizikatanárainknak a CERN-ben, azok lapjain [18] megtalálható az előadások teljes anyaga, videofelvétellel együtt.

Köszönöm Trócsányi Zoltánnak, kollégámnak és barátomnak a kézirat elolvasását és hasznos megjegyzéseit, valamint a Magyar Tudományos Akadémia Fizikai Osztályának e könyv megjelentetéséhez nyújtott erkölcsi és anyagi támogatását. A kutatómunkát az Országos Kutatási Alapprogramok (OTKA K103917 és K109703) támogatta.

1. fejezet

A standard modell

Mottó:

– Olvasd föl – parancsolta a Király a fehér Nyuszinak.

A fehér Nyuszi feltette pápaszemét.

– Hol kezdjem, felség? – kérdezte.

– Kezdd a kezdetén – mondta a Király –, és leghelyesebb, ha a végén végzed.

Lewis Carroll: *Alice Csodaországban*

(Kosztolányi Dezső fordítása)

1.1. Szimmetriák

A természet tele van szimmetriákkal, amelyek legnagyobb része elvonatkoztatás eredménye. Az emberi arc, például, közelítőleg szimmetrikusnak tekinthető egy függőleges síkra nézve, sőt az emberi test is bizonyos mértékig, de a belső szerveink már sokkal kevésbé. Az üres tér teljesen szimmetrikus, akármerről nézzük, ugyanazt látjuk. A gömb középponti szimmetriával rendelkezik, a kocka is szimmetrikus bizonyos forgatásokra nézve. Az épí-

tészet erősen kihasználja, hogy a szimmetriát általában szépnek látjuk, bár az osztrák Hundertwasser és a spanyol Gaudi harcolt ellene.

A szimmetriák a részecskefizikában még fontosabb szerepet játszanak, mint a kémiában vagy a szilárdtestfizikában. Amíg az utóbbiakban az anyagok fontos tulajdonságai vezethetők vissza a különböző atomi, molekula- és kristályrács-szimmetriákra, a részecskefizikában gyakorlatilag minden a szimmetriákkal (vagy azok sérülésével) kapcsolatos: a megmaradási törvények, a kölcsönhatások, sőt a részecskék tömege is. A szimmetriák alapvető szerepét a mikrofizikában *Wigner Jenő* (118. o.) tisztázta, és azért 1963-ban megkapta a fizikai Nobel-díjat. A részecskefizika tárgyalását tehát mindig a szimmetriáknál kell kezdenünk. Mivel a szimmetriák abban nyilvánulnak meg, hogy a fizikai rendszer mérhető tulajdonságai nem változnak meg bizonyos változások, transzformációk hatására, azokat más szóval *invarianciáknak* is hívjuk.

A kvantummechanika remekül működik az atomok szintjén, az atomi energiák környékén tetszőleges pontossággal kiszámíthatók vele a különböző gerjesztési és ütközési folyamatok valószínűségei. Nagyobb energián azonban a részecskék egymásba alakulnak, részecske és antirészecske kölcsönösen megsemmisíthetik egymást, sugárzássá alakulva annihilálhatnak, és egy nagy energiájú foton egy atommag elektromágneses terében részecske-antirészecske párt kelthet. Ezek a folyamatok túllépik a kvantummechanika kereteit. A *kvantumtérelmélet* a részecskéket energiacsomagként írja le, amelyek egymással kölcsönhatásban, a megmaradási törvények tiszteletben tartása mellett átalakulhatnak.

Ezen a ponton lépnek be a képbe a szimmetriák. *Emmy Noether* (105. o.) német matematikusnő ismerte fel 1915-ben, hogy fizikai világunk alapvető szimmetriái vezetnek a megmaradási törvényeinkhez. A Noether-tétel kimondja, hogy ha egy fizikai rendszer rendelkezik valamilyen folytonos szimmetriával, akkor ahhoz megmaradó mennyiség tartozik. Ezek a szimmetriák a fizikai jelenségeket leíró egyenletek különböző transzformációkkal szembeni invarianciájaként jelentkeznek, ami magyarrá fordítva egyszerűen azt jelenti, hogy a szimmetriával rendelkező feltételek változásakor az egyenletekből származtatható fizikai mennyiségek nem változnak meg. Az energia és a lendület megmaradása levezethető abból a kézenfekvő szimmetriából, hogy a fizikai törvények nem függhetnek attól, hol vesszük fel az időskálánk és koordináta-rendszerünk kezdőpontját, az impulzusmomentum megmaradása pedig a koordináta-rendszerünk tetszőleges szöggel való elfordíthatóságának következménye. Az elektrodinamika egyenletei, a Maxwell-egyenletek *mértékszimetriája* – amely az elektrosztatikus tér esetében a potenciál nullapontjának szabad választását jelenti – vezet az elektromos töltés megmaradásához, az anyagi részecskék, a *fermionok* (1.6. fejezet) mozgását leíró *Dirac-egyenlet* (128. o.) hasonló szimmetriája pedig általában a fermionok számának megmaradásához. Ez a mértékszimetriából következő megmaradási törvény általános esetben azt a látszólag magától értetődő dolgot jelenti, hogy a megmaradó mennyiség (például töltés) változása vezet annak áramlásához. Ezt a *kontinuitási feltételt* matematikailag olyan négy komponensű áramvektorral írjuk le, ahol az áram szokásos háromdimenziós vektorához hozzáteszünk egy negyedik vagy nul-

ladik összetevőt, amely az áram forrását, elektromosság esetén az elektromos töltést írja le. A Noether-tétel általánosabb megfogalmazásában tehát úgy hangzik, hogy ha egy rendszer folytonos szimmetriatulajdonsággal rendelkezik, akkor ahhoz hozzárendelhető egy megmaradó négyes áram.

A Noether-tételnek köszönhetjük, hogy a mai részecskefizika a részecskék kölcsönhatását áramok segítségével írja le, amely áramok egyaránt folyhatnak térben és időben. A pozitron-annihilációt, azaz pozitron és elektron szétsugárzását fotonpárra, ennek megfelelően úgy írhatjuk le, mintha egy időben folyó elektronáram kibocsátana két fotont, azaz bejönne a képbe egy elektron, kibocsátana két fotont, majd térben és időben ellenkező irányban *kihátrálna* a képből. A matematikai leírás egyenértékű a Compton-szórásával, amikor is egy elektron elnyel egy fotont, majd kibocsátja, csak akkor az elektronáram térben történik, azaz a háromdimenziós terünk két pontja környékén, és időben *előre*, nem pedig időben oda-vissza.

1.2. Elemi részecskék

A természet megismerésének egyik iránya: egyre mélyebbre hatolni az anyag szerkezetében. Ennek során, minden nagyobb lépés eredményeképpen újabb, oszthatatlannak hitt *elemi* részecskék jelentek meg: Démokritosz négy atomja (*a-tom* = oszthatatlan), Dalton és Mengyelejev elemei, atomjai, Rutherford atommagja, majd az ún. elemi részecskék, amelyek közül a legismer-

tebb az elektron, a proton és a neutron, bár – amint később meg-
látjuk – az utóbbi kettő egyáltalán nem elemi.

Tárgy	méret, m	energia
kicsi	10^{-3}	
baktérium	10^{-5}	
λ (fény)	10^{-7}	1 eV
atom	10^{-10}	1 keV
atommag	10^{-14}	1 GeV
elektron	$< 10^{-18}$	>1 TeV

1. táblázat. Nagyobb energiájú vizsgáló szonda rövidebb hullám-
hosszal rendelkezik és apróbb részletek, azaz mélyebb szerkezeti ele-
mek tanulmányozását teszi lehetővé.

Az energia annyira alapvető a részecskefizikában, hogy néha egyszerűbb az egészen kis távolságokat és rövid időket is energi-
ában kifejezni. Ehhez olyan egységrendszert választunk, amely-
ben a vákuumbeli fénysebesség és a redukált Planck-állandó egy-
ségnyi: ezzel kapcsoljuk össze az energiát és lendületet a távol-
sággal és az idővel (2. táblázat).

A kísérleti részecskefizikát *nagyenergiás* fizikának is nevezik,
hiszen nagyobb energiájú szondarészecske de Broglie elvének
megfelelően rövidebb hullámhosszal rendelkezik, tehát a tanul-
mányozott fizikai rendszer kisebb részleteire lesz érzékeny. A ré-
szecskék energiáját általában elektronvoltban (eV) mérjük. 1 eV
az a mozgási energia, amelyet egységnyi töltésű részecske 1 V
potenciálkülönbség *átszelése* során szerez; nagyobb egységei a ki-

Mennyiség	MKS	részecskefizika	természetes egység	$\hbar = 1, c = 1$
Tömeg	1 kg	$5.61 \cdot 10^{26}$ GeV	GeV/c^2	GeV
Távolság	1 m	$5.07 \cdot 10^{15}$ GeV ⁻¹	$\hbar c/\text{GeV}$	1/GeV
Idő	1 s	$1.52 \cdot 10^{24}$ GeV ⁻¹	\hbar/GeV	1/GeV
Elektromos töltés	$e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C	$\sqrt{4\pi\epsilon_0\alpha\hbar c}$	$\sqrt{4\pi\epsilon_0\hbar c\alpha}$	$\sqrt{4\pi\epsilon_0\alpha}$

2. táblázat. A részecskefizika természetes egységei a hivatalos MKS rendszerből származtatva. c a vákuumbeli fénysebesség, $\hbar = h/(2\pi)$ a redukált Planck-állandó, $\alpha = 1/137$ a finomszerkezeti állandó és $\epsilon_0 = 8.8 \cdot 10^{-12}$ F/m a vákuum elektromos permittivitása.

lo-, mega-, giga- és teraelektronvolt: $1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$, $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$, $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$ és $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$. Amint az az 1. táblázatban látszik, a néhány száz nanométeres hullámhosszú látható fény energiája eV-os, a röntgensugaraké keV-es, az atommagok bomlásánál felszabaduló részecskéké pedig MeV-es nagyságrendű. A részecskereakciók leírásához már GeV-ek kellenek, és a Higgs-bozon felfedezéséhez már a CERN óriási LHC részecskegyorsítójának 4 TeV-es protonnyalábjait kellett egymással ütköztetni.

1.3. Kvantumszámok

A kvantumelmélet értelmében nagyon sok olyan mennyiség, amely a köznapi, nagy méretek világában folytonos, a mikrovilágban csak bizonyos, meghatározott adagokban létezhet. A részecskéket ilyen kvantumos tulajdonságok, *kvantumszámok* jellemzik. A legismertebb ilyen mennyiség az elektromos töltés, amelyből az elektron és a proton egységnyit, a neutron és a foton zérust hordoz, de vannak többszörös töltésű részecskék is, mint például a Δ^{++} részecske. Az erős kölcsönhatásban részt vevő részecskék alkatrészei, a kvarkok ugyan tört, $1/3$ és $2/3$ elektron-töltéssel rendelkeznek, viszont szabadon nem létezhetnek. Hasonlóan kvantumos mennyiség az impulzusmomentum, amely a $\hbar = h/(2\pi)$ redukált Planck-állandó többszörösének megfelelő értékeket vehet csak fel.

Ahogy a részecskék világa gazdagodott, úgy kellett a jellemzésükre mind több kvantumszámot bevezetni. Megmaradó meny-

nyiség, például, a fermionok száma, de a barionoké és a leptonoké külön-külön megmarad, ezért bomlik a neutron egy protonra, egy leptonra és egy antileptonra: $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ (az antirészecskéket általában felülvonással különböztetjük meg a részecskéktől, ha az a töltésük előjeléből nem derül ki). A fenti reakcióban többféle kvantumszám is megmarad: egyebek mellett a barionok száma (1), a leptonoké (0), valamint az elektromos töltésé (0). Majd látni fogjuk, hogy a Higgs-bozon egyik legnagyobb furcsasága éppen abban rejlik, hogy valamennyi kvantumszáma zérus.

1.4. Tükrözési szimmetriák

A Noether-tétel a megmaradási törvényeket a folytonos szimmetriákkal kapcsolja össze. Vannak azonban diszkrét szimmetriák is a részecskefizikában, a legfontosabbak közülük a tükrözésiek.

A fizikai állapotfüggvények általában párosak vagy páratlanok, azaz a koordináta-rendszer tükrözésekor vagy előjelet váltanak, vagy nem, de más változást nem szenvednek. Könnyű belátni (2. ábra), hogy a háromdimenziós koordináta-rendszerünk mindhárom tengelyének tükrözése azzal egyenértékű, mintha csak az egyiket tükröztük volna, azaz mintha a jobbkézes Descartes-féle rendszerről balkezésre térnénk át. Ezt a tükrözést paritástükrözésnek hívjuk, hiszen annak felel meg, mintha a függvényünk párosságát változtatnánk meg. Ha a rendszerünk függvénye ekkor előjelet vált, akkor negatív paritású, ha nem, akkor

pozitív. A térbeli vektorok tértükrözéskor nyilvánvalóan előjelet váltanak, de a forgatással kapcsolatos axiálvektorok viszont nem. Az r helyvektort tükröző paritásoperátort P -vel jelöljük: ha a $\psi(r, t)$ függvény által leírt rendszerünk *paritás-sajátállapotban* van, akkor $P\psi(r, t) = \pm\psi(-r, t)$. Összetett rendszerek paritását a részek szorzata adja.

Tükrözhetjük a fizikai rendszerünkben szereplő részecskék töltését is (jelölése C , mint *charge*), olyankor egy ψ állapotfüggvényű részecskéből egyébként ugyanolyan állapotban levő $\bar{\psi}$ antirészecskét csinálunk. Töltés-sajátállapotban, természetesen, csak elektromosan semleges rendszer lehet, hiszen csak azokra lehet érvényes a $C\psi(r, t) = \pm\bar{\psi}(r, t)$ egyenlőség. Ugyanakkor nem várjuk, hogy a jelenségek drámaian megváltozzanak a töltések tükrözésekor, hiszen két pozitív töltés ugyanolyan kölcsönhatásban van egymással, mint két negatív; két ellentétes töltésű és azonos tömegű részecske felcserélése pedig a mozgásirányokon kívül semmin nem változtat.

Végül, természetesen, tükrözhetjük az időkoordinátát is, megfelelően jó állapotfüggvény esetén akkor $T\psi(r, t) = \pm\psi(r, -t)$. Erről is az az ember érzése, hogy nem szabad drámaian megváltoztatnia két részecske ütközésének lefolyását, hiszen mindkét irányban ugyanazok a törvények szabályozzák a reakciót.

Rendkívül fontos térelméleti tétel a CPT -invariancia elve (127. o.), amely kimondja, hogy a fizikai rendszerek mérhető tulajdonságai nem változhatnak meg attól, ha egyidejűleg mindhárom tükrözést végrehajtjuk. A CPT -invariancia teszi lehetővé a Feynman-féle gráftechnika alkalmazását, és kimondja anyag és antianyag egyenértékűségét, amelyet a kísérletek igen nagy pontossággal igazoltak.

1.5. Perdület (spin)

Az elemi részecskéket különféle szempontok szerint osztályozzuk. A legfontosabb a spin vagy perdület, azaz a részecske saját impulzusmomentuma. Egy R sugarú körpályán V sebességgel mozgó, M tömegű test impulzusmomentuma MVR . A spin nem kapcsolható a részecskék forgásához, de hozzáadódik más eredetű impulzusmomentumokhoz, az atomokban például a pályamomentumhoz. Nagyságának természetes egysége a redukált Planck-állandó, $\hbar = h/(2\pi)$, ebben mérve a feles spinű ($S = \frac{1}{2}; \frac{3}{2}; \frac{5}{2} \dots$) *fermionok* és az egész spinű ($S = 0; 1; 2 \dots$) *bozonok* szimmetria- és egyéb alapvető tulajdonságai erősen különböznek. A nevüket *Enrico Fermi* (91. o.) és *Satyendra Nath Bose* (82. o.) neve után kapták.

A részecskék perdülete furcsa szerzet; habár hozzáadódik a részecskék hagyományosabbnak tekinthető *pályamomentumához*, amely a különböző atomi pályákon elhelyezkedő (de nem igazán keringő) elektronok alapján kapta a nevét, az elektron esetén csak két fizikai *sajátállapota* van: vagy jobbra forog (azaz a spinje felfelé mutat), vagy balra (lefelé), és ez vezet a spin igencsak különös szimmetriatulajdonságaihoz (125. o.).

1.6. Fermionok és bozonok

Elemi részecskéink tehát fermionok és bozonok: a nehéz részecskéket (mint például a protont, a neutront vagy a piont) alkotó kvarkok, valamint a leptonok (mint az elektron, a müon és a neutrínók) $S = \frac{1}{2}$ spinű fermionok (3. táblázat), a kölcsönha-

tást közvetítő részecskék pedig (mint például a foton) $S = 1$ spinű bozonok. Idekapcsolódik a mikrovilág egyik legfontosabb szimmetriatörvénye: fermionok felcserélésekor a rendszer állapotfüggvénye előjelet vált, ezért nem lehet két azonos fermion ugyanabban a kvantumállapotban (ez a kizárási elv, amelyért *Wolfgang Pauli* (107. o.) 1945-ben Nobel-díjat kapott), hiszen akkor az előjelet váltó függvény nem változna meg, tehát pontosan nullának kell lennie. Ennek következtében töltenek fel az atomi elektronok egyre növekvő energiájú *energiahéjakat*, és ez akadályozza meg azt, hogy az atomok az anyagban és a nukleonok az atommagban egymásba hatoljanak; az előbbi biztosít makroszkopikus formát tárgyainknak. Két bozon felcserélése nem vezet előjelváltáshoz, a bozonok ezért kondenzálódhatnak azonos kvantumállapotban. Ebből következik az is, hogy a fermionok száma megmarad, ellenben bozonokat *büntetlenül* kelthetünk vagy elnyelhetünk: egy lámpa akárhány látható bozont (fotont) kisugározhat és egy vevőantenna akárhányat elnyelhet, csak az energia és az impulzus megmaradását kell biztosítanunk. Ugyanakkor a lámpát felizzító elektront, amely fermion, valahonnan oda kell vinnünk és dolga végeztével valahová el kell vezetnünk.

A fentiekből következik a fermionok és bozonok különböző szerepe a természetben: az elemi fermionok, a kvarkok és a leptonok az anyagot alkotó részecskék, a kölcsönhatásokat viszont elemi bozonok közvetítik. Itt az *elemi* azt jelenti, hogy a részecske szerkezet nélküli. Ebben az értelemben az elektron és a neutrínó elemiek, de a proton és a neutron nem: azoknak véges kiterjedése és belső szerkezete van, kvarkokból állnak.

A spin és a szimmetriatulajdonságok összefüggése nem csak az elemi részecskékre igaz, hiszen a nukleonok ugyanúgy energiahéjakat töltenek az atommagban, mint az elektronok az atomhéjban, sőt még az atomok között is hasonló jelenségek tapasztalhatók, hiszen az egész spinű atomok is kondenzálódnak, és a feles spinűek a Pauli-féle kizárási elv miatt, csapdában, egészen alacsony hőmérsékleten kristályoshoz hasonló állapotba kerülnek.

1.7. Izospin

Az addig eleminek gondolt részecskék összetett voltára utaló egyik legkorábbi eredmény az *izospin* felfedezése volt. A neutron és a proton, a töltésüktől eltekintve, nagyon hasonló részecskék: a tömegük is szinte egészen pontosan azonos, a neutroné energiaegységben mindössze 1,3 MeV-vel, 4%-kal nagyobb. Ez indította *Werner Heisenberget* (99. o.) a *nukleon* és az *izospin* fogalmának bevezetésére. A nukleonnak két lehetséges kvantumállapota van, a proton és a neutron, egy új kvantumszámmal, amelyet izospinnek hívnak, mert szimmetriatulajdonságai a perdületéhez (spin) hasonlóak (126. o.). Egy z-irányú mágneses mezőben az elektron $J = \frac{1}{2}$ perdülete vagy a térerő irányába mutat, azaz *felfelé*, és akkor a z-komponense $J_z(e) = +\frac{1}{2}$, vagy ellenkező irányba, *lefelé*, és akkor $J_z(e) = -\frac{1}{2}$. A nukleon izospinje $I = \frac{1}{2}$, a protonhoz rendeljük a felfelé mutatót, tehát a 3. komponense $I_3(p) = +\frac{1}{2}$, neutronhoz pedig a lefelé mutatót, $I_3(n) = -\frac{1}{2}$.

1.8. Kölcsönhatások

A részecskék másik osztályozási szempontja az, hogy a jelenleg ismert három alapvető kölcsönhatás, az elektromágneses, a gyenge és az erős közül melyekben vesznek részt. Valamennyi részecskére hat ugyan a gravitáció, de szerepe csak csillagászati szinten jelentős, laboratóriumi szinten elhanyagolhatjuk. Ugyancsak minden részecskére hat a gyenge, és minden töltéssel vagy mágneses momentummal rendelkezőre az elektromágneses kölcsönhatás. Az erős kölcsönhatásban részt vevő részecskéket *hadronoknak*, köztük a fermionokat *barionoknak*, a bozonokat pedig *mezonoknak* hívjuk. Az erős kölcsönhatásban részt nem vevő részecskék a *leptonok*. A nevek a kezdetben megfigyelt részecskék tömegéből erednek: a leptonok (pl. az elektron) könnyűek, a mezonok közepes tömegűek¹ (például a pion, a legkönnyebb mezon tömege $m_\pi \sim 139 \text{ MeV}/c^2$, az elektron tömegének, $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$, 273-szorosa), amíg a barionok (proton, neutron) nehéz részecskék ($m_p = 938 \text{ MeV}/c^2 = 1836 m_e$).

1.9. Kvarkmodell

A kvarkmodellt *Murray Gell-Mann* (94. o.) dolgozta ki több lépésben, eljutva egészen a kvarkok színéig és a kvarkok kölcsönhatását leíró kvantum-szindinamikáig (Nobel-díj, 1969). A kvarkokat vele egyidejűleg *George Zweig* is bevezette (ászoknak nevezve őket), de Gell-Mann elnevezése ragadt rájuk.

¹Az Einstein-féle tömegformula, $E = mc^2$, értelmében a részecskék tömegét energiával fejezzük ki.

A körülöttünk levő anyagot atomok alkotják. Az atomok tömegének túlnyomó része az atommagban található, amely protonokból és neutronokból áll, azok pedig kvarkokból. Elemi fermionjainkat a 3. táblázat listázza. Három fermioncsalád van, alapos kísérleti tapasztalat szerint nincs is több.

	1. család	2. család	3. család	töltés
Leptonok	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$
Kvarkok	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\begin{matrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix}$

3. táblázat. Az alapvető fermionok három családja. Az utolsó oszlopban az elektromos töltést az elemi töltésegység többszörösével fejezzük ki. A 2. és 3. család részecskéi az 1. család könnyebb részecskéire bomlanak, és csak a legkönnyebbek stabilak: a neutrínók, az elektron és az (uud) összetételű proton.

Az alapvető fermionok pontszerűek és szerkezet nélküliek. A kvarkok jelölése az angol nevük kezdőbetűje: u (up, fent), d (down, lent), c (charm, báj), s (strange, furcsa, de magyarrá *ritkának* fordították), t (top, magas) és b (bottom, mély). A hozzájuk tartozó három leptonpár az elektron, a müon és a tau-lepton a neutrínóikkal. A gyenge kölcsönhatás párokba (dublettekbe) rendezi a fermionokat, és keveri a kvarkállapotokat, ez utóbbit jelölik a vesszők (d', s', b'). A dublettekben a felső kvarkok u, c és

t, az alsók d, s és b. Az u- és d-kvark onnan kapta a nevét, hogy kiderült, ők *hozzák* a proton és neutron izospinjét: az u-kvarké mutat felfelé (*up*), a d-é lefelé (*down*). Ugyancsak a gyenge kölcsönhatás furcsasága, hogy a balra polarizált részecskéket (ezt jelöli az L, *left*) és a jobbra polarizált antirészecskéket (R, *right*) *kedveli*, elsősorban azokra hat. Az antifermionok a 3. táblázatban nem szerepelnek, azok ugyanolyan táblázatot alkotnak, ellentétes töltésekkel.

Földi világunk anyaga az első családra épül. Atomjaink atommagból és a körülöttük pályákon elhelyezkedő elektronokból állnak, az atommag protonja és neutronja pedig az u-kvarkot és a d-kvarkot tartalmazza. Habár rendkívül kis tömegük miatt járulékok a világegyetem összes tömegéhez elhanyagolható, a neutrínók száma elképesztően nagy, hiszen az ősrobbanás óta folyamatosan keletkeznek, és nincs náluk könnyebb részecske, amelyre elbomolhatnának: az ujjunk hegyén másodpercenként sok milliárd neutrínó repül át.

1.10. Elemi kölcsönhatások

A laboratóriumi körülmények között elhanyagolható erősségű gravitációról elfeledkezve, a részecskefizikában három kölcsönhatásról szoktunk beszélni, alapvető tulajdonságaikat a 4. táblázatban összegezzük.

Kölcsön- hatás	relatív erősség	közvetítő bozon	tömeg GeV/c ²
Erős	1	8 gluon	0
Elektromágneses	10 ⁻²	foton	0
Gyenge	10 ⁻⁷	W [±]	80
		Z ⁰	91

4. táblázat. A három alapvető kölcsönhatás a közvetítő bozonokkal

1.11. Bozonok

Amint már említettük, a standard modell szerint a kölcsönhatásokat elemi bozonok közvetítik. Két részecske találkozásakor az egyik kibocsát egy bozont, a másik pedig elnyeli, így cserélnek energiát, impulzust és más fizikai mennyiségeket, például töltést. Az *elektromágneses* kölcsönhatást a nulla tömegű γ *foton* közvetíti; az atommag bomlásait vezérlő *gyenge* kölcsönhatást a három nagy tömegű *gyenge* bozon: az elektromos töltéssel rendelkező W^+ és W^- , valamint a semleges Z^0 ; az atommagot és a kvarkokat a hadronokban összetartó *erős* kölcsönhatást pedig az ugyancsak tömeg nélküli *gluonok*. Az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás forrása a kétféle elektromos töltés, amelyet a foton nem hordoz, a W^\pm bozonok viszont igen. Az erős kölcsönhatás forrása a kvarkok háromállapotú töltése, amelyet a színlátás három alapszínével való analógia alapján színtöltésnek hívunk; a természetben csak a kétféle lehetséges *színtelen* színekombináció: a szín+antiszín és a három alapszín egyenletes keveréke for-

dulhat elő (a természet *színvak*). Ennek megfelelően a kvarkok csak kétféle kombinációban létezhetnek, a három szín (R, G, B) egyenlő keverékében, ezek a (qqq) állapotok, a barionok, vagy kvark+antikvark, ($\bar{q}q'$) állapotban, azok a mezonok. Az antikvarkok színét a kiegészítő színnel (antiszín) azonosítva, ezek az állapotok fehérek vagy színtelenek.

A cserebozon nincs okvetlenül sajátállapotban (azaz a részecske szabad mozgásának állapotában, 130. o.), a Heisenberg-féle határozatlansági reláció ugyanis nagyon rövid időkre és nagyon kis távolságokon megenged bizonyos eltéréseket a megmaradási törvényektől, de ezt kis bomlási valószínűségekkel bünteti. Így él sokáig a neutron, hiszen a bomlásánál felszabaduló, mintegy 1,3 MeV energiát a hatvanezerszer nehezebb W-bozon kénytelen közvetíteni.

A foton nem hordozza az elektromos töltést, a gyenge kölcsönhatást közvetítő társai, W^+ és W^- azonban igen, és a gluon is hordozza a kvarkok színtöltését. Emiatt a gyenge bozonok és a gluonok saját magukkal és egymással is kölcsönhatásba lépnek, bár a fotonok nem, vagy csak áttételesen (130. o.). Mivel a gluon színtöltést cserél a kvarkok között, egy-egy gluon kétfélét hordoz a három szín közül, de a 3×3 lehetséges színállapot közül az egyik, a három színtöltés egyenletes keverékét tartalmazó, tehát színt nem közvetítő, *színtelen állapot* kiesik, így 8 lesz a gluonok száma. A többi kölcsönhatással ellentétben az erős kölcsönhatás a távolsággal nő, tehát nem lehet a kvarkokat a hadronokból kiszabadítani, mert az energiájuk végtelenné válna.

A kvarkbezárás következményeként az egyébként elvben végtelen hatótávolságú erős kölcsönhatás hatótávolsága gyakorlati-

lag igencsak véges; mintegy 1 fm, azaz 10^{-15} m, az atommag méretéhez közeli. Az atommagot tehát az erős kölcsönhatásnak a nukleonokból *kilógó* része tartja össze, hasonlóan a kémiai kötéshez, amely a töltött részecskéket tartalmazó semleges atomokból kilógó elektromágneses potenciál következménye. A véges tömegű bozonok által közvetített kölcsönhatás hatótávolsága fordítottan arányos a közvetítő bozon tömegével (ezt Yukawa-potenciálnak hívjuk, 129. o.), és az a bizonyos 1 fm-nek megfelelő energia igen közeli a legkönnyebb mezon, a pion tömegéhez (140 MeV). Emiatt sokáig azt hitték, hogy a magerőket a pion közvetíti, és az még ma is jó közelítésnek számít.

2. fejezet

Sérülő szimmetriák

Mottó:

– Ha már a dombnál tartunk – vágott közbe a Királynő –, én tudnék neked olyan dombokat mutatni, amelyekhez képest ez völgy.

– Ugyan már – mondta Alice [...] –, a domb sohasem lehet völgy.

Ez butaság..

A Fekete Királynő megrázta a fejét.

– Nyugodtan nevezheted butaságnak, ha úgy tetszik – mondta –, de én hallottam már akkora butaságot, hogy ahhoz képest ez olyan értelmes, mint egy lexikon.

Lewis Carroll: *Alice Tükkörországban*

(Révbíró Tamás fordítása)

2.1. Mértékelmélet

A részecskefizika elmélete, a standard modell az alapvető kölcsönhatásokat lokális, azaz helyről helyre meghatározott törvényszerűség szerint változó szimmetriák segítségével származtatja [4]. A legismertebb ilyen szimmetria az elektrosztatikus potenciálé: az energia, amelyet egy elektron nyer az elektromos térben,

csak a pályája kezdeti és végpontja közötti potenciálok *különbségétől* függ, a potenciálok aktuális értékétől nem, a potenciál nullapontját tehát akárhol felvehetjük, az észlelt fizikai jelenséget, az elektron mozgását az nem befolyásolja. A kölcsönhatásoknak azt a tulajdonságát, hogy az erőterük potenciálját bizonyos mértékig szabadon választhatjuk meg, mértékszimetriának vagy mértékinvarianciának hívjuk, a kölcsönhatások ezen alapuló elméletét pedig mértékelméletnek.

Ezek a szimetriák nem engedik, hogy tömegük legyen az elemi részecskéknek, a kvarkoknak és leptonoknak, valamint a kölcsönhatásaikat közvetítő mértékbozonoknak, az ugyanis sértené a kölcsönhatást létrehozó szimetriát. A mérési adatok szerint azonban a fermionok, sőt a gyenge kölcsönhatást közvetítő gyenge bozonok is rendelkeznek tömeggel, a lokális mértékszimetria tehát, ha valamilyen értelemben egyáltalán igaz is, biztosan sérül. Az erős és az elektromágneses kölcsönhatás pontosan leírható ilyen mértékszimetriákkal, hiszen közvetítők, a foton és a 8 gluon, zérus tömegűek. Habár a gyenge kölcsönhatásra ez nem igaz, a részecskék bomlására nyert kísérleti adatok arra valának, hogy a három (zérus tömegű) közvetítő bozont eredményező lokális mértékszimetriának alkalmazhatónak illene lennie a gyenge kölcsönhatásra, meg kell próbálnunk tehát a mértékelméletet a gyenge kölcsönhatásra is alkalmazni, figyelembe véve a szimetriája sérülését.

2.2. Sérülő szimmetriák

A mikrofizikában többféle sérülő szimmetria is ismeretes. Erre joggal mondhatnánk, hogy ha egy szimmetria sérül, akkor igazából nem is létezik. Ezt a kijelentést úgy lehet finomítani, hogy az erős és elektromágneses kölcsönhatás több olyan szimmetriát is tisztel, amelyet a gyenge kölcsönhatás nem.

A legismertebb a paritássértés (134. o.). A fizikai állapotfüggvények általában párosak vagy páratlanok, azaz a koordináta-rendszer tükrözésekor vagy előjelet váltanak, vagy nem (1.4. fejezet). Ha egy karórát úgy építünk meg, hogy a tervrajzát tükörben nézzük, azaz tükrözzük, valószínűleg pontosan jár majd, legfeljebb a mutatója forog az ellenkező irányban és a számai/betűi lesznek az általunk megszokottak tükörképei. Sokáig azt hittük, hogy a fizika valamennyi törvénye tükörszimmetrikus, azaz a paritás megmarad, a kölcsönhatások nem változtatják meg egy fizikai rendszer állapotfüggvényének ezt a tulajdonságát, azaz a párosságát. Azt, hogy a paritás megmaradását a gyenge kölcsönhatás sérti, az addigi kísérleti tapasztalat alapján Lee (104. o.) és Yang (122. o.) 1956-ban feltételezte és konkrét kísérleti ellenőrzést javasolt rá, majd utána Wu asszony (121. o.) és Lederman (103. o.) 1957-ben kísérletileg bizonyította. Lee és Yang azonnal, még abban az évben megkapta a Nobel-díjat.

A paritássértés felfedezése sokkolta a fizikusvilágot: kiderült, hogy a gyenge kölcsönhatás a mozgásirányukkal szembe mutató perdületű (spinű), azaz közkeletű kifejezéssel *balra polarizált* részecskéket, és a mozgás irányába mutató perdületű, *jobbra polarizált* antirészecskéket kedveli, azaz azokra hat, a tükörszim-

metriát tehát maximálisan, a lehető legnagyobb mértékben sérti. Amikor ezt Wolfgang Pauli (107. o.) megtudta, azt mondta: „*Nem tudom elhinni, hogy Isten gyenge balkezes!*”.

A gyenge kölcsönhatás paritássértő elmélete még jól leírható mértékkölcsönhatással, csak a részecskék állapotát kell megfelelően ábrázolni. A baj az, hogy a gyenge kölcsönhatás szempontjából kétféle elektron létezik: egy balra polarizált, amelyre hat, és egy jobbkezes, amelyre nem; és habár a kettő nyilvánvalóan ugyanaz a részecske, az elektromágneses tér egyiket a másikba tudja forgatni, mégis különbözők lesznek a gyenge kölcsönhatás számára, és a tömegüket emiatt nem lehet azonosra összehozni. Tehát a gyenge kölcsönhatás körül több baj is van: elméletében nincs helye sem a nehéz közvetítő bozonok, sem a fermionok tömegének.

Mint korábban írtuk, a *CPT*-szimmetriát abszolútnak feltételezzük, és ezt minden kísérleti tény alátámasztja. Visszatérve a mutatós karóra példájára, a térbeli (P) tükrözés a jobb-bal cserét jelenti, a töltéstükrözés (C) azt, hogy az órát antianyagból csináljuk, az időtükrözés (T) pedig azt, mintha az óra mozgását rögzítő videofelvételt ellenkező irányban játszanánk le. A paritássértés felfedezése után sokáig azt hitték, hogy a *CP*-szimmetria, tehát a fizikai törvények változatlansága a töltés és paritás egyidejű tükrözésével szemben általános érvényű; egészen 1964-ig, amikor Cronin és Fitch (Nobel-díj, 1980) felfedezték, hogy a gyenge kölcsönhatás azt is sérti, ha nem is maximálisan, mint a paritást, csak egy icipicit.

A *CP*-sértés elvi lehetőséget nyújt arra, hogy megkülönböztessük a világot és antivilágot, és valószínűleg kapcsolatban van

a világegyetem anyag-antianyag aszimmetriájával: azzal, hogy nem látunk antianyagból álló galaxisokat. Ha lennének ugyanis antianyagból álló csillagrendszerek, azok antirészecskéket sugároznának. A galaxisok és antigalaxisok határán, ahol az egyik galaxis kibocsátotta részecskék a másik anyagával találkoznak, erős annihilációs sugárzási zónát kellene látnunk, de a csillagászok sehol sem észlelnek ilyen jelenséget.

2.3. Spontán szimmetriasértés

A standard modell megszületése előtt a részecskefizika két megoldhatatlannak látszó elméleti nehézséggel küszködött. Az egyik a tömegek hiánya volt, a másik pedig az, hogy bizonyos részecske-keütkezési folyamatok valószínűségének, *hatáskeresztmetszetének* (132. o.) számításánál nem fizikai végtelen tagok jelennek meg, amelyek matematikai kezelése nemigen lehetséges egy 0 spinű (*skalár*) részecske létezése nélkül. Az elektroyenge kölcsönhatás kvantumszerkezetének tisztázásáért *Gerardus t'Hooft* (112. o.) és *Martinus J. G. Veltman* (115. o.) holland fizikusok kapták az 1999-es fizikai Nobel-díjat.

A Peter Higgs (101. o.) és vele egyidejűleg, de tőle függetlenül mások által is javasolt spontán szimmetriasértési BEH- (Brout–Englert–Higgs-) mechanizmus¹ a részecskefizika elméletének, a standard modellnek számos problémáját megoldja. Létrehozza többek között a gyenge kölcsönhatást létrehozó lokális szimmetria sértésével a kölcsönhatást közvetítő részecskék tömegét, lehe-

¹Igazából Anderson–Englert–Brout–Higgs–Guralnik–Hagen–Kibble-mechanizmusnak illenék nevezni azokról, akik 1963–64-ben bevezették.

tővé teszi az alapvető anyagi részecskék, a leptonok és a kvarkok tömegének létrejöttét, és – mintegy melléktermékként – megteremti a Higgs-bozont, ezt az igen furcsa, hipotetikus részecskét, az elmélet hőn áhított skaláris részecskéjét. A standard modell egyetlen négykomponensű (négy független összetevőből álló) BEH-mezőt feltételez, a négy szabadsági fokból hármat elvesz a három gyenge mértékbozon tömege, a negyedik adja a Higgs-bozont. Óriási dolog volt annak idején, hogy a gyenge bozonok tömegét azonnal ki lehetett számítani a BEH-mechanizmus segítségével, és évekkel később a kísérlet azt megerősítette.

A spontán szimmetriasértést legegyszerűbb a mexikói kalappal, a sombreroval illusztrálnunk (3. ábra). Az tökéletesen hengersizimmetrikus, és elvben azzal sem rontjuk el a szimmetriáját, ha a csúcspontjára helyezünk egy golyót. Ez az állapot azonban nem lesz stabil, stabil állapotot a rendszer csak akkor talál, amikor a golyó legurul valahova a völgybe. Az természetesen véletlenszerű, hogy konkrétan hova gurul, de akárhol áll meg, megbontja a hengersizimmetriát. A szimmetriát a rendszer tehát spontán megsérti. Hasonló helyzet áll elő, ha egy kötőtű hosszában megnyomunk: valamire elhajlik, és azzal megbontja az eredeti szimmetriáját, pedig mind a kötőtű, mind pedig a rá ható erő tökéletesen hengersizimmetrikus. A hengersizimmetriából csak annyi marad, hogy a potenciálvölgyben a részecske erőhatás nélkül mozoghat. A fizika igazi nyelvén, tehát matematikailag ezt úgy fejezzük ki, hogy a rendszernek nem stabil a nulla potenciálú állapota, tehát nem nulla a vákuumbeli várható értéke.

2.4. A BEH-mechanizmus

A standard modell születését általában arra az időpontra datáljuk, amikor megszületett az elektromágneses és gyenge kölcsönhatásokat egyesítő elmélet, az elektrogyenge kölcsönhatás: azért *Sheldon Lee Glashow*, *Abdus Salam* és *Steven Weinberg* (96, 111 és 117. o.) kapott Nobel-díjat 1979-ben. Ehhez két problémát kellett megoldani:

- Valamilyen módon be kellett vinni az elméletbe az elemi részecskék tömegét: a gyenge kölcsönhatást közvetítő három nehéz bozonét (W^+ , W^- és Z^0), valamint az elemi fermionokét. Ezt tiltották a vonatkozó mértékszimmetriák, tehát sérteni kellett őket.
- Meg kellett szabadulni azoktól a végtelen tagoktól, amelyek felbukkantak az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás egyenleteiben; ehhez szükség volt egy skaláris (zérus kvantumszámokkal rendelkező) bozon létezésére.

A spontán szimmetriasértési mechanizmus a következőkből áll. Először is feltételezzük, hogy a világunk üres terét kitölti egy mező, a BEH-mező, amely elrontja a vákuum tökéletes szimmetriáit, a gyenge és elektromágneses kölcsönhatást létrehozó két lokális szimmetriát. Ezzel a kölcsönhatások közvetítő bozonjai tömeget nyernek. Tudjuk ellenben, hogy az elektromágneses kölcsönhatást közvetítő foton tömege valóban nulla, az egyesített elméletből tehát leválasztjuk az elektromágnességnek megfelelő szimmetriájú részt, és a maradék alkotja a gyenge kölcsönhatást. A gyenge kölcsönhatásnak a töltött W^\pm bozonok mellett (ame-

lyek például a neutron bomlását bonyolítják le) van egy nulla elektromos töltésű semleges közvetítője is, a Z^0 bozon. Az kapja meg a foton egyenleteiből az elektromágneses mértékszimetria visszaállításánál felszabaduló tagokat, ezért a tömege különbözik a W bozonokétól. A BEH-mechanizmust kicsit részletesebben taglaljuk a B függelék 136. oldalán.

2.5. Tömegek létrehozása

Azt szoktuk mondani, hogy az elmélet szerint az elemi részecskék a szimmetriasértő BEH-mezőben mozogva, azzal kölcsönhatásban nyernek tömeget, mint amikor térdig érő vízben futunk, a normálisnál sokkal nagyobb tehetetlenséget érezve. Ugyanakkor mindössze az történik, hogy a BEH-mező megjelenése lehetővé teszi, hogy az egyenletekbe tömegtagokat írjunk anélkül, hogy elrontanánk a kölcsönhatások szimmetriáit, ebben az értelemben a BEH-mező nem létrehozza, csak megengedi a tömegeket. Ennek következtében a standard modell nem teszi lehetővé a fermiontömegek kiszámítását, csak a bozonokét. A vízben való mozgás példája kissé sántít, mert a részecskék nem a BEH-mezőben történő mozgás következtében nyerik tömegüket, álló helyzetben is ugyanakkora a tömegük.

Hangsúlyoznunk kell azonban, hogy makroszkopikus világunk tömege nem a BEH-mechanizmusnak köszönhető, hiszen a proton és a neutron tömegében az őket alkotó elemi részecskék, a kvarkok tömegjáruléka igen kicsiny, mindössze néhány százaléknyi, a legnagyobb része a kvarkok nukleonon belüli energi-

ájának tulajdonítható. Habár ez a kép igencsak elnagyolt, de a proton tömege megkapható nulla tömegű, egymással kölcsönhatásban levő három kvarkkal, amelyet bezárunk egy proton méretű térfogatba.

David Miller londoni professzor díjat nyert egy képsorozattal (4. ábra) a BEH-mechanizmus magyarázatára. Tegyük fel, hogy egy teremnyi fizikus egy híres embert (például Nobel-díjas tudóst vagy állami pénzeket osztó potentátot) vár. Amikor az illető megérkezik, köréje gyűlnek, és emiatt csak nagyon lassan halad, mintha a tehetetlen tömege a többszörösére nőne. Ez a tömegnövekedést illusztrálja a részecske és a BEH-mező kölcsönhatásában. Az alsó képsor azt az esetet mutatja, amikor valaki szól, hogy a várt egyén mégsem jön. Ez a hír izgalmat vált ki a tömegben, azon kezdenek vitatkozni, vajon miért nem jön (ha Nobel-díjas), vagy hogy ki fogja a kísérletüket finanszírozni (ha potentát). Ez utóbbi eset illusztrálja a Higgs-bozonnak, a BEH-mező saját gerjesztési részecskéjének keletkezését.

Jogos a kérdés, miért mondjuk, hogy a BEH-mechanizmus hozza létre a tömegeket és a Higgs-bozont, hiszen azok egyszerűen léteznek a természetben. A szóhasználat oka az, hogy a kölcsönhatásokat olyan szimmetriákból származtatjuk, amelyek nem engedik, hogy tömege legyen a részecskéknak. Matematikai trükkökkel csempésszük be a tömegeket az egyenletekbe és hozzuk létre a Higgs-bozont. Az egyenletek ezek után jól leírják a természetet, ez igazolja az eljárást.

Itt hadd idézzem *Frank Wilczek* (120. o.) mély megfigyelését *Elveszett szimmetriák nyomában* című remek cikkéből, amely a *Nature* folyóiratban, a fizika évének szentelt számban jelent meg

[20]: „A fizika alapvető egyenletei több szimmetriával rendelkeznek, mint az aktuális fizikai világ”. Valóban, látunk ugyan több olyan szimmetriát, amelyek segítenek a matematikai formalizmus felépítésében, de sérülnek: a térbeli tükrözését és a CP -szimmetriát sérti a gyenge kölcsönhatás, a BEH-mechanizmus spontán szimmetriasértése pedig segít a tömegképződésben és az elektromos és gyenge kölcsönhatás matematikai egyesítésében. *Steven Weinberg* (117. o.) ezeket *véletlen szimmetriáknak* hívja. Vegyük észre: itt szó sincs arról, hogy ráerőszakolnánk a természetre valami nem igazat, csak a matematikai apparátust egyszerűsítjük és tesszük alkalmasabbá a tapasztalati adatok leírására.

2.6. Rejtélyes neutrínók

Amint azt már többször említettük, a neutrínók a legkönnyebb alapvető fermionok, amelyek emiatt nem is tudnak tovább bomlani. Többféle rejtély van körülöttük, és mindegyik valamilyen szimmetria sértését jelenti. Majdnem minden alacsony energiájú magreakció neutrínók kibocsátásával jár, a csillagok belsejében lejátszódó atommagfúziós folyamat, amely hidrogénből héliumot készít, fúzióként két elektronneutrínót is kibocsát. A világegyetem tehát tele van neutrínóval, hiszen az ősrobbanás óta folyamatosan keletkeznek és nem igazán tűnnek el. A csillagok felrobbanása, a szupernova során felszabaduló energia legnagyobb része is neutrínók formájában távozik. A valaha keletkezett összes neutrínó majdnem mind máig körülünkben van, az ujjunk hegyén másodpercenként billiónyi neutrínó halad át, sze-

rencsére gyakorlatilag kölcsönhatás nélkül. Sokáig feltételeztük, hogy zérus tömegűek; ez ma már megdőlt, de olyan kicsi a tömegük, hogy járulékkuk a világegyetem összes tömegéhez, óriási számuk ellenére, gyakorlatilag elhanyagolható.

Kísérleti vizsgálatuk igen nehéz, mert csak a gyenge kölcsönhatásban vesznek részt. Általában csak úgy tudjuk észlelni őket, hogy igen nagy tömegű anyagban, annak belsejében keletkezett töltött leptonokat vagy meglökött nukleonokat keresünk. Ezt az egyéb kozmikus sugárzás és a Napból áramló részecskék hatásának csökkentése céljából általában mélyen föld vagy víz alatt elhelyezett mérőrendszerekkel végzik. A neutrínódetektor extrém példája az *IceCube* (jégkocka) kísérlet: több ezer, az Antarktisz jégében 3 km mélységbe süllyesztett fényérzékelőből áll, amelyek a nagy energiájú neutrínók által keltett vagy kilökött töltött részecskéket észlelik a jégben keltett Cserenkov-sugárzás (144. o.) segítségével.

A neutrínókat felfedezésük óta rejtélyek övezik, és ezek száma idővel nem csökken: minden tisztázott jelenség újabb kérdéseket vet fel. Az első neutrínóészlelésekből kiderült, hogy a Napból sokkal kevesebb neutrínó érkezik a Földre, mint azt a sugárzásából várnánk. Akkoriban még az is felmerült, hogy esetleg kihűlt a Nap, hiszen a neutrínók a magreakciót követően azonnal kiszabadulnak a Nap belsejéből, amíg az ugyanakkor keletkezett hőnek folyamatosan elnyelt és újra kibocsájtott fotonok formájában százezer évig tart, amíg a Nap felszínére verekszi magát.

A nagy energiájú kozmikus sugarak, főként protonok, a Föld légkörében az atomokkal ütközve pionokat keltenek, amelyek

azután tovább bomlanak, elsősorban müonokra, azok pedig elektronokra:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e,$$

és analóg egyenlet érvényes a negatív pionra is. A légkörből tehát kétszer annyi nagy energiájú müonneutrínót várunk, mint elektronneutrínót, de sokkal kevesebbet észlelünk. Egészen a XX. század végéig talányos volt, hova lesznek a Nap elektron- és a légkör müonneutrínói, amíg azután a neutrínóészlelésre 50 000 tonna ultratiszta vizet alkalmazó japán Szuper-Kamiokande és az 1000 tonna nehézvizet használó kanadai SNO kísérlet meg nem fejtette a rejtélyt. Mindkét kísérlet kilométerrel a föld alatt, bányák mélyén működött. A Szuper-Kamiokande felderítette, hogy a Föld túlsó feléből, alulról feleannyi müonneutrínó érkezik, mint felülről, és mivel a nagyenergiás elektronneutrínók száma azonos, a müonneutrínóknak tauneutrínókká kell változniuk a Föld átmérőjének megfelelő távolságon. A SNO kísérlet pedig azt találta, hogy az összes neutrínó száma a számításokkal egyező alacsony energián is, tehát a Nap elektronneutrínóinak egy része a másik kettővé alakul a Nap–Föld távolságon. A neutrínók észleléséért Raymond Davis Jr. (86. o.) amerikai, az egymásba alakulásuk felfedezéséért pedig Kosiba Maszatosi (102. o.) japán fizikus Nobel-díjat kapott 2002-ben.

A neutrínók tehát repülés közben egymásba alakulnak, ez a *neutrínóoszilláció*. Elméletét Bruno Pontecorvo (109. o.) olasz származású szovjet fizikus alapozta meg. A részecskefizikában több ilyen jellegű oszcilláció is ismeretes, ez olyankor következik be, amikor két különböző kölcsönhatásban vesz részt a ré-

szecske, és azokban különböző a *sajátállapota*. Az erős kölcsönhatásban keletkező K^0 mezon, például, csak gyenge kölcsönhatásban tud bomlani, és ott van egy hosszú meg egy rövid élet-tartamú állapota, amelyeknek kicsit különbözik a tömege. A neutrínóknak azonban csak egyféle kölcsönhatásuk van, a gyenge kölcsönhatás, nem világos tehát, hogyan lehetne kétféle sajátállapotuk. A standard modell ráadásul nem igazán tudja kezelni a neutrínók tömegét, az nem illik bele a spontán szimmetriasértés legegyszerűbb BEH-mechanizmusába. A neutrínóoszilláció felfedezése, habár megválaszolta a kétféle megfigyelt neutrínóhiányt, alapvető problémákat fedett fel a standard modell szerkezetében: magyarázata mindenképpen megköveteli az elmélet kiterjesztését, egy újabb kölcsönhatást, de legalábbis egy komplexebb szimmetriasértési mechanizmust, és annak következtében például többféle Higgs-bozont.

2.7. Kísérleti ellenőrzés

A standard modell szerint anyagunk fő alkotórészei kvarkok, amelyek nem létezhetnek szabadon, csak hadronokba zárva. Ha szabad kvarkok nem is létezhetnek, a kvarkokat mégis észleljük kísérletileg, nagy energiájú részecskeütközések során keletkező, közel egy irányba kirepülő részecskenyalábok, *hadronzáporok*, angol nevén *dzsetek* (*jetek*) formájában. Elektron-pozitron ütközésnél, például, keletkezhetnek kvark-antikvark párok, és a megmaradási törvények miatt, mivel eleve tömegközépponti rendszerben vagyunk, ezeknek 180° alatt kell kirepülniük. Ahogy

egymástól távolodnak, az állandóan növekvő térerő addig kelt gluonokat és újabb kvark-antikvark párokat, amíg azok a természetben valóban létező, színtelen részecskékben nem egyesülnek. Nagyobb energiákon ez akkora részecskesokaságot jelent (10–20 részecskét egy záporban), amely semmilyen más fizikai folyamattal nem értelmezhető. A gluonok létezését a háromzárpos események észlelése bizonyította, ezek ugyanis csak úgy jöhetnek létre, ha egy kvark-antikvark pár egyik tagja kibocsát egy gluont; minden más folyamatot tiltanak a megmaradási törvények.

Az utóbbi 40 évben egyre nagyobb teljesítményű gyorsítókon és észlelőrendszerekkel ellenőrizték a standard modell előrejelzéseit, és eddig nem sikerült fogást találni rajta. Számtalan alkalommal kecsgették adatok azzal, hogy esetleg jelentkezik eltérés az elméleti számítások és kísérleti adatok között, de a kísérletek pontosításával a különbség rendre eltűnt. Ezt a képet mutatja a 5. ábra is: egyetlen kivétellel valamennyi mért paraméterérték a várt mérési bizonytalanságon belül, a számolt érték közelében található, és csak egy érték tér el közel háromszoros szórással. Ez tökéletesen megfelel a statisztikai elvárásnak, amely szerint az adatok 68%-ának egyszeres, 97%-ának kétszeres szóráson belül egyeznie kell a számításokkal, ha helyes a modellezés. Erre a folyamatra a koronát a Higgs-bozon kísérleti megfigyelése tette fel a CERN nagy hadronütköztetőjénél 2012-ben, amelynek következtében a 2013-as fizikai Nobel-díjat François Englert (90. o.) és Peter Ware Higgs (101. o.) kapta.

3. fejezet

Nagyenergiás méréstechnika

Mottó:

Kísérleti fizikus: olyan fizikus, aki kísérleteket végez.

Elméleti fizikus: olyan fizikus, aki nem végez kísérleteket.

Leon Lederman és Dick Teresi: *Az isteni a-tom, avagy Mi a kérdés, ha a válasz a Világegyetem?*

(Vassy Zoltán fordítása)

3.1. Mikroszerkezet és energia

Mennél mélyebbre kívánunk hatolni az anyag szerkezetének tanulmányozásában, annál kisebb hullámhosszú, azaz annál nagyobb energiájú szondára van szükségünk. A baktériumok vizsgálatára megfelelő a mikroszkóp néhányszor 10^{-7} m hullámhosszú, azaz 1 eV körüli energiájú látható fénye. Az atomi szerkezet vizsgálatához kilo-eV ($1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$) körüli energiájú röntgensugarakra vagy elektronokra van szükségünk, az atommag ku-

tatói mega-eV-ban ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$), a részecskefizikusok giga-eV-ban ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$) gondolkodnak, a legújabb nagy részecskegyorsítók¹ (az amerikai Tevatron és a CERN LHC-je) tera-eV ($1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$) fölötti energiát érnek el. Nagyobb energia tehát kisebb távolságnak felel meg és mélyebb szerkezetéről nyújt felvilágosítást.

Miért van szükségünk egyre nagyobb gyorsítókra (és egyáltalán részecskefizikusokra), ha egyszer a standard modell olyan csodálatosan leírja a természetet?

Sajnos ennek a gyönyörű elméletnek van jó néhány elvi problémája. Nem tudni, miért van éppen három fermioncsalád, mi alkotja a világegyetem sötét anyagát, hova lett az ősrobbanás után az antianyag (azaz miért keletkezett az ősrobbanás során picivel több anyag, mint antianyag), és mitől van a gyenge kölcsönhatás bal-jobb aszimmetriája [21]. Nem tudjuk a standard modellbe illeszteni a gravitációt mint negyedik mértékkölcsönhatást. Rendkívül zavaró az úgynevezett hierarchiaprobléma: a Higgs-bozon tömegének 100 GeV körüli értékét természetellenesen nagy, 16 nagyságrenddel nagyobb értékek különbségeként kapjuk meg az elméletben. A BEH-mechanizmus ugyan lehetővé teszi, hogy az elemi fermionok tömege bekerüljön az elméletbe, de azokat *ad hoc* kell becsempészni az egyenletekbe, maguktól nem jelennek meg bennük, és emiatt semmiféle elv nem szabályozza az értéküket. És amint azt korábban írtuk, a neutrínók tömege és oszcillációja teljesen kilóg a standard modelltől.

¹A gyorsító kifejezés ma már félrevezető, hiszen a nagy energiájú gyorsítóknál a részecskék sebessége igencsak megközelíti a fény vákuumbeli sebességét, ott már inkább csak a részecskék energiáját, azaz relativisztikus tömegét növeljük.

A fenti problémákra rendkívül ígéretes megoldást kínál a szuperszimmetria elmélete [22], és sok más alternatív elméletet is felállítottak, de az általuk megjósolt új részecskéket, jelenségeket nem látjuk. Az angolul SUSY-nak becézett szuperszimmetria elmélete feltételezi, hogy a standard modell valamennyi részecskéjének létezik azonos tulajdonságokkal rendelkező, de ellenkező szimmetriájú partnere: a fermionoknak bozonok, a bozonoknak fermionok a partnerei. Ilyen partnerrészecskéket eddig még nem sikerült megfigyelnünk, tehát a szuperszimmetria nyilvánvalóan sérül: ha SUSY-részecskék egyáltalán léteznek, sokkal nagyobb a tömegük, mint közönséges (standard modellbeli) partnereiknek.

A nagyenergiás mikrofizika másik nagy hajtóereje a legnagyobb méretek fizikájához, a világegyetem nagyléptékű szerkezetéhez kapcsolható. A kozmológia jelenlegi állása szerint a történelem (és Szent Ágostonnal [23] összhangban a tér és az idő is) az ősrobbanással kezdődött, 14 milliárd évvel ezelőtt. A fizikusok szeretnék – amennyire lehet – megközelíteni az univerzum ősrobbanást közvetlenül követő állapotát. A legnagyobb távcsövek, mint a chilei Európai Déli Observatórium *Very Large Telescope*-ja, 10 milliárd fényév távolságra ellátnak, tehát 4 milliárd évre közelítik meg az ősrobbanást. A mesterséges bolygókon elhelyezett űrteleszkópok az ősrobbanás utáni néhány százmillió évre ellátnak, a világegyetemet betöltő mikrohullámú kozmikus háttérsugárzás tanulmányozása pedig már néhány százezer évre megközelíti – akkor lett az univerzum átlátszó a fotonok számára. Nagy energiájú részecskék ütköztetésével rekonstruálható az ősrobbanást milliomod másodperccel követő állapot, mielőtt az atomok kialakultak volna. A CERN nagy hadronüt-

köztetője, az LHC, ebben az értelemben valóban időgép, de el-
lentétben szenzációhajhász újságírók cikkeivel, azt (sajnos?) nem
teszi lehetővé, hogy ükanyánkkal találkozzunk.

3.2. Részecskegyorsítók: LEP

A standard modell valóságos diadalmenetet járt be az elmúlt 40
évben. Ezt elsősorban néhány elektron-pozitron ütköztetőnek
köszönhetjük, utoljára a CERN LEP és a stanfordi SLC gyorsító-
nak, de sokat adott a Fermilab Tevatronja, amely protont antipro-
tonnal, és a hamburgi DESY HERA gyorsítója, amely elektront és
pozitront protonnal ütköztetett. Valamennyi komoly részecskefi-
zikai kísérlet több ezer adata igen jól, statisztikus szóráson belül
illeszthető a standard modell 19 paraméterével (5. ábra), a neut-
rínók tömegét ugyanis ilyenkor el szoktuk hanyagolni, annyira
kicsi.

A továbbiak jobb megértéséhez célszerű bemutatnunk a CERN
előző és mostani gyorsítórendszerét (6–7. ábra).

A CERN nagy részecskegyorsítója 1989 és 2000 között a LEP
(Large Electron Positron collider) volt (6. ábra), amely egymással
szemben keringő, nagyenergiás elektronokat és pozitronokat üt-
köztetett négy észlelőrendszer középpontjában. A proton-szink-
rotron (PS) az EPA (elektron-pozitron akkumulátor) tárológyű-
rűből kapott elektront és pozitront gyorsított a szuper-proton-
szinkrotronon (SPS) át a LEP számára, hogy újratöltse, amikor
abban lecsökkent az ütközések gyakorisága, a *luminozitás* (132. o.),
azaz néhány óránként. A PSB (proton-booster) szinkrotron a

LINAC2 és LINAC3 lineáris gyorsítókból kapott protonokat és nehéz ionokat gyorsította a PS számára, amely azokat továbbította az SPS-nek, azaz a kísérleteknek. A PS továbbá protont gyorsított az antiproton-akkumulátor és -kollektor (AAC) antiproton-forrása számára. Amikor az alacsonyenergiás antiprotongyűrű (LEAR) kifogyott az antiprotonokból, az AAC elküldött egy adagot a tárolt antiprotonokból a PS-nek, az lelassította és átküldte őket a LEAR-be, ahol azokat több lassítási és hűtési periódus után a kísérletekhez juttatták. A nyalábhűtési folyamat kidolgozásáért kapta *Simon van der Meer* (114. o.) a Nobel-díját. A gyorsítókomplexum ilyen működése úgy volt lehetséges, hogy a PS mágnesei 14,5 másodpercenként átmentek az elektrongyorsítás, pozitrongyorsítás, protongyorsítás, nehézion-gyorsítás és antiproton-lassítás által megkövetelt fázisokon. A PB minden második protoncsomagját az ISOLDE atomnyalábjai használták, főként magspektroszkópiai mérésekre. Magyar csoport két LEP-, egy SPS- és két LEAR-kísérletnél működött, a szerző a LEP OPAL és a LEAR PS-205 jelű kísérletében vett részt.

Az elektron-pozitron ütköztetők pontos mérésekre szolgálnak, hiszen jól meghatározott energián ütköztetnek pontszerű leptonokat. A LEP hihetetlen pontossággal tudta ellenőrizni a standard modell előrejelzéseit, meg is erősítette őket, a Higgs-bozon kimutatásához azonban nem volt elegendő az energiája. Azt pedig nem lehetett tovább növelni a körpályán mozgó elektron energiavesztesége, a szinkrotronsugárzás miatt, amely áldás az anyagtudományban és – kevés kivétellel – átok a részecskefizikában. Mivel a szinkrotronsugárzási energiaveszteség a részecske tömegének negyedik hatványával csökken, a protonra

közel 13 nagyságrenddel kisebb, mint az elektronra. Ráadásul egy hadronütköztető felfedezési potenciálja a sokféle alkatrész sokféle energiájú ütköztetése miatt sokkal nagyobb, mint a pontoszerű elektront és pozitront ütköztetőé. A protonban úszó alkatrészek, a kvarkok és a kölcsönhatásukat közvetítő gluonok, sokféle energiával ütközhetnek, ezért rengeteg adatot nyújtanak az elérhető energiatartományban lehetséges folyamatokról. A gyenge kölcsönhatást közvetítő W^\pm és Z^0 bozont a CERN proton-antiproton ütköztetőjénél fedezték fel 1983-ban, és tulajdonságait utána elektron-pozitron ütköztetőknél tanulmányozták.

3.3. LHC, a nagy hadronütköztető

A CERN (Európai Részecskefizikai Laboratórium) óriási gyorsítója, a nagy hadronütköztető (LHC) fő célja a Higgs-részecske megfigyelése volt. Elsősorban erre épült az egymással versengő és egymást remekül kiegészítő két óriási, egyenként több ezer fizikus részvételével épített észlelőrendszere is, az ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) és a CMS (Compact Muon Solenoid) detektor.

Az LHC-t már 5 évvel a LEP működésbe lépése előtt, 1984-ben kezdték tervezni. Az előző nagy hadronütköztető, az amerikai Tevatron, antiprotonot ütköztetett protonnal, ezeket egymással szemben ugyanazokkal az elektromágneses mezőkkel, azaz ugyanazokkal a mágnesekkel lehetett gyorsítani és kezelni. A CERN azért döntött a protonok ütköztetése mellett, mert a leggyakoribb reakció a gluonok ütközése, és azokból ugyanannyi

van protonban és antiprotonban. Ugyanakkor protonból nagyságrendekkel többet lehet *gyártani*, mint antiprotonból, tehát nagyságrendekkel több ütközést, nagyobb luminozitást (132. o.) lehet létehozni közöttük. Ez természetesen azt jelenti, hogy azonos részecskéket kell egymással szemben gyorsítani, amihez gyakorlatilag két szembekapcsolt részecskegyorsítót kellett építeni.

Az LHC-t igencsak ambiciózusan tervezték és építették meg. Genf mellett, a svájci-francia határon, a Jura-hegység lábánál 40–120 méter mélyen fúrt 27 km hosszú alagutat (8. ábra) lényegében megtöltötték szupravezető mágnesekkel. A protonokat körpályán tartó 1232 szupravezető mágnes (9. ábra) egyenként 15 m hosszú, 35 tonna súlyú és 1,9 K hőmérsékleten 8,3 T erősgű mágneses mezőt tud tartani. A gyorsítógyűrűben 2012-ig 20 MHz volt, 2015-től 40 MHz lesz az ütközési gyakoriság, tehát a detektorokban 25 ns-onként találkoznak a nyalábsomagok, és mindegyik találkozáskor mintegy 20 proton-proton ütközés várható, a rekord 2012-ben 78 volt (10. ábra). Az összesen 9300 mágnes ellenőrzése, levitele és összeillesztése (9. ábra) 6 évig tartott és 2008 elején fejeződött be. Utána le kellett hűteni a sok ezer tonnányi mágneset 1,9 K hőmérsékletre, hidegebbre, mint a világűr (annak hőmérséklete a kozmikus háttérsugárzásé, 2,7 K). Az LHC építésének történetét és működését viszonylag részletesen leírtam a Természet Világában [24].

A CERN jelenlegi gyorsítókomplexumának sematikus összetétele a 7. ábrán látható: a protonokat lineáris gyorsító indítja, majd körkörös, föld alá süllyesztett, kör alakú alagutakban épített szinkrotronok passzolgatják egymásnak a protoncsomagokat, mindegyik fokozat 10–100-szorosára növelve az energiát,

amíg végül az LHC-ba jutnak. Mivel az LHC protonokat ütköztet protonokkal, meg kellett oldani, hogy az SPS két irányból tudjon protont juttatni az LHC két gyűrűjébe (7. ábra).

Láthatjuk, hogy az elektron-positron ütköztetés kiesésével egyszerűsödött a rendszer. A protonokat vagy az elektronjaiktól teljesen megfosztott ólomionokat lineáris gyorsítók (LINAC1 és LINAC2) küldik egy kisebb gyorsítógyűrű (PSB) közvetítésével a proton-szinkrotronba (PS), amely azokat tovább gyorsítja a szuper-proton-szinkrotron (SPS) és a nagy hadronütköztető (LHC), illetve a protonokat az antiproton-lassító (AD) antiproton-forrása számára. Az SPS saját kísérletein és az LHC táplálásán kívül neutrínóyalábot (CNGS) indít a földkérgen keresztül az Olaszország közepén, a CERN-től 720 km-re található Gran Sasso föld alatti neutrínólaboratórium felé. Azon vélt az OPERA kísérlet 2011-ben fénysebességnél gyorsabb neutrínókat észlelni, amit azután a többi hasonló kísérlet megcáfolt. Jelenleg az LHC-kísérleteknél három, az SPS-nél és az AD-nál egy-egy magyar kutatócsoport dolgozik.

3.4. Az LHC indulása

2008. szeptember 10. volt a nagy nap, amikor óriási felhajtás közepette először vitték körbe a protonokat – egyelőre gyorsítás nélkül, az SPS 450 GeV-es energiáján – az LHC gyűrűjében. Elvben az egész világ egyenes adásban láthatta az LHC indulását a világhálón keresztül, de a hálózat annyira túl volt terhelve, hogy mi itthon csak Simon Tamás origós szerkesztő mobiltelefonon le-

adott helyszíni tudósításából értesültünk a fejleményekről. Budapesten az RMKI, Debrecenben az egyetem Kísérleti Fizikai Intézete aznap este előadóülést szervezett, ahol komoly érdeklődés mellett mondtuk el, mi történik és mi nem. Az utóbbi óvatlan kollégáink elejtett megjegyzései alapján keltett rémhír volt arról, hogy az LHC nagy energiájú ütközéseinél olyan fekete lyukak keletkezhetnek, amelyek aztán elnyelik a Naprendszer, de legalábbis a Földet. Minden lehető alkalommal elmondtuk, hogy a Holdat évmilliárdok óta bombázzák az LHC-nál sok nagyságrenddel nagyobb energiájú kozmikus sugarak, és még megvagyunk, úgyhogy a világvége nem valószínű (de majd meglátjuk 😊). Ez a riadalom valamennyi új részecskegyorsító üzembehelyezésekor újra kezdődik.

A nagy napon készült az LHC vezérlőtermében a 11. fénykép. A figyelmes olvasó észreveheti, hogy a jelen levő több száz ember közül ketten vagy hárman dolgoznak, a többiek tanácsokat adnak, nézik vagy szurkolnak. Mindenesetre az a nap óriási sikert hozott, délutánig mindkét irányban körbekergették a protonokat, sőt még a gyorsítás rádiófrekvenciáját is sikerült jól beállítani, úgyhogy a részecskecsomagok sok ezerszer körbementek.

Sajnos ezt a csodálatos eseményt 10 nappal később katasztrófa követte, amikor kiégett egy nagyáramú (18 000 A) csatlakozó, a keletkező ív kilyukasztotta a szuperfolyékony hélium vezetékét, és a kilövellő 5 tonna hélium kiröpítette a helyéből a tizedmilliméteres pontossággal beillesztett, 35 tonnás szupravezető mágneset. Több mint egy évig tartott, amíg az 53 megsérült mágneset kijavították és megfelelő védelemmel ellátva visszaszerelték.

Az LHC 2009 végén indult újra, és fantasztikusan jól működött egészen 2013 februárjáig, amikor továbbfejlesztés céljából csaknem két évre leállították. 2010 és 2011 folyamán 3,5 TeV-es, 2012-ben 4 TeV-es protonokat ütköztetett egymással, a teljes ütközési energia tehát 7 és 8 TeV volt. 2010 folyamán 8 hónap alatt 8 nagyságrendet sikerült növelni a luminozításon, és 2011-ben további kettőt, így 2012-ben már általában naponta gyűjtöttünk annyi adatot, mint a teljes 2010-es évben. Az LHC működéséről a B függelék 133. oldalán olvashatunk.

3.5. Részecskeészlelés

Az LHC addig soha nem látott energiájú, 4 TeV-es protonnyalábokat ütköztetett egymással 2012-ben, és ezt 6,5 TeV-re fogja 2015-ben növelni. A protoncsomagok 20 MHz frekvenciával találkoztak a detektorok középpontjában, és csomagonként 15–25 proton-proton ütközés történt. Tudományosan érdekes esemény persze ritkán adódik; egy Higgs-bozon várható megfigyeléséhez, például, 10^{13} eseményt kell észlelnünk. Mivel egy esemény mérete 1 MB körüli, ez teljesen lehetetlennek tűnik megfelelő, igen gyors előzetes eseménnyválogatás nélkül: a másodpercenkénti 20 millió protonütközési eseményből (amely 2015-ben 40 millióra nő) legfeljebb 400-at tudunk feldolgozni, azt pedig jól kell kiválasztanunk, hogy el ne szalasszuk az érdekeseket. Így is az LHC detektorai mintegy 10–15 petabájt ($1 \text{ PB} = 10^{15}$ bájt) mért adatot tesznek el évente, amelyhez hozzájön még mintegy ugyanannyi szimuláció.

Az LHC hat kísérletéből háromban működik magyar csoport, 40 fizikus a CMS-ben (*Compact Muon Solenoid*), mintegy feleannyi az ALICE-ban (*A Large Ion Collider Experiment*) és egy kisebb csoport a TOTEM-ben. Az ATLAS (*A Large Toroidal Lhc ApparatuS*) kísérletben is számos magyar kutató dolgozik különböző külföldi (amerikai, francia, német és svájci) intézmények színeiben. Mivel a Higgs-bozont az ATLAS és CMS kísérletek keresik, a továbbiakban azokra összpontosítunk.

3.6. A CMS detektor

A többi nagyenergiás észlelőrendszerhez hasonlóan a CMS (*Compact Muon Solenoid*) detektor is henger alakú: a protonok a középpontjában ütköznek, és a szétszóródó részecskéket egymás-szerűen egymásra épített detektorrészek észlelik (12–13. ábra). Az észlelőrendszerek mágneses mező segítségével azonosítják a töltött részecskéket. Az ütközési pont közelében általában könnyű anyagból készült észlelőelemek azonosítják a töltött részecskéek meghajlított pályáját a mágneses mezőben. Utána a kaloriméterek jönnek; a nevüket onnan kapták, hogy igyekeznek teljesen elnyelni a különböző részecskék energiáját, hogy azt a lehető legpontosabban megmérhessük. A legkönnyebb az elektronokat és a fotonokat elfogni, a legnehezebb a müonokat, ezeket az elektronhoz hasonló, de annál kétszázszor nehezebb részecskéket.

A legbelső rész félvezető lapjai a töltött részecskék mágneses mezőben elhajló pályáját rögzítik, az ólomwolframát (PbWO_4)

kristályokból álló elektromágneses kaloriméter az elektronok és fotonok energiáját dolgozza fel, a bronzlemezekből és szcintillátorlapokból álló hadron-kaloriméter a pionokét és nukleonokét. Ezek a világ legnagyobb szupravezető mágnesében vannak elhelyezve, amelynek belső átmérője 6 m, hossza 11 m, térerőssége 3,8 Tesla. Az egészzet a mágnes vasa veszi körül (kétszer annyi vas, mint a párizsi Eiffel-toronyban) a vasrétegek között a gyors müonok észlelését szolgáló detektorlapokkal. A bronzlemezeket nagyrészt az orosz haditengerészet adományozta: a második világháborúból visszamaradt, több mint egymillió ágyúövedéket olvasztottak be hozzájuk. A CMS detektor teljes tömege mintegy 14 000 tonna.

A CMS kísérletben alapító tagok vagyunk: az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézete (MTA Wigner FK RMI), az MTA Atommagkutató Intézete (ATOMKI), a Debreceni Egyetem és az Eötvös Loránd Tudományegyetem kutatói és hallgatói vesznek részt benne. A CMS együttműködés egyre bővül, 2012 végén már 41 ország 179 intézményéből több mint 4000 kutató: 3275 fizikus, valamint 790 mérnök és technikus vett részt benne. Nemzetiség szerint az amerikaiak vezetnek, utánuk jönnek az olaszok, németek és oroszok. Mindig jól szórakozunk, valahányszor kívülállók megkérdezik, nem voltak-e az amerikai Fermilab fizikusai elkeseredve amiatt, hogy 2011 végén végleg leállították gyorsítójukat, a Tevatront, hiszen azok a kollegák gyakorlatilag mind átjöttek az LHC-hoz.

Szimulációk elemzésével tíz éve készülünk a Higgs-bozon megfigyelésére. A standard modell alapján a Higgs-bozon bármely feltételezett tömegére valamennyi keletkezési és bomlási re-

akció valószínűsége pontosan kiszámítható, a különböző tömeg-tartományokra tehát különböző adatelemzéseket készítettünk. Már a CERN előző óriási gyorsítója, a nagy elektron-pozitron ütköztető (LEP), meglehetősen behatárolta a Higgs-részecske lehetséges tömegét, kizárva a $114,4 \text{ GeV}/c^2$ (a hidrogénatom tömegének mintegy 122-szerese) alatti tartományt, ugyanakkor a kísérleti adatokkal a legjobb egyezést $90\text{--}100 \text{ GeV}/c^2$ tömegű Higgs-bozon feltételezésével kaptuk (14. ábra). A proton eleve összetett részecske, két proton nagyenergiás ütközése számtalanféle reakciót vált ki, és az LHC protoncsomagjai ütközésekor $10\text{--}20$ proton-proton ütközés is végbemehet, egy könnyű Higgs-bozont igen nehéz megfigyelni. Elméleti fizikusok (köztük Trócsányi Zoltán akadémikus) már több évtizede felhívták a figyelmet arra, hogy ilyen részecske megfigyelésére annak két nagy energiájú fotonra történő bomlása nyújt kiváló megfigyelési lehetőséget, a folyamat igen kicsi valószínűsége ellenére. A CMS együttműködés erre optimalizálta detektorának a fotonok észlelésére szánt részét, az elektromágneses kalorimétert, amely $75\,848$ ólomwolframát (PbWO_4) kristályból áll (15. ábra).

A CMS észlelőrendszert a föld felszínén felépítették, majd 2000 tonnás darabokban engedték le a föld alatti mérőhelyiségbe. A 16. kép azt a műveletet mutatja, amikor a CMS mágnesét a helyére emelik a 80 m-rel a földfelszín alatt elhelyezkedő kísérleti teremben.

A nagyenergiás észlelőrendszerek mágneses mezejében a töltött részecskék pályája görbül, ez segít azonosításukban. A pálya alakját a belső rész nyomkövető rendszere hivatott kirajzolni. Valamennyi korábbi nagy detektor nyomkövető rendszere a Nobel-

díjas Georges Charpak (84. o.) által kifejlesztett sokszálas gázkamrákat tartalmazta. Az eredeti tervek szerint a CMS belső része is kamrákra épült volna. Mire azonban a kamrák terveit tízéves munkával kidolgozták és a prototípusokat megfelelően bemérték, a digitális fényképezésnek hála, a félvezető technika annyit fejlődött, hogy a CMS együttműködés, kidobva az addigi munka eredményét, a nyomkövető rendszert szilíciumcsíkokból rakta össze: azok ugyanazt az információt sokkal egyszerűbben kezelhető módon szolgáltatják, mint a gázkamra szálai. Ez persze komoly tragédia volt azok számára, akik tíz évet a gázkamrák fejlesztésére fordítottak. A 17. ábrán éppen a CMS belső részét szerelik össze a behelyezés előtt.

A magyar fizikusok többféle módon is részt vettek a detektor építésében. Az MTA budapesti Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézete az előreszórt részecskék észlelésére szolgáló hadron-kaloriméter építésében vett részt (18. ábra), amerikai, orosz és török kollégákkal együtt. A detektor acélhasábjába fúrt lyukakban elhelyezett kvarcszálak észlelik az átszaladó nagyenergiás részecskéket Cserenkov-sugárzás segítségével.

Debreceni fizikusok meghatározó részvételével építették a müonkamrák helyzetmeghatározó rendszerét. A CMS irtatlan mennyiségű vasán átszaladó müonok elektronzáporokat keltenek, amelyeket gázkamrák segítségével észlelünk. Ahhoz, hogy megfelelően nyomon követhessük a müonok pályáját a mágneses mezőben, a több méter nagyságú kamrákban kifeszített érzékelőszálak helyét tizedmilliméteres pontossággal kell tudnunk. Ehhez az egész detektort átfogó optikai rendszer épült (19. ábra).

3.7. Az ATLAS detektor

Az ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) kísérlet mind méretben, mind elvi céljában hasonlít a CMS-hez. Habár dolgoznak benne magyar fizikusok, azt külföldi intézmények nevében teszik, mert Magyarország hivatalosan nem csatlakozott hozzá. A legtöbb ország a két óriási kísérlet közül csak az egyikhez csatlakozott, csak a legnagyobbak engedhették meg maguknak mindkettőt. A szerző a LEP-nél az OPAL-kísérlet résztvevője volt, és az túlnyomórészt az ATLAS-hoz csatlakozott, így az immár tízéves CMS-tevékenység ellenére legalább annyi ismerőse van az ATLAS-ban, mint a CMS-ben.

Érdekesen különbözik a két rendszer: a CMS, nevének megfelelően, egyetlen szolenoid mágneset tartalmaz, a világon a legnagyobbat, 6 méter belső átmérővel, az ATLAS viszonylag kis szolenoidját viszont óriási toroidmágnes (20. ábra) veszi körül. A CMS csupa hagyományos egységből áll, az ATLAS viszont mindenütt a legújabb detektortechnológiát alkalmazta. A CMS moduláris szerkezetű, már nagyrészt a felszínen összerakták, ahogy beérkeztek az elemek, beszerelték őket. A nagyrészt megépült rendszert egy évig a felszínen működtették, majd 2000 tonnás darabokban engedték le az LHC föld alatti barlangjába (13. ábra), amikor az elkészült. Az ATLAS-t viszont eleve a föld alatt építették fel, miután az alkotóelemeit egyenként ellenőrizték. Ez azt jelenti, hogy nagyjavítás céljából a CMS-t teljesen szét lehet nyitni. Az ATLAS-t sokkal nehezebb szétszedni, viszont helyenként annyira szellős belül, hogy be lehet mászni megjavítani.

Habár, mint említettük, az ATLAS detektor nagyon sok gyö-

keresen új módszert alkalmaz, amint azt a mérési adatok mutatják, végeredményben a két detektor hatásfoka és érzékenysége nagyon hasonló, egy időben észlelik az új eseményeket; a Higgs-bozon keresésénél talált új részecskét is együtt, párhuzamosan figyelték meg.

3.8. ATLAS és CMS

Az LHC két nagy kísérlete, az ATLAS és a CMS, egymással versenyben álló vállalkozások. Sajnos, ahogy már korábban is említettem, elég gyakori a részecskefizikában, hogy valamilyen új felfedezés később tévesnek bizonyul. Eddig minden olyan megfigyelésnek, amely ellentmondott a standard modellnek, ez lett a sorsa. A téves megfigyelés lehet kísérleti hiba következménye, mint a fénysebességnél gyorsabb neutrínók megfigyelése 2011-ben, vagy egyszerű statisztikus fluktuáció, amint azt nagyon sok esetben láttuk. Ugyanakkor több, máig megmagyarázatlan részecskefizikai megfigyelés ismeretes, amelyet nem fogad el a tudományos közösség, mert habár nem sikerült megcáfolni, de független kísérlettel megerősíteni sem. Az ATLAS és a CMS megállapodott egymással, ha úgy érzik, hogy felfedeztek valami újat, felkeresik vele a CERN főigazgatóját, aki azonnal szól a másik együttműködésnek, hogy az ellenőrizze. Ezzel, természetesen, megőrzik az első kísérlet prioritását, de elkerülik azt a másutt (például az amerikai Tevatronnál is) időnként fellépő kínos helyzetet, amikor az egyik társaság felfedezést jelent be, majd egy idő múlva a másik megcáfolja.

Mint látni fogjuk, a Higgs-bozon keresésénél erre nem volt szükség, mert a két kísérlet több ezer fizikusa párhuzamosan dolgozott rajta, és folyamatosan nyomon lehetett követni, hogyan formálódik és lesz egyre meggyőzőbb az új megfigyelés.

3.9. Eseményanalízis

Minden kísérleti adatnak bizonytalansága, tudományos zsargonban hibahátára vagy hibája van. A bizonytalanságnak sok forrása lehet: a megfigyelt események száma, a szimulációk által jósolt jel és háttér bizonytalansága, a detektorelemek és a gyorsító adatainak kalibrációja. Egy kísérleti értéket általában $m \pm \sigma$ alakban írunk fel, ahol m a mért érték és σ annak bizonytalansága. A statisztika törvénye szerint annak valószínűsége, hogy a tényleges fizikai érték az $m - \sigma$ és $m + \sigma$ között található, 68%, ez a mérésünk egyszeres bizonytalansághoz tartozó megbízhatósága (idegen szóval *konfidenciája*). Mivel a bizonytalanságot nagyon nehéz pontosan megbecsülni, a gyorsítós fizikában a következő megállapodás született: elmondhatjuk, hogy megfigyeltünk (új jelenség esetén felfedeztünk) valamit, ha azt az adatok vagy szimulációk segítségével számított háttér fölött látjuk, legalább a matematikai statisztika szabályai szerint összegezett kísérleti és elméleti bizonytalanság ötszörösével.

Tehát, ha például egy m_0 háttéren ülő jel esetén $m - m_0 > 5\sigma$ mennyiséget észlelünk, akkor a jelet megfigyeltük. Ugyancsak a megállapodás szerint a jelet kizártuk, ha 95% konfidencia mellett nem észleljük, bár meg szoktuk adni a 90%-os és 99%-os

konfidenciának megfelelő kizárási tartományokat is. Miközben a Higgs-bozont kerestük, 2011 tavaszán valamennyi kísérlet észlelt az 5σ küszöböt el nem érő többleteseményt a Higgs-bozon $140 \text{ GeV}/c^2$ körüli tömegének megfelelő tartományban, sőt, ezt némelyek meg is szellőztették blogokban, illetve magán jellegű sajtónyilatkozatokban, az együttműködések őszinte bosszankodására. 2011 júliusában ez a többlet csaknem elérte a 3σ -t, de azután az augusztusban gyűjtött adatok hatására lecsökkent, ősszel pedig gyakorlatilag eltűnt, pedig igencsak reménykedtünk benne, hátha tovább fejlődik.

4. fejezet

A standard modell Higgs-bozonja

Mottó:

Igazából 1972-ben kezdődött az életem mint bozon.

Peter Higgs: *My Life as a Boson: The Story of the „Higgs”*

4.1. A Higgs-bozon tulajdonságai

A Higgs-bozon rendkívül sajátos részecske, hasonlóval még senki sem találkozott, ugyanis valamennyi jellemző kvantumszáma nulla, és pusztán létevel segíti a gyenge kölcsönhatás bizonyos folyamatai valószínűségeinek kiszámítását. A tömegképződéshez vezető spontán szimmetriasértés (becenevén BEH-mechanizmus) mellékterméke, hiszen a BEH-mező négy szabadsági fokából a három gyenge bozon tömegének létrehozásához elhasználunk hármat, és a maradék negyedikből lesz a Higgs-bozon. Vala-

milyen értelemben tehát melléktermék, de léte a standard modell létezéséhez elengedhetetlenül szükséges. Vannak alternatív modellek, amelyek az elemi részecskék tömegét matematikailag másképpen hozzák létre, de azoknak valamilyen módon gondoskodniuk kell egy Higgs-szerű *skalár*, azaz csupa nulla kvantumszámmal rendelkező bozon létrehozásáról is.

A Higgs-bozon egyetlen tulajdonsága a tömege, mindent az határoz meg körülötte. Annak valószínűsége például, hogy a Higgs-bozon egy fermion + antifermion párba bomoljék, arányos a kérdéses fermion tömegének négyzetével és magával a Higgs-tömeggel (139. o.). Ennek az összefüggésnek két drámai következménye is van. Az egyik az, hogy egyszerűen a legnehezebb elérhető részecskékre fog bomlani, ami jelentősen egyszerűsítheti a kísérleti megfigyelését. A másik viszont az, hogy a tömege nem lehet akármekkora, mert túlságosan nagy tömeggel a bomlási valószínűsége minden ésszerű határon túl növekszik.

4.2. A Higgs-bozon keletkezése

A Higgs-bozon lehetséges keletkezési reakciói az ütköző részecskék fajtájától és energiájától, valamint, természetesen, a létrejövő Higgs-bozon tömegétől függnnek.

A CERN LEP gyorsítójánál, a nagy elektron-positron ütköztetőnél a standard modell szerint a leggyakoribb reakció a Z-bozonnal együtt történő társas keletkezés, amelyet Higgs-sugárzásnak is hívnak: $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$, itt tehát a nagyenergiás elekt-

ron-positron ütközésben létrejön egy virtuális (130. o.) Z-bozon (Z^*), majd elbomlik egy Z + H párra.

A proton bonyolult belső szerkezettel rendelkező összetett részecske, az LHC részecskeütközései tehát sokkal bonyolultabbak, mint amit a LEP-nél láttunk. Amint azt a 21. ábra mutatja, a protonban a három alakító kvark körül hemzsegő gluonok miatt nagy energiájú proton-proton ütközésben a domináns Higgs-keltési reakció a *gluonfúzió*, amikor tehát a két ütköző protonból kiváló gluonok egy Higgs-bozonná egyesülnek. Az utána következő legnagyobb (bár egy nagyságrenddel kisebb) valószínűségű Higgs-keltési folyamat a vektorbozon-fúzió: két kvark ütközik és szóródik egymáson, miközben kibocsátanak egy-egy gyenge bozont (ezeket vektorbozonoknak hívjuk az $S = 1$ perdületük miatt), amelyek egyesülnek egy Higgs-bozonná.

4.3. A Higgs-bozon bomlása

Többször említettük, hogy a Higgs-bozon egyetlen igazán jellemző tulajdonsága a tömege, ennek megfelelően a különböző lehetséges bomlási módjait is a Higgs-bozon tömege és a bomlásánál keletkező új részecskék tömege fogja meghatározni. Ökol-szabálynak az a legegyszerűbb, ha feltételezzük, hogy általában az adott tömegnél energiában elérhető legnehezebb részecskékre bomlik. Ezt jól mutatják a 22. ábra görbéi: $120 \text{ GeV}/c^2$ tömeg alatt a $H \rightarrow b\bar{b}$ bomlási csatorna dominál, $160 \text{ GeV}/c^2$ felett pedig a $H \rightarrow W^+W^-$, mivel a W tömege $80,4 \text{ GeV}/c^2$.

A korábbi adatok alapján legvalószínűbbnek látszó $120 \text{ GeV}/c^2$ körüli tömegű Higgs-bozon viszont nagyon sokféle módon bomolhat. Közülük a kvarkokra történő bomlás tanulmányozása az LHC sok kvark-kvark kölcsönhatást jelentő protonütközései miatt igen nehéznek látszott. Csak olyan végállapotokat volt érdemes keresni, amelyekben a Higgs-bozon tömegének energiáját nem kvarkok vagy hadronokra bomló tau-leptonok, hanem töltött leptonok vagy fotonok viszik el. Ennek megfelelően a két legígéretesebb csatornának már a kezdetekben a két fotonra való bomlást, $H \rightarrow \gamma\gamma$, illetve a két Z-bozon közvetítésével négy töltött leptonra, müon- és/vagy elektronpárra bomlást tartottuk, $H \rightarrow Z^*Z \rightarrow \ell^-\ell^+\ell^-\ell^+$, ahol ℓ lehet elektron vagy müon. Az 1. ábrán látunk egy kétfotonos ilyen eseményt, a 24. ábrán pedig egy négyleptonosat.

5. fejezet

A Higgs-részecske keresése

Mottó:

– A mi országunkban – mondta Alice még mindig lihegve –, ha az ember ilyen sokáig ilyen gyorsan szalad, mint mi az előbb, rendszerint egy másik helyre jut.

– Lassú egy ország lehet – mondta a Királynő. – Minálunk, ha teljes erőből rohansz, az épp csak arra elég, hogy egy helyben maradj. Ha máshová akarsz jutni, legalább kétszer olyan gyorsan kell futnod!

Lewis Carroll: *Alice Tükkörországban*

(Révbíró Tamás fordítása)

A standard modell megalkotása óta, azaz több mint 40 éve egyre nagyobb gyorsítókat építünk annak ellenőrzése végett. E munka egyik legfontosabb célja a Higgs-bozon kimutatása vagy elvetése volt, hiszen a részecskefizika egyik alapkérdése az, hogy igaz-e a spontán szimmetriasértés, és egyáltalán létezik-e a Higgs-részecske. Megfigyelniük 2012-ig nem sikerült, de tekintve a

részecskefizika elmélete, a standard modell fantasztikus, immár négy évtizedes sikerét az összes eddig megfigyelt részecskefizikai folyamat pontos kiszámításában, kevesen kételkedtek a létezésében. Erre céloz a bevezetésben idézett internetes tréfa is, hogy biztosan létezik jó Higgs-vicc, csak évekbe telhet, amíg megtalálják. Stephen Hawking fogadott (és vesztett), hogy soha nem találják meg. Leon Lederman méltán híres könyvében [19] *isteni részecskének* hívja, de ez, szerencsére, a szakirodalomban nem terjedt el. Állítólag Lederman eredetileg *istenverte részecskének* akarta hívni, de a kiadó ahhoz nem járult hozzá.

2010 óta működik az LHC, a legújabb és legnagyobb részecskegyorsító, kezdetben 7000, majd 2012-ben 8000 GeV energián ütköztetve protonokat, egyre nagyobb nyalábintenzitás mellett: az indulása óta mintegy tíz nagyságrenddel növelték az intenzitást, és 2011 végére az eredetileg tervezett adatmennyiség csaknem hatszorosát szolgáltatta a berendezés. Vele párhuzamosan 2011-ig tovább működött a Chicago melletti Fermilab Tevatron gyorsítója is, habár alacsonyabb energián és jóval kisebb intenzitással. Amikor az LHC már időegység alatt mintegy százszor annyi adatot produkált, mint a Tevatron, az utóbbit végleg leállították, bár, természetesen, a rögzített adatok elemzése ilyenkor még évekig folyik.

5.1. LEP, TEVATRON: nincs meg

A nagy elektron-positron ütköztető (LEP) kezdetben 91 GeV-es ütközési energián, a Z-bozon bomlásainak tanulmányozásával

a standard modellt ellenőrizte azáltal, hogy a kísérleti adatokat egybevetette a számított értékekkel. Ez a munka 1989-től 1996-ig tartott, eredménye az 5. ábrán látható. Miután valamennyi mérési adat igazolni látszott a standard modell helyességét, és a modell valamennyi alkotóelemét sikerült kísérletileg megfigyelni és azonosítani a Higgs-bozon kivételével, a hangsúly a Higgs-bozon keresése felé tolódott el. E célból 5 év alatt fokozatosan 200 GeV fölé emelték az elektronok és pozitronok ütközési energiáját, hiszen valamennyi korábbi energián sikerült kizárni a kelthető legnagyobb tömegű Higgs-bozon létezését. Ahogyan azt korábban már írtuk, a standard modell számításai szerint a LEP-nél Higgs-bozon, főként egy Z-bozonnal együtt, a Higgs-sugárzási reakcióban keletkezhet:

$$e^+ + e^- \rightarrow Z + H. \quad (5.1)$$

Rendkívül érdekes ennek a reakciónak az angol neve. A *fékezési sugárzást*, azt a reakciót, amikor egy könnyű töltött részecske az atommag elektromágneses terében foton kibocsátásával veszít energiát, az angol szakirodalomban, különös módon, *bremstrahlung*nak hívják, fordítás nélkül átvéve a német *fékezési sugárzás* kifejezést (csak a német nyelvvel ellentétben kis kezdőbetűvel). Analógia alapján tehát a 5.1 Higgs-sugárzási folyamat angolul a *Higgs-strahlung* nevet kapta. Szerintem mindkettőre jobb a mi elnevezésünk, az eredeti német kifejezés magyarra fordítása.

Amint azt már említettük, a Higgs-bozon a legnehezebb elérhető részecskékre szeret bomlani, a LEP esetén ez a $H \rightarrow b\bar{b}$ és mintegy tizedakkora valószínűséggel a $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (22. ábra).

Olyan reakciókat kell tehát keresnünk, ahol egy Z-bozonnal együtt egy b és anti-b kvarkpár vagy tau és anti-tau leptonpár jelenik meg. A Z-bozon kvarkokra vagy leptonokra bomlik, ezt a Z-bozon tömege alapján tudjuk azonosítani, a bomlástermékek energiája és lendülete ugyanis meg kell hogy feleljen annak, hogy egy $91 \text{ GeV}/c^2$ tömegű Z-bozomból keletkeztek. A keletkező kvarkok energiáját és lendületének három komponensét megmérve, meghatározhatjuk az őket kibocsátó, elbomlott részecske tömegét (részletesebben lásd a B függelék 140. oldalán).

A LEP gyorsítógyűrű négy ütközési pontjában négy hatalmas kísérlet, az ALEPH, a DELPHI, az L3 és az OPAL figyelte a nagyenergiás elektron-pozitron ütközéseket, és kereste különböző statisztikus módszerekkel a Higgs-bozon nyomait, mindhiába. Az ALEPH kísérletnél 2000-ben jelentkeztek olyan események, amelyeket lehetett egy $115 \text{ GeV}/c^2$ tömegű Higgs-bozon bomlásaként értelmezni (részletesebben lásd a B függelék 141. oldalán). A felfedezést sajnos több körülmény is gyengítette. Az ALEPH a lehetséges bomlási csatornák közül csak egyben látta az új részecskét, és a másik három LEP-kísérlet ott semmilyen háttér fölötti többleteseményt nem észlelt. Ráadásul a felfedezett új részecske tömege is gyanús volt. A LEP működésének utolsó évében, 2000 folyamán a teljes ütközési energia átlaga 206 GeV volt. Ezeken az energiákon az elektronokat és pozitronokat, a szinkrotronsugárzási folyamatos energiavesztés miatt folyamatosan gyorsítani kellett, és az már csak kisebb nyalábintenzitásnál volt lehetséges. A Higgs-bozon az $e^+e^- \rightarrow ZH$ Higgs-sugárzási reakcióban keletkezhetett, a Z-bozon tömege $91 \text{ GeV}/c^2$, a Higgs-bozon képződésére a 206-ból tehát csak 115 GeV marad, fizikusi

kifejezéssel a *kinematikai határon* van. Ott pedig meglehetősen bizonytalanra válhatnak a mérések. 2000-ben sok fizikus támogatta azt a petíciót, amelyben a LEP működésének meghosszabbítását kérték, pedig a szimulációk világosan mutatták, hogy egy $115 \text{ GeV}/c^2$ -es Higgs-bozon kimutatásának kicsi a valószínűsége. A történelem később igazolta a LEP leállításának helyességét. A négy LEP-kísérlet eredményeinek statisztikus összegzése azt mutatta, hogy a standard modell Higgs-bozonjának, ha egyáltalán létezik, 95% megbízhatóság (konfidencia) mellett $114,4 \text{ GeV}/c^2$ feletti tömeggel kell rendelkeznie.

5.2. LHC: megvan!

Érdekes és tanulságos, ahogy az LHC-kísérletek 2012 végéig eljutottak odáig, hogy ki merjék jelenteni, látnak egy Higgs-bozonhoz hasonló részecskét.

Működésének első évében az LHC inkább fejlődött, mint adatot termelt. 2011 folyamán a fokozatosan gyűlő adatok elemzése egyre szűkebbre szorította a Higgs-bozon számára meghagyott tömegtartományt. 2011 nyarán az ATLAS és a CMS az addig elérhető összes ismeret alapján a Higgs-bozon tömegét 141 GeV alá becsülte. A LEP eredményével együtt tehát a szabadon hagyott mozgástérre csak a 114 és 141 GeV közötti tartomány maradt. 2011 karácsonyára ez a rés tovább szűkült, a CMS kísérlet adatai szerint 115 és 127 GeV közé, az ATLAS szerint pedig 116 és 130 GeV közé. Mint látjuk, a két nagy kísérlet egymással összehangban levő eredményeket adott, és ez a teljes Higgs-történet

folyamán fennállt. Mindkét együttműködés bejelentette, hogy a kizárt tartományt azért nem lehet tovább szűkíteni, mert jelentős eseménytöbbség mutatkozik 125 GeV körül. 2011. december 14-én azt írtam a Magyar Tudományos Akadémia híreiben, hogy *A CERN tegnap ismertett eredményei alapján a Higgs-részecske gigászi vadászata a végjátékhoz ért. Egy éven belül eldől, hogy az anyagi világot leíró elmélet nélkülözhetetlen részecskéje, a Higgs-bozon valóban létezik-e.* 2012 májusában előadást tartottam az Akadémián a Higgs-bozonról; azt a címet adtam neki: *Higgs-bozon: felfedezésre ítélve?* Addigra ugyanis az a bizonyos eseménytöbbség mindkét kísérletnél meghaladta a kísérleti bizonytalanság háromszorosát.

Az áttörés nagyon hamar, már 2012 nyarán bekövetkezett: július 4-én a két kísérlet szóvivője 45-45 perces előadásban ismertette az addigi eredményt: a bizonytalanság 5-szörösének, tehát a felfedezési szintnek megfelelő eseménytöbbséget látnak az LHC két energiájánál és a Higgs-bozon két lehetséges bomlási csatornájában, amely megfelel egy $126 \text{ GeV}/c^2$ körüli tömegű Higgs-bozon lehetséges létezésének. Érdekes módon a két kísérlet megállapodott, hogy nem használják a *felfedezés (discovery)*, csak a *megfigyelés (observation)* kifejezést. A kísérleti eredmény részletes leírását tartalmazó közlemények címében is az szerepel. Egyik kísérlet sem állította, hogy felfedezte a Higgs-bozont, csak azt, hogy a standard modell Higgs-bozonjának keresése olyan új részecske megfigyeléséhez vezetett, amely tulajdonságaiban megfelel a standard modell Higgs-bozonjának. Viccelődtünk ugyan ezen a nagyon óvatos megfogalmazáson, de az nem véletlen: rengeteg olyan módosítása ismeretes a standard modellnek, amely attól valamivel különböző vagy többféle Higgs-bozont ad, és ame-

lyeket az akkori adatok alapján nem zárhattunk ki. A sajtótájékoztatókon többször elmondtam azt a régi viccet, hogy amikor a tanítvány megkérdezi a rabbit, miért hívják a nudlit nudlinak, a rabbi azt válaszolja, hogy az alakja is nudli, az íze is az, miért hívják másképpen. Az LHC-nál az adatok elemzése kimondottan a standard modell Higgs-bozonjára irányult, nemigen találhattunk valami egészen mást.

A július 4-i előadásokat óriási izgalom előzte meg. A résztvevő fizikusok természetesen már napokkal előtte tudták az eredményeket, hiszen azok nyilvánosságra hozásához az egész együttműködésnek hozzá kellett járulnia (ennek meglehetősen bonyolult a mechanizmusa), és azt kiszivárogtatták újságíróknak. A *Nature* folyóirat internetes változata már július 2-án megírta, mit fog nyilvánosságra hozni 4-én a két LHC-kísérlet [25]. A CERN eleve meghívta a BEH-mechanizmust kidolgozó valamennyi elméleti fizikust az előadásra (ez is nyilván hozzájárult a sajtó érdeklődéséhez); ott Peter Higgs könnyekkel a szemében közölte: nem gondolta volna, hogy megéri ezt a pillanatot, hiszen 48 évvel azelőtt, 1964-ben dolgozták ki az elméletet. Az előadások ugyan a CERN-ből történtek, de hivatalosan az ausztráliai Melbourneben rendezett részecskefizikai világkonferencia előadásai voltak, az ottani résztvevők internetes videokonferencia keretében, kivetítőkön nézték és hallgatták az előadásokat és tették fel kérdéseiket. Ez bevett módszer nagy együttműködéseinkben: a CMS kísérlet magyar csoportja például, amely Budapesten, Debrecenben és a CERN-ben dolgozik, hétfőnként internetesen összekapcsol három kisebb előadótermet, és úgy rendez munkamegbeszélést. Ezt a videokonferenciás technikát Magyarországon a NIIF

intézet dolgozta ki és támogatja. 2012. július 4-én a két előadás-son 55 hírközlő szervezet volt jelen, és 496 000 internetes címről léptek be rá, közöttük három magyarországi előadóterem is.

2012 augusztusában a két nagy LHC-együtműködés, az ATLAS és a CMS publikálta az eredményt. Mindkét közleményt a mérőberendezések húszéves fejlesztésében részt vett, de közben elhunyt kutatóknak dedikálták, akik már nem érhatték meg a nagy eredményt. A publikációk elképesztően néznek ki: maguk a cikkek 15 oldalasak, és utána ugyannyi lapon sorolják fel egyenként a közel 3000 részt vevő kutató nevét. Tekintettel arra, hogy a tudományos publikációk általában egy-egy kisebb csoport, 4-5 szerző nevével jelennek meg, ez sokkolta más tudományterületek művelőit. Kívülállók általában azt hiszik, hogy van néhány főember, a többi meg nekik segít, és mindig meglepődnek, amikor megtudják, hogy bármelyik száz résztvevőt lecserélhetünk másik százra, attól még ugyanúgy menne minden, de mindenkire szükség volt és van az észlelőrendszer megépítéséhez és működtetéséhez, valamint az óriási matematikai és számítástechnikai apparátus fejlesztéséhez. Egy fizikus kollégám, amikor ezt megtudta, felkiáltott: *Azt monddod, hogy 3000 kiváló fizikus dolgozott ezen? Csinálhattak volna sokkal értelmesebb dolgot...*

6. fejezet

LHC-eredmények 2013 végén

Mottó:

– Szép, szép – mondta [Alice], amikor a végére ért –, csak egy picit nehéz megérteni! [...] Valahogy mindenfélével teli lesz tőle a fejem, csak épp azt nem tudom, hogy mivel.

Lewis Carroll: *Alice Tükörsországban*

(Révbíró Tamás fordítása)

Az LHC 2012 decemberében befejezte a protonütköztetést, és 2013 elején egy hónapra áttért a nehézion-programra, ólomionok és protonok ütköztetésére. Február végén leállt átépítés céljából: 2015-ben az eddigi energia és ütközési gyakoriság kétszeresével fog újraindulni. Ilyenkor természetesen az észlelőrendszereket is felülvizsgáljuk, hiszen részei fizikailag vagy erkölcsileg előregedhettek.

2012 februárjára a CMS-nek és az ATLAS-nak sikerült ana-

lizálnia a 2011-ben gyűjtött LHC-adatokat, és 2011 decemberében előzetes, 2012 februárjában pedig már véglegesnek tekintett¹ eredményeket hoztak nyilvánosságra. Akkorra már külön-külön mindkét kísérlet kizárta a Higgs-részecske csaknem egybefüggő tömegtartományát 130 GeV fölött, habár ez 2011 nyarán még nem sikerült, akkor csak a kettő kombinációjával. Az LHC 2012-ben megnövelte a protonok ütközési energiáját 7-ről 8 TeV-re és tovább növelte az ütközések hozamát, luminozitását (132. o.) is, így már nyáron sikerült elérni a Higgs-szerű bozon kimutatását. Utána még tovább többszörződött az adatmennyiség, és egyre tisztábban látszottak az új részecske tulajdonságai.

Új részecske megfigyelésekor a legkritikusabb tulajdonság a részecske tömege, amelyet csúcs kell hogy jelezzon a bomlástermékek energiaeloszlásában (140. o.). Habár kétségtelenül a két-fotonos bomlás a legjobb a Higgs-bozon tömegének mérésére, a könyv címlapján levő kétfotonos reakció erre nem igazán alkalmas, mert a két fotonnak csak az energiáját tudjuk mérni, a pályáját nem, tehát nem tudjuk elég pontosan, hol keletkeztek, és nem tudjuk igazán nagy pontossággal kiszámítani a rájuk bomlott részecske tömegét. Van azonban egy sokkal ritkább kétfotonos reakció, amelyből meg tudjuk határozni a tömeget: amikor két kvark szóródik egymáson, és egy-egy W^\pm vagy Z bozont kibocsátva hozzák létre a Higgs-bozont (*vektorbozon-fúzió*). A két szóródott kvark ugyanis hadronzaporokat kelt, és azok kezdőpontja kijelöli a fotonok keletkezési helyét. Ilyen CMS-esemény látszik a 24. ábrán.

¹Véglegesnek tekintünk egy eredményt, ha azt már nincs időnk vagy energiánk tovább finomítani.

Másik reakció, amelyből közvetlenül meghatározható az elbomló részecske tömege, a négyleptonos csatorna, amikor a Higgs-bozon két Z-bozonra, azok pedig töltött lepton-antilepton párokra bomlanak (25. ábra).

Új részecske felfedezésénél a legfontosabb szempont az összhang a különböző energiákon, különböző kísérletek által, különböző módszerrel meghatározott tömegértékek között. Volt egy majdnem felfedezés, a négy kvarkból és egy antikvarkból álló *pentakvark* részecskéké [26], amely a kezdeti lelkesedés után azon vérzett el, hogy az elemzések pontosításával az új részecske tömege nem egyezett a különböző módszerekkel meghatározva, és a korábban észlelt tömegcsúcsok, immár nem egybeolvadva, a háttéresemények véletlen fluktuációjának bizonyultak.

Az ATLAS és a CMS meggyőzően megmutatta 2012-ben, hogy valamennyi lehetséges bomlási csatornában a kísérleti bizonytalansági határon belül hasonló tömegértéknél, $126 \text{ GeV}/c^2$ környékén látnak egy új részecskét a standard modell Higgs-bozonjának megfelelő tulajdonságokkal. Az új részecske nem párban keletkezik, és két fotonra tud bomlani, tehát bozon, amelynek perdülete 0 vagy 2. Az adatok itt is a standard modell Higgs-bozonjának megfelelő 0 perdület és + paritás felé mutatnak. Az új bozon tömege (143. o.) közel van ahhoz az értékhez, amely a többi méréshez legközelebb álló értéket ad valamennyi mérhető részecskefizikai paraméterre, 70 és 140 GeV között (14. ábra). A keletkezésével és bomlásával kapcsolatos különböző folyamatok mért valószínűsége is a standard modellel számítottal egyezik.

Nagyon reménykedtünk benne, hogy amit találtunk, NEM a standard modell Higgs-bozonja, hanem valami azon túlmutató

részecske, de nem ez látszik kialakulni: a modell minden elméleti hiányossága és *ad hoc* vonása ellenére tökéletesen látszik visszaadni a kísérletileg meghatározható összes adatot, a Higgs-bozon tulajdonságaival együtt. Tudományosan persze az lett volna a legérdekesebb, ha be tudjuk bizonyítani, nem létezik a Higgs-bozon, hiszen akkor újra kellett volna gondolni a részecskefizika teljes felépítését (bár akkor nem lett volna ekkora médiavisszhangja a kísérletünknek). Másik nagyon érdekes dolog lett volna, ha a felfedezett bozon tulajdonságai meredeken különböznek a standard modellel számítottól, vagy ha többféle Higgs-bozont találunk, de mindez fokozatosan elenyészni látszik: ahogy gyűltek az adatok, úgy kerültünk egyre közelebb a standard modell előrejelzéseéhez.

7. fejezet

Zárszó

Mottó:

"Van egy elmélet, miszerint, ha egyszer kiderülne, hogy mi is valójában az univerzum, és mit keres itt egyáltalán, akkor azon nyomban megszűnne létezni, és valami más, még bizarrabb, még megmagyarázhatatlanabb dolog foglalná el a helyét.

Van egy másik elmélet, amely szerint ez már be is következett."

Douglas Adams: *Vendéglő a világ végén*

(Nagy Sándor fordítása)

A részecskefizika drága multság, évente eurómilliárdokba kerül. Közvetlen társadalmi alkalmazása nincs, tiszta alapku-
tatás, a közvetett haszna viszont nagyon komoly. Valószínűleg
ezért is hajlandók a világ adófizetői finanszírozni. Elsősorban a
pedagógiai hasznát érdemes kiemelni. Élesíti az elmét, kreatív
gondolkodásra serkent: tapasztalataink szerint azok a kollégá-
ink, akik megunják a rengeteg megfeszített munkát viszonylag
kis keresetért, és elmennek a magánszférába, igen jól teljesíte-
nek, hiszen nálunk az óriási méretek miatt, a technika legelső
vonalában, gyári szervezettséggel folyik a munka. Személyesen

ismerek egy tucat kollégát, aki a nagyenergiás fizikában szerzett doktorátus birtokában bankszektorban, befektetőcégeknél, biztosítóknál helyezkedett el és például előrejelzéseket fejleszt szimulációval. Rossz nyelvek szerint a fizikusok behatolásának volt köszönhető a 2008-09-es nemzetközi bankválság.

A részecskefizika jó pár találmánnyal serkentette az emberiség fejlődését. A legnagyobb, természetesen, a CERN által kifejlesztett világháló információs forradalma, de jelentősen hozzájárult az orvosi diagnosztikához (PET, pozitronemissziós tomográfia) és a rák gyógyításához is (hadronterápia). Nem szabad elfeledkezni a mikroáramkörökről, amelyeket részecskebesugárzással készítenek, vagy a mikrohullámú sütőről sem, amely a részecskegyorsítók üregezonátorainak elvén alapszik. A hatalmas méretek a technológiát is fejlesztik, hiszen 100 000 egyforma műszerhez már érdemes célzott fejlesztést végezni. A nagy nemzetközi együttműködések jól szolgálják különböző nemzetek egymás mellett élését, és még ráadásul érdekesek is: a 26. ábra fényképén a CMS-kísérlet vezérlőtermének webkamerás felvétele látható 2012 májusában: a kísérlet felügyeletét éppen egy-egy holland, spanyol, orosz, kínai, francia és két magyar fizikus végzi, háttal Szillási Zoltán (Atommagkutató Intézet, Debrecen) áll, háttérben, az adatminőség ellenőreként, fehér ingben és hajjal a szerző ül. Habár még nem értük el a fizikusok között a nők 50%-os arányát, közeledünk hozzá, az éppen műszakon levő fizikusok között három hölgy volt, a spanyol műszakvezető, a detektorfelügyeletért felelős holland és az eseményregisztrációt felügyelő kínai. Az már igazán mulatságos volt, hogy amikor az adatminőség ellenőreként a műszakon levő, egészen fiatal tajvani

kolléganővel kellett tárgyalnom, nyelvi nehézségeink voltak, és az adatrögzítést vezérlő francia kolléga szolgált kínai–angol tolmácsként.

Függelék

A. Függlék

Részecskefizikusok

akik a könyvben szerepelnek

Mottó:

- Lenne szíves megmondani, merre kell mennem?
- Az attól függ, hová akarsz jutni – felelte a Fakutya.
- Ó, az egészen mindegy – mondta Alice.
- Akkor az is egészen mindegy, hogy merre mégy – mondta a Fakutya. – Csak menj, menj, ameddig..
- Ameddig valahová el nem jutok – fejezte be Alice.
- Valahová okvetlenül eljutsz – mondta a Fakutya –, ha elég sokáig mégy.

Lewis Carroll: *Alice Csodaországban*

(Kosztolányi Dezső fordítása)

Satyendra Nath Bose



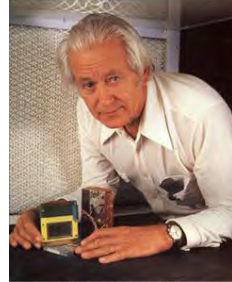
Satyendra Nath Bose 1894. jan. 1-jén született az indiai Kalkuttában (most Kolkata) bengáli családban, apja vasútmérnök volt. Egyike a valóban univerzális tudósoknak: hosszú élete során maradandó nyomot hagyott több tudományterületen is. A Dhakai (most Banglades) Egyetemen lett professzor, ott több tanszéket is alapított, és 20 éven át ott dolgozott, egészen India és Pakisztán 1945-ös szétválásáig, amikor Kalkuttába települt.

Legismertebb eredménye, hogy felépítette a Planck-féle sugárzási törvényt kvantumstatisztikus levezetését. Az angol nyelvű közleményt 1924-ben elküldte Einsteinnek, aki annyira fontosnak találta, hogy azt németre fordította és publikálta. Ez lett az azonos részecskék *Bose–Einstein*-statisztikája, és a kvantumstatisztika mint tudományág egyik alapja. A statisztikáját követő, egész spinű részecskéket Bose után Dirac (87. o.) nevezte el bozonoknak. Habár a bozonok, a Bose–Einstein-statisztika és a Bose–Einstein-kondenzáció (a bozonok elfoglalhatnak azonos kvantumállapotokat, ellentétben a fermionokkal, ezért tömörülhetnek) kutatásáért több Nobel-díjat is adtak, Bose esetében ez elmaradt.

A Dhakai Egyetemen megtervezett és felépített egy röntgen-diffrakciós laboratóriumot. Foglalkozott a kölcsönhatások nagy egyesítésének elméletével, de értékes kutatásokat végzett a szerves kémiában, a biotechnológiában, az antropológiában és a geológiában is. Kidolgozta a hélium kivonását hévizekből. Sokat tett a bengáli nyelv fejlesztéséért: tudományos cikkeket fordított bengálira, és fizikát oktatott bengáli nyelven a Dhakai Egyetemen.

1974. február 4-én hunyt el Kalkuttában.

Georges Charpak



Georges Charpak a volt lengyel (jelenleg ukrán) Dabrowicában született 1924. augusztus 1-jén, lengyel zsidó családban, Jerzy Charpakként. A család 1931-ben költözött Párizsba. A francia ellenállás tagjaként 1943-ban letartóztatták és a dachau koncentrációs táborba vitték, ahonnan 1945-ben szabadult. 1948-ban bányamérnöki diplomát szerzett Párizsban, és a francia Centre National de la Recherche Scientifique (Nemzeti Tudományos Kutatási Központ, CNRS) dolgozója lett, ahol 1954-ben magfizikai PhD-fokozatot nyert. 1959-től a CERN-ben dolgozott. A nagyenergiás részecskék észlelésére 1968-ban fejlesztette ki találmányát, a sokszálas proporcionális kamrát, amely forradalmasította a részecskefizikai kísérletezést, és ma már széleskörűen alkalmazzák a kutatás és fejlesztés, valamint a gyógyászat számos területén. Ezért az alkotásért 1992-ben fizikai Nobel-díjjal tüntették ki. A detektorfejlesztésen kívül számos nagysikerű kísérlet résztvevője volt a CERN-ben, és szenvedélyes szószólója az atomenergia békés alkalmazásának. Párizsban hunyt el, 2010. szeptember 29-én.

Pavel Alekszejevics Cserenkov



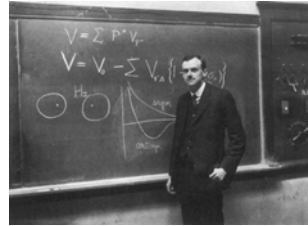
Pavel Alekszejevics Cserenkov 1904. július 28-án született a Voronyezs melletti Novaja Csiglában. Tanulmányait Voronyezsben végezte, majd a moszkvai Lebegyev Intézetbe került, ahol Szergej Ivanovics Vavilov tanítványaként dolgozott. 1934-ben kék fényt figyelt meg, amely radioaktív sugárzás hatására keletkezett vízben. Ezt az orosz irodalomban Vavilov–Cserenkov-sugárzásnak, a nemzetköziben csak Cserenkov-sugárzásnak hívják (144. o.), és hihetetlenül fontosnak bizonyult nagy energiájú töltött részecskék észlelésében. Ilja Mihajlovics Frankkal és Igor Jevgenyevics Tamm-mal közösen 1958-ban fizikai Nobel-díjat kapott. Moszkvában halt meg 1990. január 6-án, 85 éves korában.

Raymond Davis



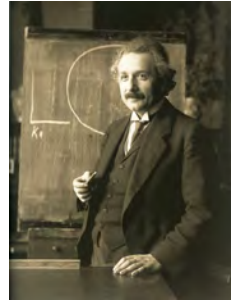
Raymond Davis, Jr. 1914. október 14-én született Washingtonban. Vegyészdiplomát szerzett a Marylandi Egyetemen 1938-ban, és fizikai-kémiai PhD-fokozatot a Yale Egyetemen 1942-ben. A háború alatt a vegyi fegyverek hatásait vizsgálta. 1948-ban a Brookhaveni Nemzeti Laboratórium munkatársa lett, ahol a neutrínók észlelése lett a témája. Kidolgozta az inverz béta-bomlás alkalmazását neutrínók észlelésére, amely a Homestake kísérlet alapja. Az 1478 m mély Homestake aranybányában 380 m³ klórtartalmú oldószer várta a neutrínókat 1970 és 1994 között. A neutrínóval való kölcsönhatásban egy klóratomból radioaktív argon, ³⁷Ar keletkezett, amelyet hetente egyszer héliumgáz átbuborékoltatásával kivontak, és az észlelt radioaktív bomlások alapján meghatározták a lezajlott neutrínóreakciók számát. Ezzel sikerült elsőnek azonosítani a Naptól jövő elektron-neutrínókat és azok egy részének eltűnését, mire a Földre érnek. Ezért az eredményért 2002-ben megkapta a megosztott fizikai Nobel-díjat.

Paul Dirac



Paul Adrien Maurice Dirac 1902. augusztus 8-án született Bristolban (Anglia). 1923-ig fizikai és matematikai tanulmányokat folytatott a Bristoli Egyetemen. 1928-ban Cambridge-ben szerzett doktorátust, ahol 1932-ben matematikaprofesszorrá nevezték ki. 1930-ban, miközben megpróbálta szimmetrikusabbá tenni a kvantummechanika egyenleteit, tisztán matematikai alapon bevezette az antirészecske fogalmát. Élete egyik legjelentősebb eredménye a relativitáselmélet és a kvantummechanika összekapcsolása volt. 1933-ban megkapta Schrödingerrel együtt a fizikai Nobel-díjat „új, hatékony atomelmélet kidolgozásáért”. 1937-ben *Wigner Jenő* hűgát vette feleségül. 1984. október 20-án hunyt el.

Albert Einstein



Albert Einstein 1879. március 14-én született Ulmban. Egyike a történelem legismertebb fizikusainak, életéről, munkásságáról könyvtárnyi irodalom született és több játékfilm is készült. A családja Münchenbe, majd Olaszországba költözött, ő maga a Zürichi Egyetemen szerzett 1901-ben diplomát, és ugyanakkor svájci állampolgárságot. A berni szabadalmi hivatalban végzett munkája mellett szerzett doktorátust. 1908-ban a Berni Egyetemen docens, 1909-ben a Zürichi Egyetemen professzor, 1911-ben a Prágai Egyetemen, majd ismét a Zürichin. 1914-ben felveszi a német állampolgárságot, és Berlinben lesz professzor. 1933-ban a zsidóüldözés elől Amerikába emigrál, a Princeton Egyetem tanára lesz, az amerikai állampolgárságot 1940-ben kapja meg. Szilárd Leó ösztönzésére írta meg nevezetes levelét Roosevelt elnöknek, amely az atombomba amerikai megalkotásához vezetett. Princetonban halt meg 1955. április 18-án.

1905 nevezetes év volt, Einstein akkor publikálta a Brown-mozgás és a fényelektromos hatás elméletét, a speciális relativitáselméletet és a tömeg és energia egyenértékűségét ($E = mc^2$), amelyet a történelem leghíresebb fizikai egyenletének szoktak

nevezni. 1915-ben dolgozta ki a gravitáció elméletét, az általános relativitáselméletet. A Nobel-díjat 1921-ben a fényelektromos jelenség törvényének tisztázásáért kapta, pedig az addigi munkásságának igen kis része volt. Érdekes módon soha nem fogadta el a modern fizika több értelmezését, amelynek kidolgozásában maga is jelentősen közreműködött, többek között a világegyetem tágulását és a kvantummechanika valószínűségi értelmezését.

François Englert



François Baron Englert 1932. november 6-án brüsszeli zsidó családban született. Belgium német megszállása alatt, a 2. világháború idején különböző gyermekotthonokban és árvaházakban rejtegették. A Brüsszeli Szabadegyetemen szerzett elektromérnöki diplomát, majd 1959-ben fizikus PhD-fokozatot. Három évet az amerikai Cornell Egyetemen töltött, ahol Robert Brouttal dolgozott együtt, majd visszatért a Brüsszeli Egyetemre, ahová később Brout is követte, és együtt vezették az elméleti fizikai csoportot. Ugyancsak Robert Brouttal együtt dolgozták ki a spontán szimmetriasértés elméletét 1964-ben, a skót Peter Higgs-szel és az amerikai Guralnik–Hagen–Kibble-hármassal egyidejűleg, de náluk néhány hónappal korábban. A Higgs-bozon CERN-beli felfedezése után a 2013-as Nobel-díjat Englert és Higgs kapták, mivel Brout 2011-ben elhunyt. Englert a BEH-mechanizmussal (136. o.) lett híres, de munkássága a standard modell gravitációt is magában foglaló, de kísérletileg nem igazolt kiterjesztése, a szuperhúrok elméletében is alapvető.

Enrico Fermi



Enrico Fermi Rómában született, 1901. szeptember 29-én. A Pisai Egyetemen szerzett diplomát, majd 21 évesen doktori fokozatot. 1926-ban fedezte fel a Fermi–Dirac-statisztikát, amelynek alapján az annak engedelmeskedő, $1/2$ -es perületű részecskéket ma fermionnak hívjuk. 1927-ben a Római Egyetem fizikaprofesszora lett. 1934-ben megalkotta az atommagok béta-bomlásának elméletét, majd megmutatta, hogy neutronok hatására a magok átalakulnak. 1938-ban a neutronok kiváltotta magreakciók leírásáért elnyerte a fizikai Nobel-díjat. Ugyanabban az évben Mussolini uralma elől az USA-ba költözött, ahol a Columbia Egyetem professzora lett.

Vezető szerepet játszott a Manhattan-tervben és az első atomreaktorok megépítésében. Univerzális fizikus volt, aki a fizika több ágához is jelentősen hozzájárult, mind elméleti, mind pedig kísérleti munkával. Kiváló tanítómester is volt: tankönyveit még ma is rendszeresen újranyomják, még kézzel írott előadásjegyzeteit is újra meg újra megjelentetik faksimile kiadásban. 1954. november 28-án hunyt el Chicagóban.

Richard Feynman



Richard Phillips Feynman 1918. május 11-én New Yorkban született, iskoláit is ott végezte. Habár a középiskolai matematikai versenyeket óriási fölénnyel nyerte, zsidó származása és az ot-tani numerus clausus miatt a Columbia Egyetemre nem vették fel, ezért a Cambridge-i MIT-ra került, és ott szerzett BSc diplomát 1939-ben. Onnan a Princeton Egyetemre ment, és a doktórátust 1942-ben nyerte el. Princetontól meghívták a Manhattan-projektre, és ott fiatalon egészen nagy fizikusokkal dolgozott együtt. Erről az időszakról rendkívül szórakoztatóan ír *Tréfál, Feynman úr?* című regényében.

A háború után kezdetben a Cornell Egyetemen dolgozott, majd Kaliforniába ment a CalTech (California Institute of Technology) egyetemre. Ott egészen alapvető eredményeket ért el a kvantum-elektrodinamika területén, azért kapott fizikai Nobel-díjat 1965-ben. Nevéhez fűződik a Feynman-gráfok technikája, amely forradalmasította a részecskefizikát és a térelméletet, mivel az igencsak bonyolult formulákat könnyen megjegyezhető és kezelhető ábrákkal tudta szemléltetni. Kitűnő tankönyveit a fi-

zika minden területén használják, különösen fontos általános fizikai bevezetője, a számtalan nyelvre lefordított és igen sok kiadást megért *Mai fizika*, de írt tankönyvet a számítástechnikáról is. A hetvenes évek végén kulcsszerepe volt a párhuzamos programozás és a mesterséges ideghálózatok (neural networks) technikájának kifejlesztésében. Alapvető szerepet játszott a Challenger űrrepülőgép katasztrófáját vizsgáló elnöki bizottságban is. Egyike volt tehát korunk igazi polihisztorainak. 1988. február 15-én halt meg, utolsó szavai: *Utálnék kétszer meghalni, olyan unalmas!*

Murray Gell-Mann



Murray Gell-Mann 1929. szeptember 15-én született New Yorkban, orosz zsidó bevándorlók gyermekeként. 15 éves korában felvették a Yale Egyetemre, és 1948-ban szerzett diplomát. 1951-ben doktorált az MIT-ban és miután 1-1 évet dolgozott az Illinois Egyetemen, a Columbia Egyetemen és a Chicagói Egyetemen, a California Institute of Technology állapodott meg 1955-ben, ahol az ugyancsak Nobel-díjas Richard P. Feynmannel dolgozott együtt. 23 évesen vezette be a részecskefizika új kvantumszámaként a ritkaságot. 1961-ben új osztályozási sémát talált ki az erősen kölcsönható részecskékre, a hadronokra, és ez vezette aztán 1964-ben a kvarkok felfedezéséhez és a kvarkmodell kifejlesztéséhez. Tőle függetlenül *George Zweig* is bevezette őket és *ászoknak* nevezte el, de Gell-Mann elnevezése terjedt el rájuk. Számos új részecskefizikai fogalom fűződik a nevéhez, egyebek között a kvarkok színtöltése és zamata, és tevékenyen részt vett a kvantum-színdinamika megalapozásában. 1969-ben kapta meg a fizikai Nobel-díjat az elemi részecskék és kölcsönhatásaik rendezéséért.

Érdeklődési köre ma is rendkívül széles, különösen érdekli a nyelvészet, a történelem és a régészet, a természet és az ember fejlődése, a biodiverzitás. Emeritusként a Santa Fé Intézetben az adaptív komplex rendszereket tanulmányozza, népszerűsítő könyvet is írt *A kvark és a jaguár: kalandok az egyszerűben és a bonyolultban* címmel.

Sheldon Glashow



Sheldon Glashow New Yorkban született 1932. december 5-én Oroszországból bevándorolt zsidó szülők gyermekeként. Vízvezeték-szerelő apja mindhárom gyermekét egyetemre járatta. A bronxi középiskolában összebarátkozott Gary Feinberg és Steven Weinberg későbbi kiváló elméleti fizikusokkal, Weinberggel a Cornell Egyetemen is barátok maradtak, és később együtt kapták a Nobel-díjat. A Harvard Egyetemen doktorált 1958-ben Julian Schwinger vezetése mellett. Több nagy részecskefizikai centrumban, amerikai és európai egyetemen dolgozott, majd a Harvard Egyetemen lett professzor 1967-ben. Jó néhány részecskefizikai felfedezés fűződik a nevéhez: a híres GIM-mechanizmusban, amellyel megjósolták a negyedik kvark létezését, ő a „G”. A Nobel-díjat az elektroyenge kölcsönhatás kidolgozásáért kapta Abdus Salam és Steven Weinberg társaságában, 1969-ben.

Stephen Hawking



Stephen William Hawking, korunk egyik legnagyobb elméleti fizikusa Oxfordban (Anglia) született 1942. január 8-án. Már középiskolás korában a kozmológia érdekelte, és a Cambridge-i Egyetemen végezte fizikusi tanulmányait. 1963-ban általános mozgatóideg-sorvadást diagnosztizáltak nála, és az orvosok azt jósolták, hogy két és fél éven belül meghal. Ennek ellenére belevetette magát a munkába. Állapota folyamatosan romlott, 1969-től tolószékekben közlekedik, 1971 óta írni és 1985 óta beszélni sem képes. Ennek ellenére nemcsak a fizikai kozmológiában alkotott alapvető dolgokat, hanem egészen jelentős ismeretterjesztő munkásságot végez, mindebben különleges eszközök és egész csoportok segítik. Leghíresebb könyve, *Az idő rövid története* 40 nyelven jelent meg, magyarul is négy kiadást ért meg.

Állapota ellenére rendkívül jó humorral rendelkezik. Több híres fogadása volt, például 2000-ben fogadást kötött az amerikai elméleti fizikus Gordon Kane-nel, hogy soha nem fogják megtalálni a Higgs-bozont. 2012. július 4-én, a két LHC-kísérlet

eredményéről értesülve, miszerint látnak egy Higgs-bozonhoz hasonló részecskét, Hawking mosolyogva közölte, hogy valószínűleg elvesztett 100 dollárt.

Werner Heisenberg

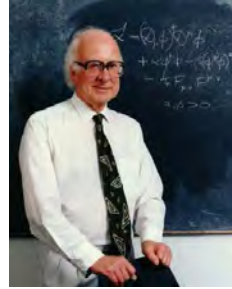


Werner Karl Heisenberg német fizikus Würzburgban született 1901. december 5-én. A kvantumelmélet egyik megalapítójaként kapta a fizikai Nobel-díjat 1932-ben. Nevéhez fűződik a kvantummechanika egyik matematikai formalizmusa, a mátrixmechanika kidolgozása, a nukleon és az izospin fogalmának bevezetése, valamint a határozatlansági reláció felfedezése, de korszakalkotó eredményeket ért el az atommagfizika, a hidrodinamika, a ferromágnesség és a kozmikus sugarak fizikájának területén is. Győztörte a tudat, hogy a Nobel-díjat egyedül kapta a mátrixmechanikáért, amelyet Max Bornnal és Pascual Jordannal együtt dolgozott ki, ám Born és Jordan nem kapta meg az elismerést. (Utóbbit náci kötődése miatt ejtették, Max Born végül 1954-ben megkapta a Nobel-díjat a kvantummechanika statisztikus értelmezéséért.)

Számos elemzés készült Heisenberg tevékenységéről a hitleri Németországban. Kezdetben igen sok támadás érte a *német fizika* képviselőitől, *fehér zsidónak* bélyegezték újságcikkekben. Később azonban folytathatta tudományos tevékenységét, és kötelességtudatból nem hagyta el Németországot, holott több helyre is hívták. A világháború idején részt vett a német nukleáris technika fejlesztésében, de az atombomba előállításától igen messze vol-

tak, egyes vélemények szerint gyakorlatilag szabotálták a munkát. A háború után jelentős szerepet vállalt a német és általában az európai fizikai kutatás feltámasztásában, többek között a CERN megalapításában.

Peter Higgs



Peter Ware Higgs az angliai Newcastle upon Tyne-ban született 1929. május 29-én. Bristolban nevelkedett. Középiskolai és egyetemi tanulmányait már Londonban végezte, a londoni King's College-ban szerezte doktorátusát is, majd az Edinborough-i Egyetemen dolgozott egészen visszavonulásáig. A nevéhez fűződő Brout–Englert–Higgs-mechanizmust és a Higgs-bozon elméletét az 1960-as évek elején dolgozta ki, és ahogy elmeséli *Életem mint bozon, vagy a Higgs története* című rövid, de annál szórakoztatóbb konferenciacikkében [27], kezdetben teljes értetlenség fogadta. Rendszeresen hangoztatott véleménye szerint a Higgs-bozont tényleg ő vezette be, de a spontán szimmetriasértést nem illenék Higgs-mechanizmusnak hívni, mert az több kutató munkájának közös terméke. Többek között emiatt azt ma már BEH-mechanizmusnak hívjuk.

Kosiba Maszatosi



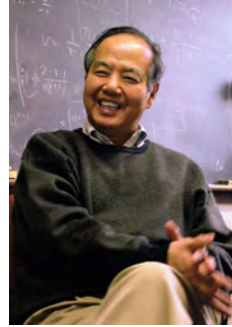
Kosiba Maszatosi (angol átírásban Masatoshi Koshihba) 1926. szeptember 19-én született a japán Aicsi prefektúra Tojohasi városában. 1951-ben a Tokiói Egyetemen szerzett fizikusi diplomát, majd 1955-ben az amerikai Rochester Egyetemen doktorátust. 1958-ig a Chicagói Egyetemen dolgozott, majd 1963-tól a Tokiói Egyetem munkatársa, később professzora lett, máig ott emeritus professzor, bár közben más egyetemeken is oktatott. Az 1980-as években az ő vezetésével épült meg a Kamiokande neutrínódetektor a japán Kamioka bányában, és igazolta 1987-ben a Nap-neutrínók részbeni hiányát, amelyet Davis (86. o.) Homestake kísérlete észlelt. A japán kísérlet jelentősen megnövelt változata, a Szuper-Kamiokande, 1996 óta működik. 1998-ban közölték, hogy közvetlen kísérleti bizonyítékot találtak a neutrínók egymásba alakulására: a Föld túlsó oldalán, a légkörben keletkezett müonneutrínók nagy része eltűnik, amíg átszeli a Földet. A fenti eredményeiért 2002-ben megkapta a fizikai Nobel-díjat.

Leon Lederman



Leon Max Lederman New Yorkban született 1922. július 15-én. A New York-i City College-ben szerzett diplomát 1943-ban, majd 1951-ben a Columbia Egyetemen PhD-t. A Columbián lett tanársegéd 1953-ban és professzor 1958-ban. 1960–62 folyamán Melvin Schwartz-cal és Jack Steinbergerrel együtt a Brookhaveni Nemzeti Laboratóriumban végeztek méréseket. Nekik sikerült először neutrínónyalábot előállítaniuk részecskegyorsítón; kimutatták, hogy a müonnak ugyanúgy van neutrínója, mint az elektronnak, és a kettő nem azonos. Ezért 1988-ban megkapták a fizikai Nobel-díjat. Lederman 1961 és 1978 között a Columbia Egyetem NEVIS gyorsítólaboratóriumának, 1979 és 1989 között pedig a Fermi Nemzeti Gyorsítólaboratórium (Fermilab) igazgatója volt. Pályafutásáról rendkívül szórakoztató ismeretterjesztő könyvet írt *Az isteni a-tom* címmel [19].

Tsung-Dao Lee



Tsung-Dao Lee 1926. november 24-én született Sanghajban. Egyetemista korában a japán invázió elől Kunmingba menekült, és az ottani egyetemen ismerkedett meg későbbi barátjával és munkatársával, Chen-Ning Yanggal, akivel együtt kapták a paritásszértés felfedezéséért a Nobel-díjat. 1946-ban kínai állami ösztöndíjjal a Chicagói Egyetemre került, ahol aztán Enrico Fermi tanítványaként PhD-fokozatot szerzett 1950-ben. Rövid Berkeley-i és princetoni munka után 1953-ban a New York-i Columbia Egyetemen kapott állást. 29 évesen a Columbia Egyetem történetében a legfiatalabb professzor volt, és 31 évesen a második legfiatalabb Nobel-díjas. Chicagóban és Princetonban is együtt dolgozott Yanggal, és a munkakapcsolatot fenntartották azután is, hogy Lee New Yorkba költözött. A Nobel-díj elnyerése után is a Columbián maradt, de szoros kapcsolatokat ápolt anyaországával: ösztöndíjat alapított tehetséges kínai fiatalok számára amerikai tanulmányokhoz, és rendszeresen látogatja a kínai egyetemeiket.

Emmy Noether



Amalie Emmy Noether (időnként *Emily Noether*-ként is emlegetik, de ő maga az *Emmy Noether* nevet használta) német matematikus 1882. március 23-án született a bajorországi Erlangenben, ahol az apja a matematika professzora volt az egyetemen. Emmy Noether ott végezte el az egyetemet, miután feloldották a nők oktatását korlátozó szabályt, és a matematikai doktorátust is megszerezte 1907-ben. Évekig az Erlangeni Egyetem matematikai intézetében dolgozott fizetés nélküli munkatársként, majd 1915-ben meghívták a Göttingeni Egyetem világhíres matematikai tanszékére. Az ottani munkatársak ellenállására, filozófusok és történészek ellenvetésére: „Mit fognak a katonáink szólni, ha az egyetemre visszatérve egy nő lábainál kell tanulniuk?“, David Hilbert azt válaszolta: „Egyetemen vagyunk, nem fürdőházban.” Göttingenben is évekig fizetés nélküli magántanár volt, és soha nem kapott nyilvános rendes egyetemi tanári kinevezést. 1933-tól kezdve a náci Németország egyetemei elbocsátották zsidó származású munkatársaikat. Több helyen is kínáltak neki állást, és a Rockefeller Alapítvány támogatásával az amerikai Bryn Mawr

egyetemre került. Két évvel később egy rákoperáció után jött keringési elégtelenség elvitte.

Emmy Noether neve az elméleti fizikában a szimmetriák és megmaradó mennyiségek általa felfedezett kapcsolatáról ismert, amely gyökeresen átalakította a fizikai gondolkodást. Lehetővé tette ugyanis, hogy felismert szimmetriák, invarianciaelvek alapján megmaradó fizikai mennyiségeket keressünk, illetve megmaradási törvényekhez megkeressük a hozzájuk tartozó szimmetriákat, és azok segítségével az adott jelenséget leíró matematikai összefüggéseket. A matematikusok Emmy Noetherhez az algebra egészen új ágának megalapozását rendelik, amelynek óriási hatása volt a halmazelmélet fejlődésére. Máig a valaha élt legnagyobb matematikusnőnek tartják, és tucatnyi jelentős matematikai tétel fűződik a nevéhez.

Wolfgang Pauli



Wolfgang Ernst Pauli osztrák elméleti fizikus 1900. április 25-én született Bécsben. Apja és anyai nagyapja kikeresztelkedett zsidó volt, anyjától római katolikus nevelést kapott. Igazi csodagyermekként kezdte pályafutását: alig két hónappal gimnáziumi érettségje után, 18 évesen, cikket publikált Einstein általános relativitáselméletével kapcsolatban. A müncheni egyetemen Sommerfeld tanítványaként három év alatt, 21 évesen megszerezte a doktorátust az ionizált hidrogénmolekula kvantummechanikai tárgyalásáról írott dolgozatával. Két hónappal a doktorátus megszerzése után elkészült egy 237 oldalas áttekintéssel a relativitáselmületről, amellyel kivívta Einstein elismerését, és amely máig népszerű tankönyvnek számít. Ezután több helyen dolgozott rövidebb-hosszabb ideig: Göttingenben, Koppenhágában és Hamburgban; ez alatt dolgozta ki a perdület (spin) elméletét, valamint a nevéhez fűződő kizárási elvet, amelyért 1945-ben megkapta a fizikai Nobel-díjat. 1928-ban a zürichi ETH professzora lett; 1940-ben a második világháború elől Amerikába vonult, ahonnan 1946-ban végleg visszatért Zürichbe.

Élete érdekessége, hogy a fizikán kívül igen jelentős a hozzájárulása a pszichológia fejlődéséhez. 1931-ben idegösszeroppanással *Karl Jung* kezelte, és Pauli hosszú tudományos vitákat folytatott vele a mélylélektan kérdéseiről, a levelezésük *Atom és archetípus* címmel könyvben is megjelent. Jung *Pszichológia és al-kémia* című könyvében Pauli 400 álmát elemzi.

Pauli életét végigkísérte a kérdés, hogy a dimenziótlan finomszerkezeti állandó reciproka miért éppen¹ 137. Hasnyálmirigy-rákban halt meg, 1958. december 15-én, a zürichi Rotkreuz-kórház 137-es szobájában.

¹Azóta kiderült, hogy függ az energiától, értéke a legutóbbi mérések szerint $1/\alpha = 137,035999679 \pm 0,000000094$

Bruno Pontecorvo



Бруно Понтекорво

Bruno Pontecorvo, oroszul *Bruno Maximovics Pontecorvo* 1913. augusztus 22-én született az olaszországi Marina di Pisában, gazdag olasz zsidó családban. A római La Sapienzia Egyetemen szerzett diplomát 20 éves korában, Fermi legfiatalabb tanítványaként. 1936-ban Párizsba ment, Irene és Frederic Joliot-Curie laboratóriumában dolgozott. Párizs német megszállása elől Spanyolországba, majd az USA-ba költözött. Közismert szocialista nézetei miatt nem vonták be a Manhattan-tervbe, viszont 1948-ban angol állampolgárságot nyert, és felkérték, vegyen részt az angol atombomba tervezésében. Még mielőtt azonban komolyan belemélyedt volna a munkába, 1950-ben családjával együtt a Szovjetunióba távozott, és 1993. szept. 24-i haláláig a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet professzoraként elméleti részecskefizikával foglalkozott. Alapvető eredményei főként a neutrínókhoz köthetők. Ő javasolta először az atomreaktorokban keletkező antineutrínók észlelésére a Reines és Cowan (Nobeldíj, 1995) által használt módszert. Megjósolta, hogy az elektronhoz és a müonhoz különböző neutrínók tartoznak, ezt később

Steinberger, Lederman és Schwartz igazolta kísérletileg (Nobeldíj, 1988). 1957-ben javasolta és 10 év alatt dolgozta ki a Nap-neutrínók hiányát megmagyarázandó a neutrínó-oszcilláció, a neutrínók egymásba alakulásának elméletét.

A dubnai intézet 1995-ben alapította a nemzetközi Pontecorvo-díjat „az év legjelentősebb részecskefizikai kutatásáért”.

Abdus Salam



Mohammad Abdus Salam 1926. január 29-én született Jhang Maghiana faluban, amely most Pakisztánhoz tartozik. Állami ösztöndíjjal végezte el a Pandzsáb Egyetemet Lahore-ban 1946-ban, majd a Cambridge-i Egyetemen szerzett PhD-t 1951-ben. Hazatérve Pakisztánba Lahore-ban tanított, ahol hamarosan a matematika tanszék vezetője lett. Mivel kutatni akart, elhagyta Pakisztánt, és a Cambridge-i Egyetemre ment, majd a londoni Imperial College professzora lett. Később megalapította Triesztben a Nemzetközi Elméleti Fizikai Központot (ICTP), amely sok fejlődő országbeli fiatalnak segített beilleszkedni a nemzetközi kutatásokba anélkül, hogy feladta volna hazai kapcsolatait. A Nobel-díja összegén és más hasonló díjakon ösztöndíjakat alapított pakisztáni fiataloknak. 1996. november 21-én hunyt el Oxfordban.

Gerardus t'Hooft



Gerardus t'Hooft 1946. július 5-én született a hollandiai Den Helderben igazi természettudós családban: anyai dédnagybátyja, Frits Zernike fizikai Nobel-díjat kapott 1953-ban a fáziskontraszt-mikroszkóp felfedezéséért, nagyapja a Lydeni Egyetem zoológia-professzora volt, nagybátyja az elméleti fizikáé az Utrechti Egyetemen. Tengerészmérnök apja a műszaki tudományok felé terelte gyermekkorában, de ő nem volt hajlandó megépíteni a rádiót, amíg meg nem értette, hogyan működik. Tanulmányait Hágában folytatta, diplomát és doktorátust az Utrechti Egyetemen szerzett *Martinus Veltman* irányítása alatt. 1972-ben publikálták Nobel-díjas cikküket az elektromágneses kölcsönhatás renormálásáról, azaz az egyenletekben felbukkanó végtelen tagok eltávolításáról. t'Hooft doktorátusának megszerzése után, 1972-ben együtt mentek ösztöndíjjal a CERN-be, majd tértek vissza 1974-ben Utrechtbe. t'Hooft pályafutását végigkísérik a részecskefizika alapvető problémái: az elektromágneses kölcsönhatás tisztázása után az erős kölcsönhatás foglalkoztatta, majd a standard modell kiterjesztései: a húrelmélet, a kvantumgravitáció és a szu-

perszimetria. Pedagógusként létrehozott egy kitűnő, didaktikus és rendkívül szórakoztató honlapot „Hogyan legyünk jó elméleti fizikusok?” címmel

(<http://www.staff.science.uu.nl/~Gadda001/goodtheorist/>),

de a teljesség kedvéért honlapot létesített arról is, hogyan legyünk rossz elméleti fizikusok

(<http://www.staff.science.uu.nl/~hooft101/theoristbad.html>).

Simon van der Meer



Simon van der Meer a hollandiai Hágában született 1925. nov. 24-én. Iskoláit is ott végezte, és 1952-ben a Delfti Egyetemen szerzett mérnöki diplomát. Néhány évig a Philips eindhoveni fejlesztőüzemében dolgozott, majd 1956-ban csatlakozott a CERN-hez mint gyorsítós mérnök, és 1990-es visszavonulásáig ott dolgozott. 2011. március 4-én hunyt el.

Nevéhez a részecskegyorsítós technika számos eszköze fűződik, de legismertebb közöttük a *sztochasztikus hűtés* elmélete és megvalósítása a CERN proton-antiproton ütközőnyalábjainál. Ez a technika tette lehetővé a nagyenergiás részecskenyalábok hosszú élettartamú tárolását *tárológyűrűkben*: a modern nagy részecskegyorsítókban egyszeri feltöltés után órákig tarthatók és ütköztethetők a részecskecsomagok. Miután a CERN-ben protonok és antiprotonok ütközéseiben felfedezték a gyenge kölcsönhatás közvetítő részecskéit, Simon van der Meer *Carlo Rubbiával* közösen 1984-ben megkapta a Nobel-díjat. Van der Meer dolgozta ki az ütközőnyalábok *luminozitásának* (132. o.) mérését, és ő fejlesztette ki a protonok ütközéseiben keletkező másodlagos részecskék összegyűjtésére és fókuszálására szolgáló *mágneses kürt* eszközt; mindkettőt kiterjedten használják a gyorsítólaboratóriumokban.

Martinus Veltman



Martinus Justinus Godefriedus Veltman a dél-hollandiai Waalwijkban született 1931. június 27-én, sokgyermekes tanítócsaládban. Tanulmányait az Utrechti Egyetemen végezte, saját bevallása szerint igen szegényes oktatás mellett. Az utrechti elméleti fizika *Leon Van Hove* érkezésével fellendült. Veltman 1961-ben a CERN-be ment, ahol Van Hove lett az elméleti fizikai osztály vezetője, és ott dolgozta bele magát a részecskefizikába. 1963-ban doktorált elméleti fizikai dolgozattal, habár a CERN több kísérletében is részt vett. A CERN után néhány évig kísérleti munkát végzett az amerikai Stanford és Brookhaven laboratóriumokban, majd 1966-ban visszatért Utrechtbe, ahol részecskefizikai elméleti iskolát hozott létre. Tanítványával, *Gerardus t' Hooft*tal fejlesztették ki a mértékterek renormálásának elméletét 1972-ben, amelyért megkapták az 1999-es fizikai Nobel-díjat. Veltman 1981-ben, holland munkatársai bánatára, az amerikai Michiganbe költözött, és visszavonulásáig az ottani egyetemen dolgozott. Nyugdíjas éveire hazaköltözött Hollandiába, de gyermekei (lánya és két fia) Amerikában maradtak. Veltman szerint a lánya, Helene az egyetlen családtagja, aki érti, mit csinál az apja: ő részecskefiziká-

ból doktorált Berkeley-ben, aztán a bankszektorban vállalt állást Londonban. Veltman tiszteletére a 9492 *Veltman* nevet adták egy kisbolygónak.

Steven Weinberg



Steven Weinberg New Yorkban született 1933. május 3-án. Már 16 évesen elhatározta, hogy elméleti fizikus lesz. 1954-ben diplomázott a Cornell Egyetemen, doktori munkáját Koppenhágában és a Princeton Egyetemen végezte. A PhD megszerzése után, 1957-ben a Columbia Egyetemen, majd Berkeley-ben dolgozott. Kezdetben erős kölcsönhatással, majd asztrofizikával, később az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás egyesítésével foglalkozott, amelyért 1979-ben Nobel-díjjal jutalmazták. Három évet az MIT-n töltött, 1973-ban Julian Schwinger helyére került a Harvardon, 1982-ben pedig a Texasi Egyetemen, Austinban lett professzor.

Több híres könyvet írt, a legismertebb közülük *Az első három perc* a kozmológiáról, de a *Gravitáció és kozmológia* és a háromkötetes *Kvantumtérelmélet* is számos kiadást megért tankönyvek. Részt vett az amerikai fegyverkorlátozási és leszerelési bizottság munkájában, és elnöke volt a texasi filozófiai társaságnak.

Wigner Jenő

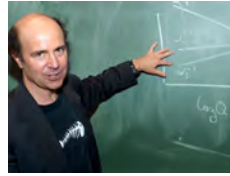


Eugene Paul Wigner (Wigner Pál Jenő) Budapesten született 1902. november 17-én, középosztálybeli zsidó családban. A híres fasori Evangélikus Gimnáziumba járt, ahová *Neumann János* is. Egyetemi tanulmányait, akárcsak Neumann, a budapesti Műegyetemen kezdte, majd Berlinben folytatta. Apja hatására kémiát tanult, de mindig fizikus szeretett volna lenni. A vegyészmérnöki diploma megszerzése után, 1925-ben visszatért Budapestre, és rövid ideig apja mellett dolgozott a bőrgyárban, de 1926-ban újra Berlinbe ment, és a kristályok szerkezetét kezdte tanulmányozni. A kristályszimmetriák leírása vezette a csoportelmélethez, ebben barátai is segítségére voltak [28]: Neumann János beszélte rá a csoportelmélet komoly tanulmányozására, és Szilárd Leó arra, írjon könyvet a csoportelmélet kvantummechanikai alkalmazásáról. A fizikai Nobel-díjat, egyedül a nagy magyar-amerikai fizikusok, a *Marslakók* közül (és rendíthetetlen véleménye szerint érdemtelenül), 1963-ban kapta a szimmetriák szerepének felfedezéséért az atommag leírásában.

1930-ban Neumannal együtt Princetonba hívják, 1936-ig ott dolgozik. Wigner 1936-ban két évre Wisconsinba kerül, majd

visszahívják Princetonba. A háború alatt szerepet vállalt a Manhattan projektben, és habár meggyőződéses békepárti volt, kiállt a náciizmus elleni harc mellett. 1995. január 1-jén halt meg.

Frank Wilczek



Frank Wilczek New Yorkban született 1951. május 15-én, apja lengyel, anyja olasz származású. Iskoláit New Yorkban végezte, a Chicagói Egyetemen szerzett diplomát (BSc) és a Princeton Egyetemen MSc-t, majd doktorátust matematikából. Jelenleg az MIT elméleti intézetének professzora. A Nobel-díjat 2004-ben *David Gross*-szal és *David Politzerrel* közösen az erős kölcsönhatás tisztázásáért kapta. Bevallása szerint gondolkodásmódjának formálásában katolikus neveltetésének komoly szerepe volt: ha kötődését az egyházhoz el is vesztette, azóta is igyekszik megtalálni az élet célját és értelmét. Ehhez kapcsolódik feleségével, *Betsy Devine-Wilczekkel* együtt írt ismeretterjesztő műve *a Harmóniáról*, és erre utal *Elvesztett szimmetriák* című *Nature*-cikke is.

Chien-Shiung Wu



Chien-Shiung Wu asszony 1912. május 29-én született Sanghaj közelében. A nankingi Nemzeti Központi Egyetemen szerzett fizikusi diplomát 1936-ban, majd Berkeley-ben doktorált a Nobel-díjas Ernest Lawrence, a ciklotron feltalálója tanítványaként 1940-ben. A Princeton Egyetemen tanított, a II. világháború alatt részt vett az atombomba kifejlesztésének Manhattan-tervében, majd a háború után a New York-i Columbia Egyetem professzora lett. Nevéhez több alapvető kísérlet fűződik, közülük leghíresebb a paritásértés kísérleti kimutatása, amelyet a washingtoni National Bureau of Standards-ban végzett. Az első nő volt, akit az Amerikai Fizikai Társulat elnökévé választott. 1980-ban visszavonult, 1997. február 16-án halt meg Manhattanben.

Chen-Ning Yang



Chen-Ning Franklin Yang 1922. szeptember 22-én született a kínai Hefeiben (vagy Ho-fei, Anhui tartomány). Apja matematikaprofesszor volt a Peking közeli Tsinghua Egyetemen. A Kunmingi Egyetemen szerzett diplomát 1942–44-ben. 1946-ban ösztöndíjjal a Chicagói Egyetemre került, ahol Teller Ede doktoranduszaként magfizikai PhD-fokozatot szerzett, majd Enrico Fermivel kezdett dolgozni. 1949-ben a Princeton Egyetemen kapott állást, és ott lett professzor 1955-ben. 1957-ben T. D. Lee-vel együtt Nobel-díjat kaptak a paritásértés felfedezéséért. A gyenge kölcsönhatáson kívül a statisztikus fizika foglalkoztatta. 1964-ben a Stony Brook Egyetemre ment, majd 1978-tól a San Diego-i Salk Biológiai Intézet munkatársa lett.

Yukawa Hideeki



Yukawa Hideeki 1907. január 23-án született Tokióban, de Kiotóban nőtt fel, ott végezte valamennyi tanulmányát és ott is élt élete legnagyobb részében, habár dolgozott Tokióban, Oszakában és New Yorkban is. Elméleti fizikus volt, 1935-ben publikálta mezonelméletét, amely akkor kitűnően leírta a mageróket, a protonok és neutronok kölcsönhatását az atommagban. Az általa felírt Yukawa-potenciál (129. o.) óriási hatással volt a részecske- és atommagfizika fejlődésére, és a π -mezon 1947-es felfedezése után, 1949-ben megkapta érte a fizikai Nobel-díjat. Hatására 1950-ben elméleti fizikai intézetet alapítottak a Kiotói Egyetem részeként, amelynek ő volt visszavonulásáig az elnöke, és 1990-ben felvette Yukawa nevét. Yukawa 1981. szeptember 8-án hunyt el Kiotóban.

B. Függelék

Fizikai fogalmak

Mottó:

Alice nevetett.

– Nincs értelme – mondta –, a lehetetlent nem hiheti el az ember!
– Szerintem nincs elég gyakorlatod – mondta a Királynő. – Én a te korodban naponta fél órát csak ezt gyakoroltam. Volt úgy, hogy már reggeli előtt hat lehetetlen dolgot elhittem.

Lewis Carroll: *Alice Tükkországban*

(Révbíró Tamás fordítása)

U(1), SU(2), SU(3)

U(1), SU(2), SU(3) a standard modell három nevezetes mértékszimetriája, amelyek *Emmy Noether* tétele értelmében különböző megmaradási törvényekre (kontinuitási egyenletekhez, azaz megmaradó áramokra) vezetnek. A mértékszimetria azt jelenti, hogy a fizikát leíró egyenlet, illetve az egyenletből meghatározható mennyiségek nem változnak meg, amikor valamilyen transzformációt hajtunk végre a részecskék állapotát leíró *állapotfüggvényen*. Az U unitér mátrixot jelent, amelynek inverze

egyenlő a transzponált (a sorok és oszlopok felcserélésével kapott) és konjugált (azaz a komplex függvények képzetes részének előjelváltásával előálló) mátrixával: $U^\dagger \times U = I$, ahol I az egységmátrix. Az S jel speciálisat jelent, ebben az esetben azt, hogy a mátrixok determinánsa egységnyi. A két transzformációs feltételre azért van szükség, mert a részecske összes energiája nem változhat meg a transzformáció során.

$U(1)$ az uniter 1×1 mátrixok szimmetriája, azaz az $e^{i\alpha}$ alakú képzetes számoké ($i^2 = -1$, α valós szám). Az elektrodinamika egyenletei, a Maxwell-egyenletek $U(1)$ mértékszimmetriája – amely az elektrosztatikus mező esetében a potenciál nullapontjának szabad választását jelenti – vezet az elektromos töltés megmaradásához, a fermionok mozgását leíró *Dirac-egyenlet* (128. o.) hasonló szimmetriája pedig általában a fermionok számának már említett megmaradásához.

$SU(2)$, a 2×2 -es speciális uniter komplex mátrixok csoportja. A Dirac-egyenlet $SU(2)$ invarianciája vezet a perdület és az izospin megmaradásához, az $SU(3)$ invariancia pedig a kvarkok színtöltésének megmaradásához. A részecskefizika három kölcsönhatását a fenti három invariancia lokális (pontról pontra változó) változatából származtatjuk, a spontán szimmetriasértés BEH-mechanizmusa (136. o.) segítségével.

Fermionok és bozonok

Az elemi részecskék szimmetriatulajdonságait elsősorban a perdületük, spinjük határozza meg. A redukált Planck-állandó egy-

ségében mérve a feles spinű ($J = \frac{1}{2}; \frac{3}{2}; \frac{5}{2} \dots$) részecskék, a fermionok a Fermi–Dirac-statisztikát követik, azaz az i -edik lehetséges egyrészecske-állapotban található átlagos részecskeszám

$$n_i = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + 1},$$

ahol E_i a részecskeállapot energiája, μ a kémiai potenciál, k a Boltzmann-állandó és T az abszolút hőmérséklet. A formulából következik a Pauli-elv, hiszen $0 < n_i < 1$. Az egész spinű ($J = 0; 1; 2 \dots$) bozonok betöltési száma

$$n_i = \frac{g_i}{e^{(E_i - \mu)/kT} - 1},$$

ahol g_i az i -edik állapot degenerációja (elfajultsága).

Amíg az azonos fermionokat távol tartja egymástól Pauli kizárási elve, azonos bozonok között Bose–Einstein-korreláció léphet fel, amely bozonkondenzációhoz vezethet. Bose–Einstein-korreláció áll a szupravezetés és a lézer elve mögött. A részecskefizikában is kimutatták: proton és antiproton ütközéses szétszgázásakor elsősorban pionok keletkeznek, és az azonos töltésű pionok csomósodnak, amíg a különböző töltésűek nem.

A CPT-invariancia

A térelmélet egyik alaptétele, hogy ha egyidejűleg tükrözzük egy rendszer töltését (C -tükrözés), valamint hely- és időkoordinátáit (P - és T -tükrözés), akkor a mérhető fizikai mennyiségek nem változhatnak meg. A töltéstükrözés, természetesen, azt jelenti,

hogy részecskéből antirészecske lesz. Egy $\psi(r, t)$ állapotfüggvényű részecskére $C\psi(r, t) = \bar{\psi}(r, t)$, $P\psi(r, t) = \psi(-r, t)$, $T\psi(r, t) = \psi(r, -t)$ és $CPT\psi(r, t) = \bar{\psi}(-r, -t)$. Sértése súlyos elméleti következményekkel járna, sérülne például az okság elve, vagy az egymáshoz képest egyenletesen mozgó koordináta-rendszerek egyenértékűségét kimondó Lorentz-invariancia.

A *CPT*-invariancia elve tehát lehetővé teszi, hogy a fizikai folyamatok valószínűségeinek számításakor egy előre szabályosan mozgó antiprotont helyettesítsünk egy térben és időben visszafelé menő protonnal. Az elektron és antirészecskéje, a pozitron találkozásánál történő szétsugárzás pedig úgy írható le, mintha bejönne a képbe egy elektron, kisugározna két vagy több fotont, majd térben és időben kihátrálna. Ennek megfelelően, természetesen, a folyamatok térben és időben bizonyos szabályok szerint *forgathatók*. A *CPT*-invariancia matematikailag összekapcsolja, például, az elektron-pozitron pár két fotonra történő szétsugárzását a Compton-szórással, amikor egy elektron elnyel egy fotont, majd kisugároz egy másikat, miközben kilökődik a korábbi állapotából.

A Dirac-egyenlet

A laikus számára elképesztő lehet, hogy a 20. század egyik nagyszerű tudományos teljesítményéhez, az antianyag felfedezéséhez *Paul Dirac* (87. o.) angol elméleti fizikus szépészeti törekvése vezetett. A kvantummechanika klasszikus egyenlete, a Schrödinger-egyenlet nem relativisztikus, mert különbözőképpen kezeli az

idő- és a térkoordinátákat. Ez nyugtalanította a fizikusokat, és Dirac bevezetett egy egyenletet, amely már csaknem jó volt, szimmetrikusan ugyan, de négyzetesen tartalmazta a tér-idő koordinátákat. Ez Diracnak nem tetszett, és elvetette, pedig az lett a bozonok Klein–Gordon-egyenlete. Diracnak állítólag a kandalóba bámulva jutott eszébe, hogy négyzetgyököt lehetne vonni az egyenletből. Meg is tette, és négyféle állapotot kapott az elektrorra: a kétféle spinállapot pozitív és negatív energiájú állapottal kombinálódott. Dirac ezeket a negatív energiájú állapotokat akkor (a szilárdtestfizika lyukelméletéhez hasonlóan) az elektron hiányának tulajdonította, de kiderült, hogy azok ugyanolyan reális részecskéknek felelnek meg, mint az elektron, csak ellenkező előjelű töltéssel: antirészecskék. Dirac akkor kapta meg a Nobel-díjat, amikor Anderson kozmikus sugarakban kimutatta a pozitront, az elektron antirészecskéjét.

Yukawa-potenciál

A részecske-kölcsönhatások erejét azzal a potenciális energiával jellemezzük, amelyet a kölcsönhatás forrásául szolgáló töltés (például elektromos vagy színtöltés) terében érez a másik, hasonló típusú töltéssel rendelkező részecske. A potenciál általános alakját Yukawa Hideki (123. o.) japán fizikus írta fel 1935-ben (Nobel-díj, 1949), a nukleonok közötti erős kölcsönhatás jellemzésére:

$$V(r) = -g^2 \frac{e^{-k_m r}}{r},$$

ahol V a potenciális energia, r a két nukleon közötti távolság, g a kölcsönhatás erősségét jellemző *csatolási állandó*, m a kölcsönhatást közvetítő bozon tömege, és k egy arányossági tényező.

Egy kölcsönhatás *hatótávolságának* azt a távolságot nevezzük, ahol a potenciális energia e -ad részére csökken, a Yukawa-kölcsönhatás hatótávolsága tehát $R = 1/(km)$, fordítottan arányos a közvetítő bozon tömegével. Az elektromágneses Coulomb-kölcsönhatás is Yukawa-típusú, de a foton zérus tömege miatt a hatótávolsága végtelen, és alakja $V(r) = -g^2 \frac{1}{r}$ -re egyszerűsödik. Ugyanakkor a gyenge kölcsönhatásnak éppen a nehéz bozonjai miatt nagyon rövid a hatótávolsága.

Yukawa megjósolta, hogy az erős nukleon-nukleon kölcsönhatás 1 fm-es hatótávolsága 100 MeV körüli tömegű bozonnak felel meg, tehát a müon ($m_\mu = 105,7 \text{ MeV}/c^2$) felfedezésekor kozmikus sugarakban (Anderson és Neddermeyer, 1936) először azt feltételezték az erős kölcsönhatás bozonjának, ezért még évtizedekig μ -mezonnak hívták, habár tudták, hogy nem mezon, hanem az elektron nehezebb rokonaként lepton. 1947-ben viszont ugyancsak kozmikus sugarakban kimutatták a piont, amelynek már minden tulajdonsága egyezett Yukawa bozonjával, és Yukawa 1949-ben megkapta a fizikai Nobel-díjat.

Virtuális részecskék

A Heisenberg-féle határozatlansági reláció nagyon rövid időkre és nagyon kis távolságokon megenged, sőt előír bizonyos eltéréseket a megmaradási törvényektől. Ezt matematikailag az E

energia és t idő között $\Delta E \times \Delta t \geq \hbar/2$, a p lendület (impulzus) és az x hely között pedig $\Delta p \times \Delta x \geq \hbar/2$ alakban szokás felírni, ahol Δ a mögötte álló fizikai mennyiség bizonytalanságát, meghatározatlanságának mértékét jelenti, $\hbar = h/(2\pi)$ pedig a redukált Planck-állandó.

A határozatlansági reláció azt jelenti, hogy nem lehet egyidejűleg tetszőleges pontossággal meghatározni egy részecske energiáját, lendületét és tér-idő koordinátáit. Ugyanakkor viszont lehetővé teszi, hogy részecskék igen rövid időkre és távolságokon nem a saját tömegüknek megfelelő állapotban, azaz tömegsajátállapotukon kívül létezzenek. Így tud az egyébként nulla tömegű foton energiát és impulzust átvinni töltött részecskék között, és így tudja a $80 \text{ GeV}/c^2$ tömegű W bozon közvetíteni a neutronbomlás több nagyságrenddel kisebb energiaváltozását. A virtuális részecskéket általában megsillagozzuk, a neutronbomlás protonra, elektronra és neutrínóra tehát $n \rightarrow p^+ + W^{*-} \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ alakban írható fel.

A virtuális részecskék ténylegesen léteznek, nem csak matematikai fogalmak. Ennek kiváló kísérleti bizonyítéka a hadronképződés elektron-pozitron szóródásban, amely igen gyakori esemény volt a LEP-nél: a két lepton fotonteret hurcol, az egyik fotonja virtuális kvark + antikvark párra bomlik, amelyek egyike elnyel egy fotont a másik leptontól, és miközben a leptonok szét-szóródnak, ténylegesen észlelhető kvark-antikvark pár keletkezik hadronzáporokkal.

Hatáskeresztmetszet

A nagyenergiás fizika gyakorlatilag kizárólag energiát és *hatáskeresztmetszetet* mér, az utóbbival lehet ugyanis a legegyszerűbben kifejezni azt, hogy két egymásnak repülő részecske milyen valószínűséggel lép kölcsönhatásba. Acélgolyók ütközése esetén az a golyók keresztmetszetével lesz arányos (27. ábra), de az erőteret hordozó, azaz a mértékbozonok közvetítésével távolból érintkező részecskéknél már a részecskék kölcsönhatását jellemző mennyiség.

Történeti okokból a hatáskeresztmetszet egysége a *barn*, $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$. Ez első ránézésre ugyan kicsinek tűnik, de a neve nem véletlen: már a keresztzülei tudták, hogy nagy lesz, azért nevezték így el (a barn angolul *csűr*-t jelent). A nagyenergiás fizika jellegzetes folyamatai pikobarn ($1 \text{ pb} = 10^{-12} \text{ b}$) körüli hatáskeresztmetszettel rendelkeznek, bár mostanában a ritka folyamatoknál a femtobarn ($1 \text{ fb} = 10^{-15} \text{ b}$) is gyakran előfordul.

Luminozitás

A luminozitás az ütközőnyalábok adatszolgáltatását, eseményhozamát jellemző, az álló céltárgyas gyorsítóknál használt fluxushoz (időegység alatt, felületegységen áthaladó részecskék száma) hasonló mennyiség. Definíciója:

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A},$$

ahol f a körfrekvencia, n az egymással szemben keringő részecskecsomagok száma a gyűrűben, N_1, N_2 a részecskék száma egy csomagban, és A a nyalábok felületi átfedése az ütközés pillanatában. Mértékegysége $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$, de a hatáskeresztmetszet reciprokában, $\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$ egységben is ki szoktuk fejezni.

A teljes vagy integrális luminozitást a luminozitás idő szerinti felösszegzésével, integrálásával kapjuk a gyorsító működésének idejére. A LEP, például, működése utolsó évében, 2000-ben, mintegy $L = 220 \text{ pb}^{-1}$ integrális luminozitású elektron-positron ütközést produkált 200 GeV körüli ütközési energiával. Ebből könnyű megmondani, mennyi eseményt várunk egy ismert hatáskeresztmetszetű reakcióból: ha például a vizsgált hatáskeresztmetszet 2 pb, az észlelési hatásfokunk pedig a szimulációk szerint 50%, akkor 100 pb^{-1} luminozitás összegyűjtése után $2 \text{ pb} \times 0,5 \times 100 \text{ pb}^{-1} = 100$ esemény észlelését várhatjuk.

Az LHC működése

A gyorsító működése a 28. ábrán látható. 2012. május 13-án, 17 óra körül 12 lépésben 1380 csomag protont juttattak 450 GeV energián az LHC gyűrűjébe, összesen $1,8 \times 10^{14}$ és $1,9 \times 10^{14}$ protont a két irányban. Általában nem szokott a két intenzitás ennyire különbözni; ezt az ábrát választottuk, mert itt jól szétválik a két egymással szemben keringő nyaláb görbéje.

Egy óra alatt feltöltötték az LHC-t protonokkal, azokat néhány perc alatt felgyorsították, majd fél óra alatt megfelelően fókuszálták a nyalábokat, és indulhattak a kísérletek. Nem meg-

felelően beállított nyalábok szétszóródott részecskéi tönkretették az észlelőrendszereket, tehát azokat addig lekapcsolva tartjuk. Éjjelig ütköztették változatlan töltettel a nyalábokat, amíg az ATLAS és a CMS luminozitása a kezdeti 2/3-ára csökkent (az LHCb-nek és az ALICE-nak sokkal kevesebb ütközésre volt szüksége), majd a nyalábokat kivezették, a mágnesek áramát nulla energiára vitték. Utána az egész ciklus újra kezdődött.

A paritásértés felfedezése

Egy függvény páros, ha tértükrözés hatására nem változik, és páratlan, ha azonos abszolút érték mellett előjelet vált. Páros függvény például $f(x) = A \cos x$ és páratlan $f(x) = A \sin x$. Bármely függvény felírható egy páros és egy páratlan tag összegeként, például így:

$$f(x) = \frac{1}{2}\{f(x) + f(-x)\} + \frac{1}{2}\{f(x) - f(-x)\}.$$

A részecskék állapotfüggvényeinek tanulmányozásánál kiderült, hogy a párosság vagy *paritás* jellemző tulajdonságuk, és az az ütközési és bomlási reakciók során általában megőrződik. Valamennyi részecskének van saját paritása, és az fermionok esetén részecskére és antirészecskére ellentétes előjelű. Így tehát a paritás megmaradó fizikai mennyiség lett. Mivel összetett rendszerekben az alkotórészek paritásai összeszoródnak, a kvark + antikvark kötött állapotként leírható mezonok alapállapotban negatív paritással rendelkeznek.

A paritásértés felfedezése a $\tau - \theta$ paradoxonnak köszönhető.

Megfigyeltek két részecskét, amelyeknek valamennyi tulajdonsága azonos volt a paritásuk kivételével, a τ^+ -mezon ugyanis gyenge kölcsönhatásban két π -mezonra (pionra), amíg a θ^+ három pionra bomlott. Figyelembe véve a pion negatív paritását, ez a τ^+ -nak pozitív, a θ^+ -nak negatív paritást adott.

Tsung-Dao Lee (104. o.) és *Chen-Ning Yang* (122. o.) a fenti kérdés megoldását keresve 1956-ban megvizsgálta a paritásmegmaradás kísérleti bizonyítékait, és megállapította, hogy valamennyi elektromágneses jelenségeken alapul. Feltételezték, hogy a τ^+ és a θ^+ ugyanaz a részecske (azt ma K^+ mezonnak hívjuk), viszont a gyenge kölcsönhatás sérti a paritásmegmaradást, és javasoltak néhány kísérletet a paritássértés ellenőrzésére. A kísérleti ellenőrzés azonnal megkezdődött, és igazolta a paritássértést; Lee és Yang még 1957-ben megkapta a Nobel-díjat. Elfilozofálhatunk azon, hány cikk kell a Nobel-díjhoz: általában egy is elég, ha az igazán jó.

Az első kísérlet *Chien-Shiung Wu* asszony (121. o.) nevéhez fűződik (29. ábra). ^{60}Co izotópot mágneses térbe helyezve lehűtöttek csaknem az abszolút zérusig (0,1 K alá). A ^{60}Co mag instabil, béta-bomlással a ^{60}Ni izotóp gerjesztett állapotává alakul, azaz egyik neutronja protonra, elektronra és antineutrínóra bomlik: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Mivel a ^{60}Co $S = 5$, a ^{60}Ni $S = 4$, a kirepülő elektron és antineutrínó pedig $S = \frac{1}{2}$ spinnel rendelkezik, a megmaradási törvények előírják, hogy a végállapotú részecskék impulzusmomentuma a ^{60}Co -é irányába mutasson (29. ábra). A mágneses tér a ^{60}Co impulzusmomentumát beállítja, a hűtés pedig a rezgését minimalizálja, a kirepülő elektron impulzusmomentuma (spinje) tehát a mágneses tér irányába fog mutatni.

A neutrínó spinje, elhanyagolhatóan kicsi tömege miatt, párhuzamos az impulzusával. A paritásmegmaradás itt tükörszimmetriát feltételez, akkor tehát az elektronok valamennyi irányban egyforma valószínűséggel repülnének, annak sértése viszont valamelyik irányt előnyben részesíti, amint azt a Wu-kísérlet eredménye megmutatta.

Az ugyancsak a Columbia Egyetemen dolgozó *Leon Lederman* (103. o.) csoportja, hallván a Wu-kísérlet első eredményeiről, másik kísérletbe kezdett. Pozitív pionokat állítottak meg szénben. A pionok gyenge kölcsönhatásban elbomlanak müonok kibocsátásával: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. A müonok polarizáltak keletkeznek: mivel a pion spinje zérus és a keletkező leptonoké $\frac{1}{2}$, az impulzusmomentum megmaradása miatt a müon és a neutrínó spinje ellenkező irányú lesz. A müon bomlása is gyenge kölcsönhatás, $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, és mivel nincs tükörszimmetria, a pozitronok a müon polarizációs irányában fognak kilépni. Mágneses térben a müonok spinje kis mágnesként forog, a pozitronokat tehát a tükörszimmetria sértése esetén a rögzített helyzetű detektor időben változó intenzitással észleli.

A BEH-mechanizmus

A gyenge kölcsönhatás attól gyenge, hogy nagyon nehéz bozonok közvetítik. Amikor a neutron bomlásánál

$$n \rightarrow p + W^- \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

a két nukleon tömege közötti 1,3 MeV energiakülönbséget a négy nagyságrenddel nehezebb, 81 GeV tömegű W -bozonnak kell közvetítenie, az csak a Heisenberg-féle határozatlansági reláció által megengedett, rendkívül rövid ideig létezhet.

A kölcsönhatásokat lokális, azaz helyről helyre meghatározott módon változó mértékszimetriák segítségével írjuk le, de azok zérus tömegű közvetítő bozonokat adnak, a tömegek bevezetése sérti a szimetriát. Az erős és az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő bozonjai, a 8 gluon és a foton zérus tömegűek, rendben vannak, de a gyenge kölcsönhatás leírásához el kell rontanunk a három bozon generálásához felhasznált $SU(2)$ (125. o.) lokális mértékszimetriát a másik két mértékinvariancia sértése nélkül. A Brout–Englert–Higgs-mechanizmus ezt úgy oldja meg, hogy az elektromágnesség $U(1)$ és a gyenge kölcsönhatáshoz illő (csak nem működő) $SU(2)$ mértékszimetriák egyesítését olyan vákuumba helyezik, amelyet kitölt a négykomponensű BEH-mező. Két komponens esetén ezt a mezőt a mexikói kalap jól illusztrálja (3. ábra): miután a potenciálhegy csúcsára helyezett golyó legurult, már szabadon, erőhatás nélkül tud a völgyben mozogni, és a fizikai állapot nem változik meg azzal, ha elfordítjuk a koordináta-rendszerünket úgy, hogy a golyó valamelyik tengelyen pihenjen. Ekkor állapotát egyetlen paraméter fogja jellemezni, a középponttól mért távolsága, amely nem más, mint az elrontott vákuum minimumhelye, a BEH-mező *vákuumbeli várható értéke*.

Az $U(1)$ lokális mértékinvariancia egy B mezőt, az $SU(2)$ egy három komponensű $\underline{W} = (W^+, W^-, W^0)$ mezőt generál. A BEH-tér mind a négyet *elrontja*, de tudjuk, hogy a foton zérus

tömegű, arra tehát vissza kell állítanunk a pontos mértékszimetriát. Mivel a foton semleges bozon, a visszaállításhoz a B és a W^0 összegéből kell leválasztanunk az elektromágnességnek megfelelő mezőt, az adja a zérus tömegű γ fotont, és a maradék semleges mező lesz a gyenge kölcsönhatás semleges része, a *semleges áram*, a 91 GeV tömegű Z-bozonnal mint közvetítő részecskével.

A BEH-mező tehát bevisz négy új szabadsági fokot a rendszerbe: három a gyenge bozonok tömegére fordítódik, a negyedikből lesz a zérus kvantumszámokkal rendelkező, nehéz Higgs-bozon, amelyet a BEH-tér saját gerjesztésének tekinthetünk.

Mint korábban leírtuk, a BEH-mechanizmust 1964-ben három kutatócsoport is publikálta, de akkor meglehetősen értetlenség fogadta. Bevezetett ugyanis egy meglehetősen mesterkéltné újfajta mezőt, egy forrás nélküli erőteret, amely csak úgy kitölti a vákuumot, és létrehozott egy valószínűtlen új részecskét, amelyet a számítások szerint igen nehéz lesz megfigyelni. Csak 1970 körül derült ki, hogy a BEH-mechanizmus a gyenge bozonok tömegképzésén kívül megold egy sor problémát: lehetővé teszi a fermionok tömegének bevezetését az elméletbe, és létrehoz egy semleges (*skalár*) bozont, amely pusztán létevel kiküszöböl bizonyos bosszantó matematikai problémákat. Ahogy gyűlt a kísérleti tapasztalat, úgy lett egyre erősebb a fizikusok meggyőződése, hogy a BEH-mechanizmusnak működni kell: megfigyelték a Z-bozon közvetítette semleges áramokat, azonosították a gyenge bozonok tulajdonságait, és a különböző kísérleti adatok szépen egyeztek a standard modell számításaival. Az egészre a koronát természetesen a Higgs-bozon megfigyelése tette fel.

A Higgs-bozon tulajdonságai

A Higgs-bozonnak gyakorlatilag csak egyetlen tulajdonsága van, a tömege. *Skalár* részecske, valamennyi lehetséges kvantumszáma, elektromos és színtöltés, leptonszám, barionszám, perdület, mágneses momentum nulla. Bomlása tehát kizárólag a tömegétől függ. A fermion + antifermion párra történő bomlás időegységre eső valószínűsége, például:

$$\Gamma(\text{H} \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c g^2 m_f^2}{32\pi m_W^2} \beta^3 m_H .$$

Itt N_c a fermionszínek száma (leptonokra 1, kvarkokra 3), $g^2 \sim 0,425$ az SU(2) mértékkölcsönhatás csatolási állandója, m_f , m_H és m_W a keletkező fermion, a Higgs-bozon és a gyenge kölcsönhatást közvetítő W-bozon tömege, β pedig a kirepülő fermion sebessége a fénysebességhez viszonyítva: $\beta^2 = 1 - 4\frac{m_f^2}{m_H^2}$, szintén tömegfüggő.

Az időegységre jutó bomlási valószínűség, Γ mértékegysége 1/idő, amely az általunk használt egységrendszerben ($c = 1$; $\hbar = 1$) energiának felel meg, a kísérletben úgy jelenik meg, hogy a részecske nyugalmi energiáját a tömege körüli $\pm\Gamma$ környékén találjuk meg, ami kísérletileg annak felel meg, hogy a tömegérték körüli $\pm\Gamma$ szélességű csúcsot látunk a mért energiaeloszlásban. Ha a szélesség túl nagy, a részecske energiája átlóghat a nem fizikai, negatív energiatarományba. Szakkifejezéssel azt mondjuk, megsértjük az *unitaritást*, annak a valószínűsége ugyanis, hogy a részecske a teljes fizikai (azaz pozitív) energiatarományban van, egységnyi kell hogy legyen. Amint az a 30. ábráról leolvasható,

a Higgs-bozon bomlási szélessége $500 \text{ GeV}/c^2$ tömeg környékén már magát a tömegértéket közelíti, a Higgs-bozonnak tehát annál könnyebbnek, kisebb tömegűnek kell lennie.

Mivel a standard modell segítségével pontosan kiszámíthatóak a Higgs-bozon bomlási valószínűségei a különböző lehetséges végállapotokba, a valószínűségek mérése lehetőséget nyújt annak ellenőrzésére, hogy tényleg a Peter Higgs által megjósolt bozont látjuk-e. 2013 végéig minden mérési eredmény azt lát-szott igazolni.

Bomló részecske tömege

Amikor egy X részecske A és B részecskére bomlik: $X \rightarrow A + B$, akkor A és B teljes tömegközépponti energiája az X részecske tömegével lesz egyenlő. Mivel egy részecske négyesimpulzusának (ahol a nulladik összetevő az energia, a többi pedig a közönséges lendületvektor három komponense) négyzete éppen a nyugalmi tömegének négyzete:

$$(E_X^{CM})^2 = M_X^2 = (p_A + p_B)^2 = p_A^2 + p_B^2 + 2p_A p_B =$$

$$M_A^2 + M_B^2 + 2(E_A E_B - \vec{p}_A \cdot \vec{p}_B)$$

Az így meghatározott tömegértéket az A és B részecskéhez rendelt *invariáns tömegnek* (jele m_{AB}) hívjuk, mert értéke független attól a koordináta-rendszer-től, amelyben mérjük.

A legtöbb bomlékony részecske többféle módon is elbomolhat. Új részecske felfedezéséhez elsősorban a bomlástermékeknek egyesített invariáns tömegét kell vizsgálnunk, hiszen ugyanannál az értéknél kell megmutatkoznia (*tömegcsúcsot* mutatnia) bármelyik lehetséges bomlási módjában. A 31. ábrán a Z-bozon különböző bomlási csatornáinak összesített invariáns tömege látható, így határozták meg a Z-bozon tömegét.

Ezzel a módszerrel mutattuk ki 2012-ben azt az új részecskét is, amelyet a standard modell Higgs-bozonjával azonosíthatunk: az új részecske két különböző bomlási módusában a bomlási termékek hasonló, $125 \text{ GeV}/c^2$ körüli invariáns tömegeknél mutatnak csúcsot a más folyamatokból származó *háttér* tetején.

A Higgs-bozon keresése a LEP gyorsítónál

Amint többször említettük, a gyorsítós fizikában, megállapodás szerint, a felfedezési küszöb 5σ , azaz a jelnek a teljes kísérleti bizonytalanság ötszörösével kell kiemelkednie a többi ismert folyamat háttéréből, ahhoz pedig, hogy elveszünk valamilyen új jelenséget, annak észlelhető jelét 95% biztonsággal ki kell tudnunk zárni. A CERN nagy elektron-positron ütköztetőjénél, a LEP (Large Electron Positron collider) gyorsítónál négy nagy észlelőrendszer kereste (természetesen számtalan egyéb vizsgálat mellett) a Higgs-bozont, azok neve ALEPH, DELPHI, L3 és OPAL volt (a szerző az OPAL-nál dolgozott). Történeti érdekesség, hogy a négy észlelőrendszer közül elismerten az ALEPH volt a legjobban szervezett, a DELPHI a legfejlettebb, az L3 a legambíciózu-

sabb és az OPAL a legkisebb és legegyszerűbb, de végeredményben nagyjából egyforma teljesítményt nyújtottak.

Mivel a Higgs-bozont a standard modell előjelzései 100 GeV körüli tömegre várták, igen nagy reményeket fűztünk a LEP-nél a felfedezéséhez. Egész sor komplikált matematikai módszert alkalmaztunk az adatok elemzésére. Mind a négy kísérletnél voltak a statisztikus módszerekhez az átlagnál jobban értő fizikusok, akik erről még könyvet is írtak olyan jellegű címekekkel, hogy *Statisztika fizikusoknak* vagy *A nagyenergiás fizika statisztikus módszerei*. Itt azért meg kell jegyezni, hogy ezektől a módszerektől a statisztika matematikusai hidegrázást kapnak, mert körülbelül úgy viszonyulnak az *igazi* matematikai statisztikához, mint az építész- vagy gépészmérnök tevékenysége a Hamilton-féle elméleti mechanikához. Végül a LEP-kísérletek közös munkacsoportot alakítottak, és az megállapodott egy olyan egységes adatkezelési módszerben, amely lehetővé tette a négy kísérlet eredményeinek együttes tárgyalását, összegzését.

Nagyon érdekes volt az ún. spagetti-diagram módszere az észlelt Higgs-bozonnak tulajdonítható események szemléltetésére (32. ábra). Ha egy adott eseményt összehasonlítunk a standard modell által várt szimulációval egy-egy adott tömegnél, megkapjuk, hogy milyen valószínűséggel származhatott az esemény az adott tömegű Higgs-bozontól. Ez a valószínűség természetesen a szimulált Higgs-tömeg érzékeny függvénye lesz. Azonos szempontok alapján kiválasztottunk 17 Higgs-bozonszerű eseményt, és a 32. ábrán kísérletenként mindegyikre felrajzoltuk a jelszerűség függését a szimulált tömegtől. Amint az jól látszik, a statisztika fintora miatt az ALEPH-események határozottan a

115 GeV/ c^2 tömeg körül csoportosulnak, a másik három kísérlet viszont sokkal kevesebb hasonló eseményt lát véletlenszerű tömegeloszlással. Sok lúd disznót győz, az egyesített adatelemzés kizárta a LEP-nél a standard modell Higgs-bozonját 114,4 GeV/ c^2 tömeg alatt.

A Higgs-bozon keresése ismét igazolta, hogy nem szabad egyetlen kísérlet eredményét elfogadni független megerősítés nélkül. A részecskefizika számon tart néhány olyan megfigyelést, amelyet sem megerősíteni, sem megcáfolni nem tudott más kísérlet: azok a levegőben lógnak, a tudományos közösség nem fogadja el őket. Közülük a legismertebb talán egy negyedik féle neutrínó közvetett megfigyelése Los Alamosban.

A Higgs-bozon tömege

A standard modell Higgs-bozonjának tömegét kétféle eseményből, a vektorbozon-fúzióból és a négyleptonos bomlásból lehet közvetlenül mérni. A 33–34. ábra eredményeit a két kísérlet 2012 augusztusában publikálta: mindkét bomlási módusnál, mindkét kísérlet ugyanott, 126 GeV/ c^2 -nél látja az új bozon tömegét.

A mérések statisztikus bizonytalansága miatt, természetesen, mindegyik meghatározott tömegérték valamennyire különbözik, ezért az a hír kapott lábra, hogy az ATLAS esetleg két különböző Higgs-bozont talált. Ezt a kísérletek nem erősítették meg, hiszen a tömegértékek a bizonytalanság figyelembevételével nem különböztek egymástól. 2013 elején, a teljes 2012-ben gyűjtött adat-tömeg elemzésével mindkét kísérlet azt közölte, hogy a megfi-

gyelt új részecske tulajdonságai, spinje és paritása, egyaránt a standard modell Higgs-bozonjához közeliek. Az ATLAS és a CMS megvizsgálták a megfigyelt bozonon túli tömegtartományokat is, és igen nagy valószínűséggel kizárták más (nehezebb) Higgs-bozonok létezését.

Cserenkov-sugárzás

Amíg a fény sebessége vákuumban $c = 299\,792\,458$ m/s, közegben jóval kisebb lehet, vízben, például, $0,75c$, és általában egy n törésmutatójú közegben a fény sebessége c/n . Ugyanakkor egy nagyenergiás részecske közel fénysebességgel repülhet bármilyen közegben. Ha ez a részecske elektromosan töltött, polarizálja a közeget, amely azután visszaáll eredeti állapotába és közben fényt sugároz, hasonlóan a szuperszónikus repülőgépek által előidézett hangrobbanáshoz.

A sugárzást Pavel Alekszejevics Cserenkov és Szergej Ivanovics Vavilov szovjet fizikus figyelte meg 1934-ben a moszkvai Lebegyev Intézetben, atomreaktor hűtővizében, az orosz irodalomban ennek megfelelően Vavilov–Cserenkov-sugárzásnak nevezik. A sugárzás elméletét Ilja Mihajlovics Frank és Igor Jevgenyevics Tamm dolgozták ki ugyancsak a Lebegyev Intézetben, és azért Cserenkov, Frank és Tamm 1958-ban megkapták a fizikai Nobel-díjat.

A Cserenkov-sugárzás felhasználása igen széles körű a nagyenergiás fizikában. Kúppalást mentén terjed, a kúp szögéből meghatározható a részecske sebessége. A Cserenkov-fény a lehető

leggyorsabb információforrás, hiszen a részecske mozgása közvetlenül kelti, ellentétben az ionizációs detektorokkal, amelyek az áthaladó töltött részecske nyomában keletkező elektronokat és ionokat gyűjtik össze és alakítják elektromos jellé, vagy a szcintillációs számlálókkal, amelyekben az áthaladó részecske a közeg molekuláris állapotait gerjeszti, majd az azokból kibocsátott fényt gyűjtik össze. Nagyon sok részecske-detektor alapul Cserenkov-sugárzáson. A neutrínó-detektorok nagy része óriási mennyiségű átlátszó folyadékot figyel fényérzékeny észlelőkkel, többnyire fotoelektron-sokszorozókkal; a bejövő nagy energiájú neutrínó meglök egy töltött részecskét, az Cserenkov-fényt kelt, amely kúppalástja mentén megszólaltatja az edény falán levő fotonészlelőket. Az így kirajzolódó ellipsziszből meghatározható a meglökött részecske energiája és mozgási iránya.

Rejtélyes neutrínók

Gyakorlatilag minden atommag-átalakulás neutrínókat termel. A csillagok felrobbanásakor a szupernovákból felszabaduló energia túlnyomó része neutrínók formájában távozik. Ugyanakkor viszont a neutrínók tömege olyan kicsiny, hogy nem tudnak tovább bomlani, tehát az ősrobbanás óta keletkezett neutrínók valamennyien körülöttünk röpködnek, az ujjunk hegyén sokmilliárd neutrínó repül át másodpercenként.

Már a legkorábbi neutrínókísérletek azt mutatták, hogy mind a magfúzió során a Napban keletkezett, mind a Föld légkörébe becsapódó kozmikus sugarak keltette neutrínók egy része egy-

szerűen eltűnik. Nagyon sok neutrínókísérlet működik vagy épül, ezek általában több száz vagy több ezer tonnás észlelőrendszerek bányákban vagy a tenger mélyén. Az egyik legnagyobb, az IceCube (Jégkocka) csaknem 3 km mélyen az Antarktisz jegébe süllyesztett észlelőrendszer. Több olyan kísérlet is működik, amely gyorsítóközpontból indít müonneutrínókat egy távoli neutrínódetektor felé. A Genf melletti CERN-ből, például, 732 km távolságra, a Rómától délre fekvő Gran Sasso föld alatti neutrínólaboratórium felé megy müonneutrínó-nyaláb. Azon vélt a mérőrendszer hibája miatt az OPERA nevű kísérlet fénysebességnél gyorsabb neutrínókat felfedezni.

A legújabb kísérletek bebizonyították, hogy a neutrínók tömege nem zérus, és repülés közben egymásba alakulnak. A légkörben keletkező müonneutrínók a Föld átmérőjén tauneutrínóvá, a Nap elektronneutrínói pedig a Nap–Föld távolságon a másik két neutrínófajtavá. Ezek a kísérletek azt is megmutatták, hogy mindkét átalakulás frekvenciája a neutrínótömegek négyzetével arányos, tehát a három ismert neutrínó közül legalább kettőnek tömeggel kell rendelkeznie.

A neutrínótömeg kilép a standard modellből, ugyanis a szimmetriák miatt az csak zérus tömegű neutrínókat tud kezelni. Ráadásul részecskék akkor szoktak egymásba alakulni, amikor egyik kölcsönhatás (általában a gyenge) sérti a másik kölcsönhatás (erős vagy elektromágneses) szimmetriáját, azaz ha a két kérdéses kölcsönhatás más részecskeállapotokat érez sajátjának. Erre jó példa a semleges kaonok egymásba alakulása. A neutrínó viszont jelenlegi tudásunk szerint csak egyféle kölcsönhatással, a gyengével bír (a gravitáció nagyon sok nagyságrenddel gyengébb), tehát

nincs, ami felbontaná nála a gyenge kölcsönhatás sajátállapotait. A neutrínók rejtélyes viselkedését sok kísérlet próbálja megfejteni.

Szuperszimmetria

A részecskefizika elmélete, a standard modell, kimagasló sikere ellenére, hiszen az összes rendelkezésre álló részecskefizikai mérési adatot kítűnően leírja, komoly nehézségekkel küszködik. Nem tudja származtatni, például, a gravitációs kölcsönhatást, nem ad számot a világegyetem tömegének negyedrészt kitevő, rejtélyes sötét anyagról, és nem magyarázza világunk furcsa aszimmetriáit: miért nincsenek antianyag-galaxisok, és a gyenge kölcsönhatás miért éppen a balra polarizált részecskéket kedveli.

A fenti problémákat megoldani lászik a *szuperszimmetria* elmélete [22], amely feltételezi, hogy minden fermionunknak és bozonunknak létezik azonos tulajdonságokkal rendelkező párja a másik csoportban, tehát például az elektronhoz ($S = \frac{1}{2}$) rendelhető egy hasonló tömegű és töltésű $S = 0$ spinű bozon. Ez az új szimmetria alacsony energián biztosan sérül, hiszen ezeket a részecskéket hiába kerestük a gyorsító kísérletekben, nem sikerült megfigyelnünk őket; ha léteznek, a tömegük a hidrogénatoménak legalább többszázszorosa. Maga a modell viszont rendkívül vonzó, valósággal rabul ejtette a részecskefizikusokat, mert pontos számításokat tesz lehetővé, nem mond ellent az eddigi megfigyeléseknek, és megoldja a standard modell problémáit.

A sötét anyag, például, kitűnően magyarázható a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecskével. A modell szerint ugyanis nagy energiájú részecskeütközésekben keletkezhetnek szuperszimmetrikus részecske-antirészecske párok, de azok szétrepülvén, a megmaradási törvények miatt csak újabb szuperszimmetrikus részecske kibocsátásával tudnak bomlani. A legkönnyebb ilyen részecske tehát stabil lesz, de elektromosan semleges lévén, nem észlelhető, csak a gravitációs hatásán keresztül.

A szuperszimmetrikus részecskék létezése megoldaná a három alapvető kölcsönhatás egyesítését nagy energián: az erősségük összefutna egy pontban. Szintén megoldaná a standard modell egy matematikai problémáját, amelyet *természetességi problémának* is hívunk: ahhoz, hogy megkapjuk a Higgs-bozon 100 GeV körüli tömegét, irdatlanul nagy, 10^{12} GeV nagyságrendű energiákat kell egymásból kivonni, és ezeket a mennyiségeket a szuperszimmetria jelentősen csökkentené az egyenletekben.

Mindezek miatt a szuperszimmetrikus részecskék keresése lett a Higgs-bozon felfedezése óta a nagyenergiás fizika egyik legfontosabb témája.

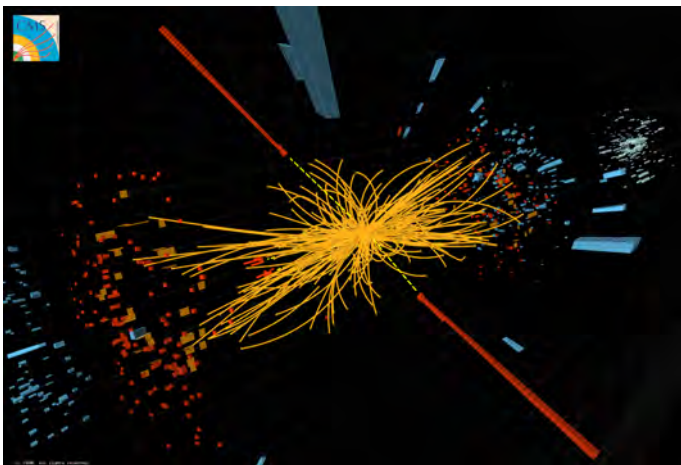
Irodalomjegyzék

- [1] http://en.wikipedia.org/wiki/standard_Model
- [2] http://hu.wikipedia.org/wiki/standard_modell
- [3] *Mikrovilág, a Természet Világa* különszáma, 2000
(<http://www.termeszetvilaga.hu/kulonsz/k003/tartalom.html>)
és *Mikrovilág – 2012, a Természet Világa* különszáma
(<http://www.termeszetvilaga.hu/szamok/kulonszamok/mikro/>)
- [4] Horváth Dezső: A részecskefizika anyagelmélete: a standard modell, *Fizikai Szemle* 2008/8. 246–254. o.
(<http://www.kfki.hu/fszemle/archivum/fsz0807/horvath0807.html>)
- [5] Horváth Dezső: Szimmetriák és részecskék c. fejezet Vértés Attila (szerk.): *Szemelvények a nukleáris tudomány történetéből* c. könyvben, Akadémiai Kiadó, Budapest, 2009, 285–329. o.
- [6] NIIF: Videotorium, <http://videotorium.hu>
- [7] <http://www.youtube.com/watch?v=QHvCPJqqiXI>
- [8] Horváth Dezső: Higgs-bozon, előadás, Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest, 2012. 07. 17. (Vizi Pál Gábor felvétele)
<http://www.youtube.com/watch?v=5Fps0yG67Vk>
- [9] Trócsányi Zoltán: A Higgs-részecske felfedezése, előadás, Lovassy László Gimnázium, Veszprém, 2012. 12. 12.

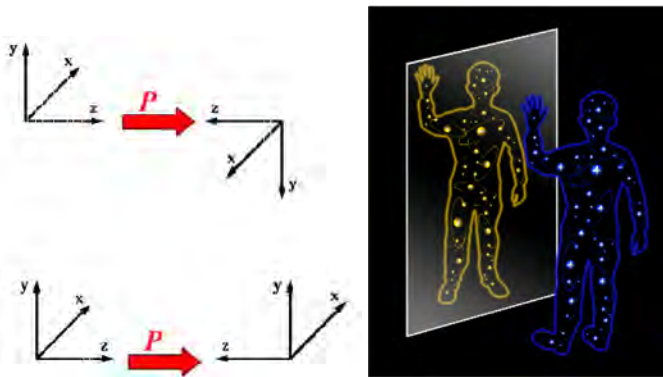
- (Lendvai István felvétele)
<http://www.youtube.com/watch?v=lyg6-0bb648>
- [10] Kate McAlpine: Large Hadron Rap
<http://www.youtube.com/watch?v=j50ZssEojtM>
- [11] *A CERN oktatási honlapja:*
<http://public.web.cern.ch/public/en/Science/Science-en.html>
- [12] Quantum Diaries
<http://www.quantumdiaries.org/>
- [13] Quantum Diaries Survivor
http://www.science20.com/quantum_diaries_survivor
- [14] Jester: Resonaances
<http://resonaances.blogspot.hu/>
- [15] Matthew Strassler: <http://profmattstrassler.com/>
- [16] Particle Data Group:
<http://pdg.web.cern.ch/pdg/particleadventure/index.html>
- [17] Simon Tamás (origo): <http://cernblog.wordpress.com/>
- [18] Magyar fizikatanárok továbbképzése a CERN-ben:
http://education.web.cern.ch/education/Chapter1/Page3_HU.html
- [19] Lederman, Leon és Teresi, Dick: *Az isteni a-tom avagy mi a kérdés, ha a válasz a világegyetem?*, Typotex, 2010 (Vassy Zoltán fordítása)
- [20] Frank Wilczek: In search of symmetry lost, *Nature* 433, (2005) 239
<http://www.nature.com/nature/journal/v433/n7023/full/nature03281.html>
- [21] Trócsányi Zoltán: Az eltűnt szimmetria nyomában, *Fizikai Szemle* (2008/12.) 417–424. o.
<http://www.kfki.hu/fszemle/archivum/fsz0812/FizSzem-200812.pdf>

- [22] Horváth D.: Szuperszimmetrikus részecskék keresése a CERN-ben, *Magyar Tudomány* (2006/5.) 550–554. o.
<http://www.matud.iif.hu/06maj/08.html>
- [23] *Szent Ágoston vallomásai* (Dr Vass József fordítása), XI. és XII. könyv, Magyar Elektronikus Könyvtár
<http://mek.oszk.hu/04100/04187/04187.htm>
- [24] Horváth D.: Részecskefizika és óriási gyorsítói, *Természet Világa* (Budapest) 2010/4., 149–153 és 2010/5., 202–206. o.
<http://www.termeszetsvilaga.hu/szamok/tv2010/tv1005/lhc.html>
- [25] Matthew Chalmers: Physicists find new particle, but is it the Higgs?, *Nature News*, 2 July 2012
<http://www.nature.com/news/physicists-find-new-particle-but-is-it-the-higgs-1.10932>
- [26] Wikipedia: Pentaquark
<http://en.wikipedia.org/wiki/Pentaquark>
- [27] Peter Higgs: My Life as a Boson: The Story of „The Higgs”, *International Journal of Modern Physics*, Vol. 17, Suppl. (2002) p. 86–88.
- [28] Hargittai István: *Az öt világformáló marslakó*, Vincze kiadó, 2006

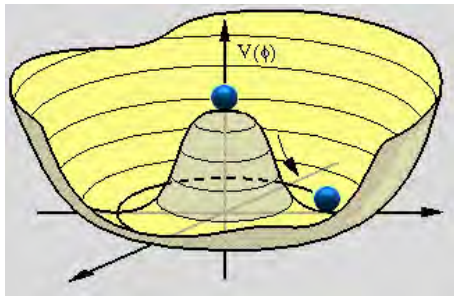
Képmellékletek



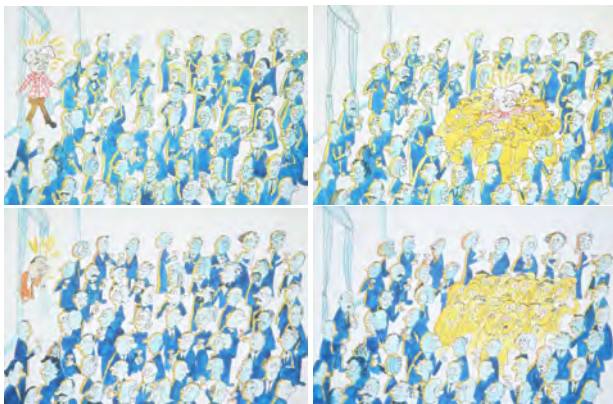
1. ábra. Az LHC (nagy hadronütköztető) CMS detektorával készült felvétel egy lehetséges Higgs-bozonos reakcióról. A nagy energiájú protoncsomagok ütközésekor sok részecske keletkezett, közöttük egy bozon, amely két fotonra bomlott. A töltött részecskék a detektor mágneses mezéjében görbült pályán repülnek, és azt a nyomkövető rendszer kirajzolja (sárga csíkok). A semleges fotonok nem hagynak nyomot, és pályájuk nem görbül (szaggatott egyenes), de az elektromágneses kaloriméterben elnyelődnek: a téglavörös hasábok mérete arányos az észlelt fotonenergiával.



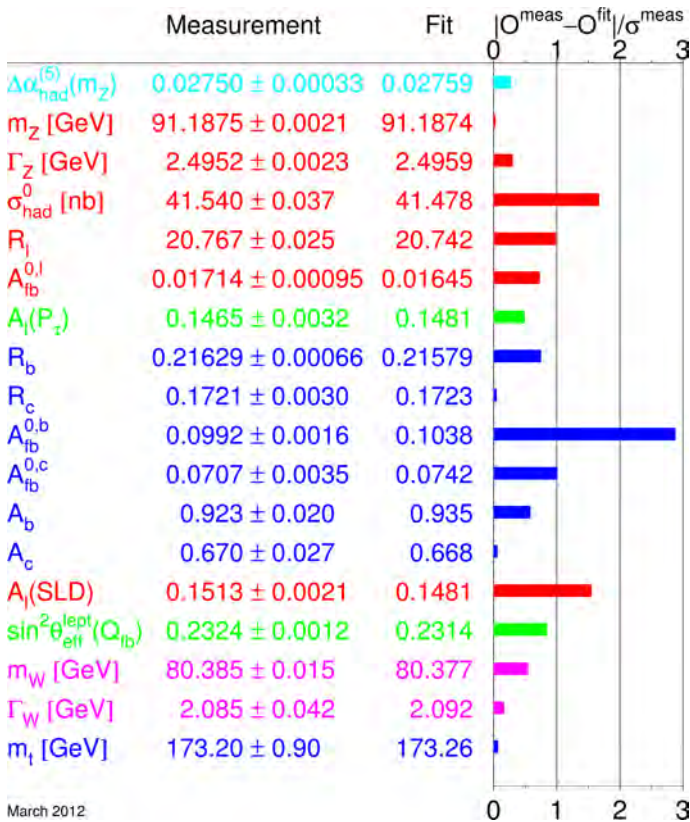
2. ábra. A koordinátatengelyek tükrözése egyenértékű paritás-váltással, azaz jobbkezes koordináta-rendszerről balkezesre való áttéréssel (D. Kirkby, APS, 2003 nyomán).



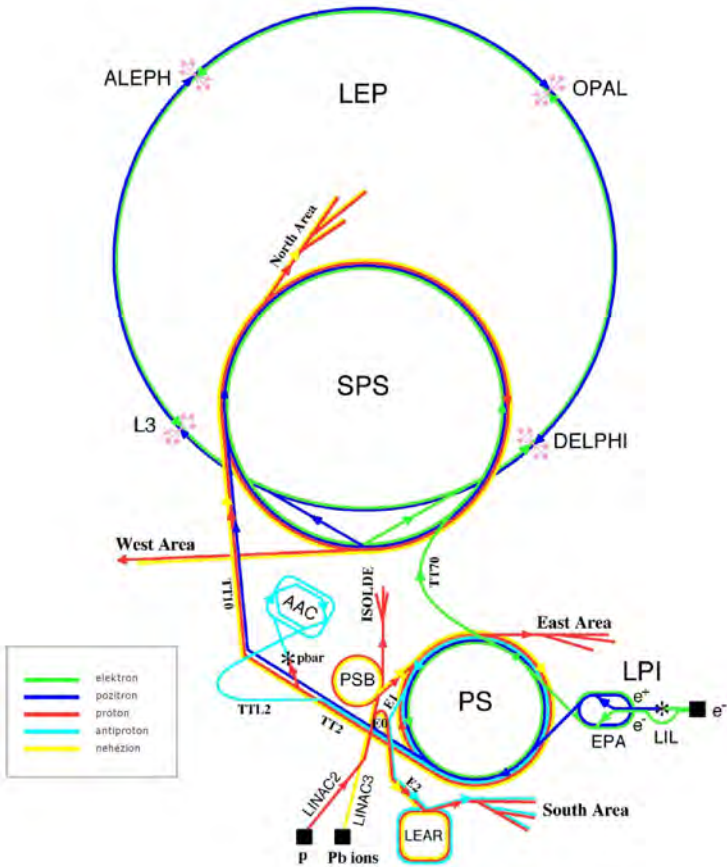
3. ábra. Spontán szimmetriasértés. A BEH-mező potenciálját ábrázoló kalap hengerszimmetriája elromlik, amikor golyót helyezünk a csúcsára, mert a golyó stabil állapota valahol a völgyben van, és legurul, de véletlenszerű, hogy hova esik.



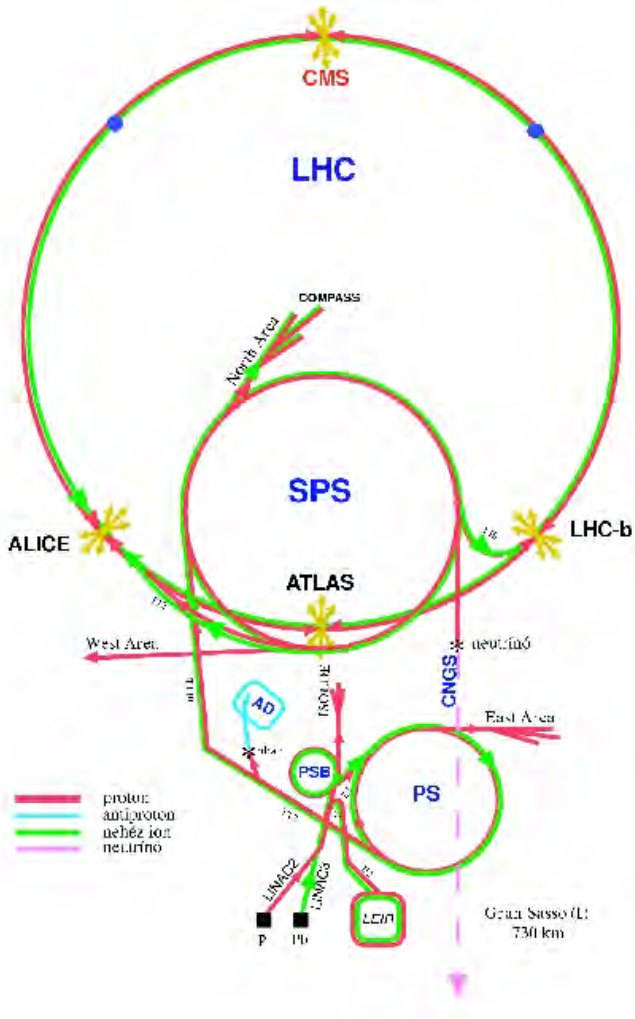
4. ábra. Tömegképződés a BEH-mechanizmusban. A terembe belépő híresség (részecske) megbontja az embertömeg (mező) addigi egyenletes eloszlását, és sokkal kisebb mozgási lehetősége (nagyobb tehetetlen tömege) lesz, mint azelőtt. Ha viszont a várt híresség mégsem jön, ez a hír ugyancsak szimmetriabontó: a tömegben végigvonul egy nagy látszólagos tömegű hullámcsomó (Higgs-bozon), a mező saját gerjesztése. (David J. Miller és CERN alkotása)



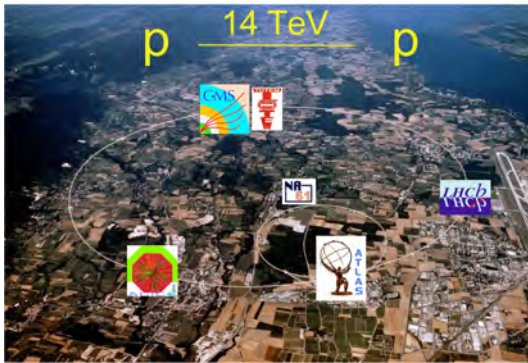
5. ábra. A standard modell illeszkedése a mérési adatokhoz. Az első oszlopban a mért mennyiség jele, a második-harmadikban a rá vonatkozó kísérleti adatok átlaga a mérés bizonytalanságával, a negyedikben az elméleti érték van. A jobb oldali vonalábra a kísérleti és elméleti értékek a mérési bizonytalansághoz mért eltérését mutatja. Csak egyetlen paraméter, egy mért aszimmetria esetében nagyobb a modellszámítások és a mérések közötti eltérés a mérés statisztikus bizonytalanságának kétszeresénél. Ilyenkor azt mondjuk, hogy a kísérleti adatok hibahatáron belül esznek az elméleti számításokkal.



6. ábra. A CERN gyorsítókomplexuma 2001 előtt



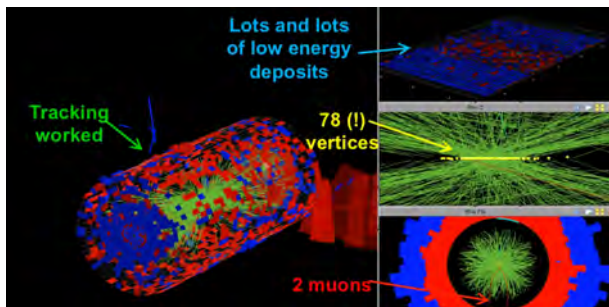
7. ábra. A CERN gyorsítókomplexuma 2008 után



8. ábra. Az LHC és kísérletei. A két kisebb kísérlet, az ALICE és az LHCb elfért az L3 és DELPHI LEP-kísérletek barlangjában, de a két nagynak, a CMS-nek és az ATLAS-nak új föld alatti termetket kellett ásni. A TOTEM-kísérlet a CMS két oldalán figyeli a kis szögben szórt protonokat.



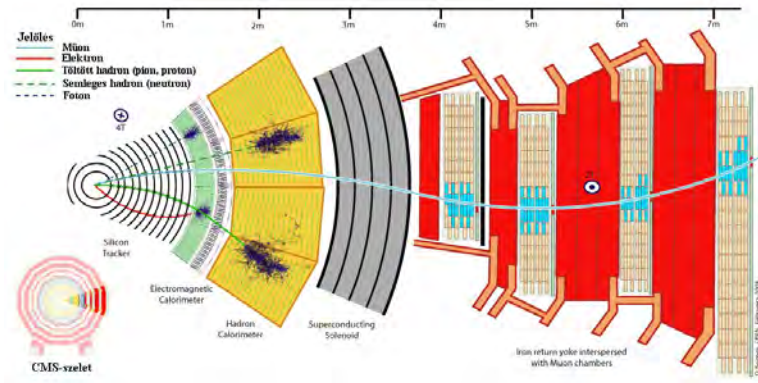
9. ábra. Az LHC részecskegyorsító 100 méterrel a föld alatt, 27 km hosszú körgyűrűben, 9300 mágnes segítségével tartja körpályán, fókuszálja és ütközteti az egymással szemben keringő protoncsomagokat. Balra fent: levitelre és beszerelésre vár az 1232 (15 m hosszú, 35 tonnás) elhajlítómágnes egy része. Jobbra fent: a protonokat két irányban körpályára kényszerítő dipólusmágnesek keresztmetszete (a CERN *Microcosm* kiállításáról). Baloldalt alul: szerelik az LHC mágneseit. Jobbra lent: a kész LHC-gyűrű.



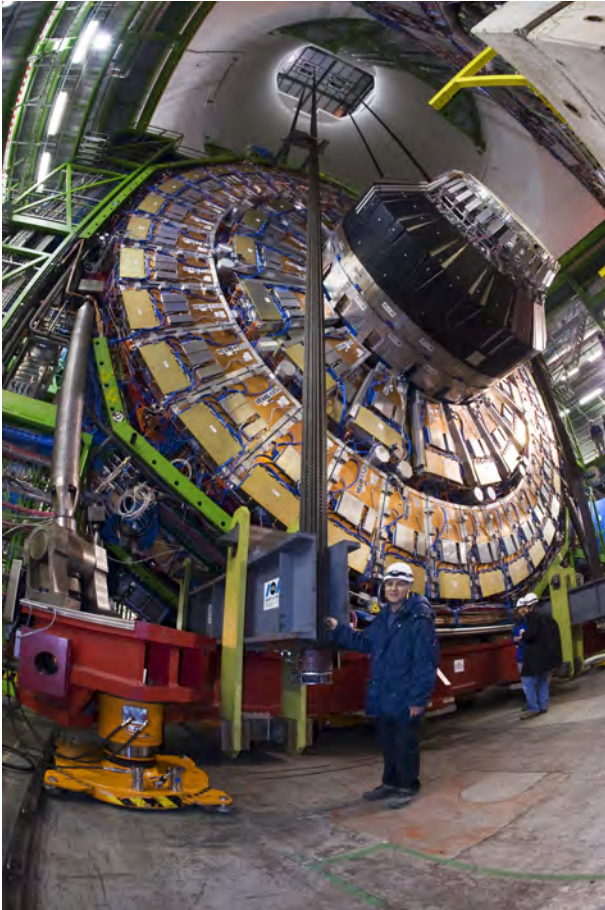
10. ábra. A protoncsomagok ütközésekor sok p-p ütközés történik egyidejűleg. A CMS-nél 78 azonosított p-p ütközés volt a rekord ugyanabban az eseményben, amely csak a 2 müon megjelenése miatt került a regisztráltak közé, mert egyébként érdektelen háttéreseménynek tekintettük volna.



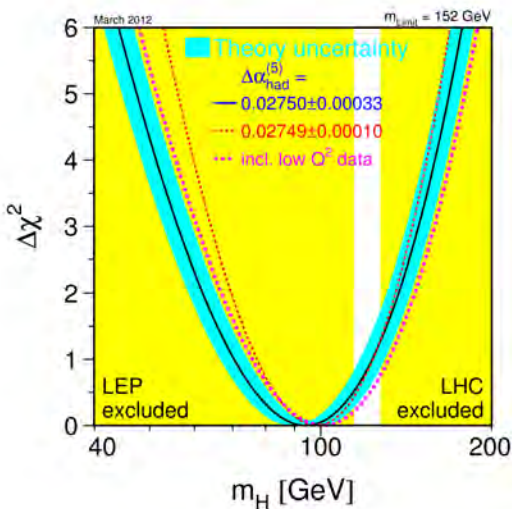
11. ábra. Az LHC vezérlőterme az LHC indulásakor, 2008. szeptember 10-én.



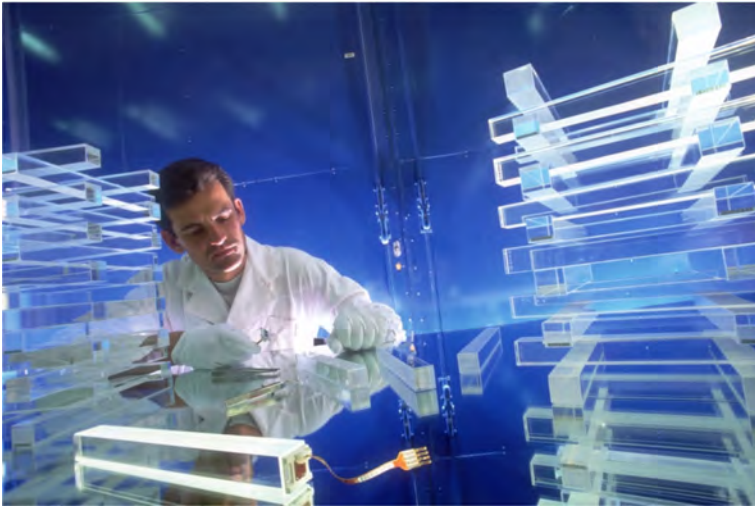
12. ábra. A CMS (Compact Muon Solenoid) detektor felépítése: a hengerrész egy szelete. Belülről kifelé (balról jobbra) haladva a töltött részecskék röppályáját nyomon követő rendszer, az elektronokat és fotonokat azonosító elektromágneses kalori-méter, a pionokat, protonokat és neutronokat azonosító hadronkaloriméter, a világ legnagyobb szupravezető mágnese, és a mintegy 10 000 tonna vasba ágyazott müonkamrák láthatók.



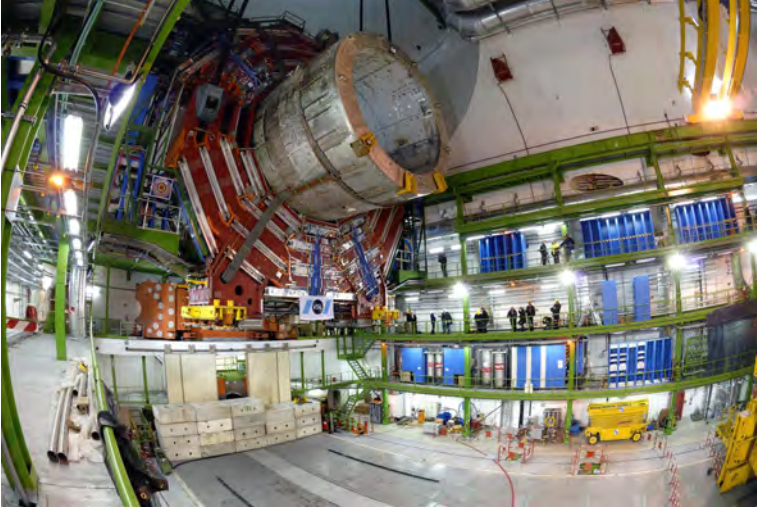
13. ábra. Leeresztik a CMS detektor első darabját az LHC-gyűrű föld alatti barlangjába.



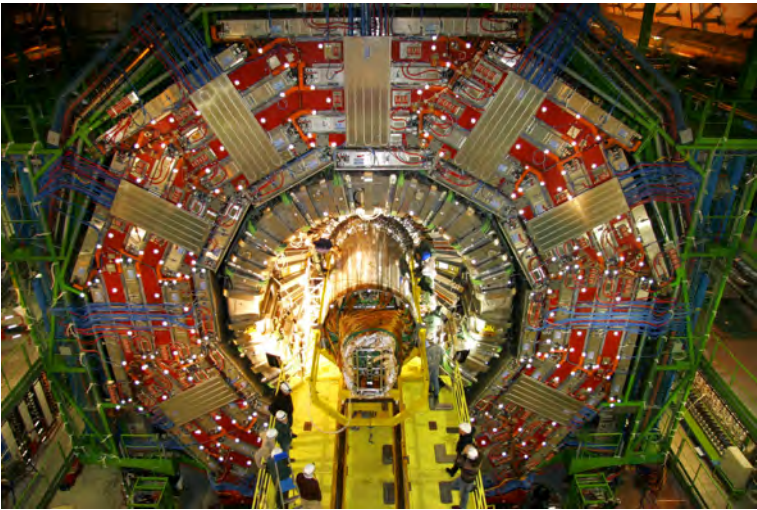
14. ábra. A standard modell illeszkedése a mérési adatokhoz a Higgs-bozon feltételezett tömegének (energiaegységben) 100 GeV/c^2 körüli értékénél volt 2011-ben a legjobb, mert ott volt a görbe minimuma, azaz a legkisebb az elméleti számítások és a kísérleti adatok eltérése. A folytonos vonal az elmélet illeszkedési jósága, a körülötte levő sáv pedig annak egyszeres szórása, azaz 68%-os bizonytalansági környezete. Az árnyékolt területeket 95% konfidenciával kizárták a 2012 előtti kísérleti adatok, 114 GeV/c^2 alatt a LEP, 127 GeV/c^2 fölött pedig az LHC korai adatai.



15. ábra. A 75848 PbWO_4 egykristály előkészítése a CMS elektromágneses kalorimétere számára



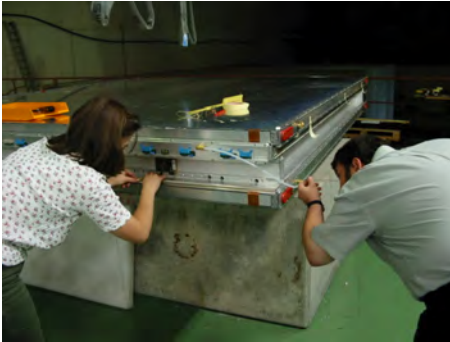
16. ábra. A CMS mágnesének beillesztése a detektorrendszerbe



17. ábra. A CMS belső detektorát szerelik



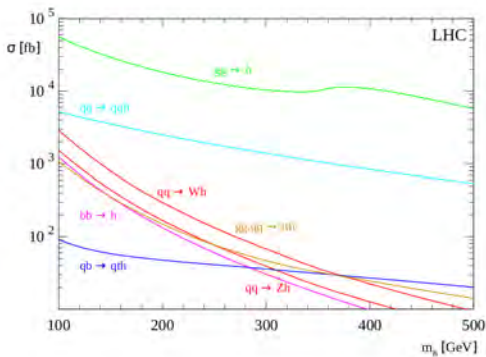
18. ábra. A CMS előreszórt részecskék észlelésére szolgáló dektora. Baloldalt két budapesti diák a kvarcszálakat fűzi be az acéltömbbe fúrt lyukakba, jobboldalt kész elemek várnak ellenőrzésre és tokozásra.



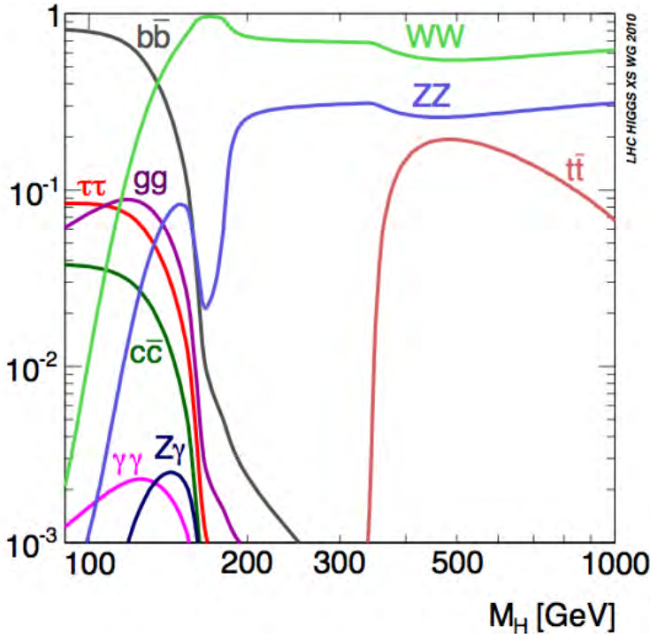
19. ábra. Debreceni diákok a CMS 160 müonkamrájának egyikebe szerelik be az optikai helyzetmeghatározó rendszer elemeit.



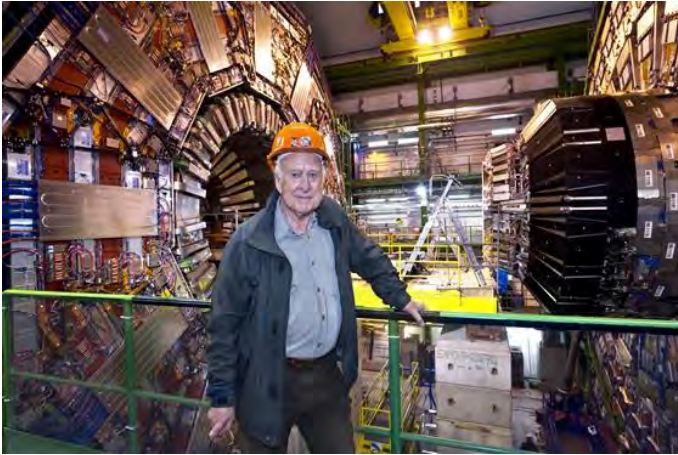
20. ábra. Az ATLAS detektor toroidmágnese, még üresen, az észlelőrendszer beszerelése előtt



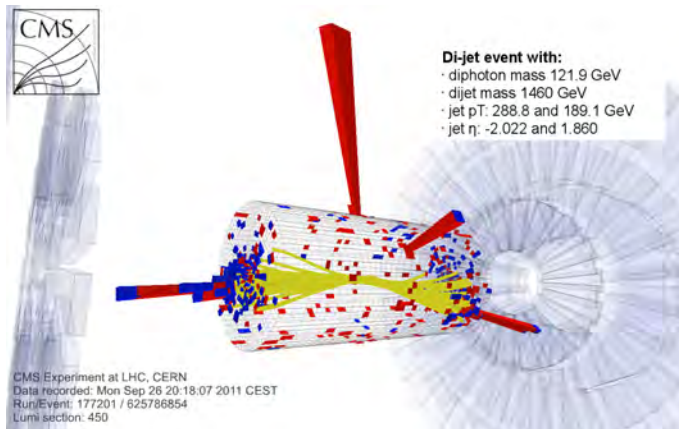
21. ábra. A Higgs-bozon keltése proton-proton ütközésben: legnagyobb valószínűségű a gluonfúzió (folyamatábrája jobboldalt fent), utána a vektorbozon-fúzió (jobbra lent).



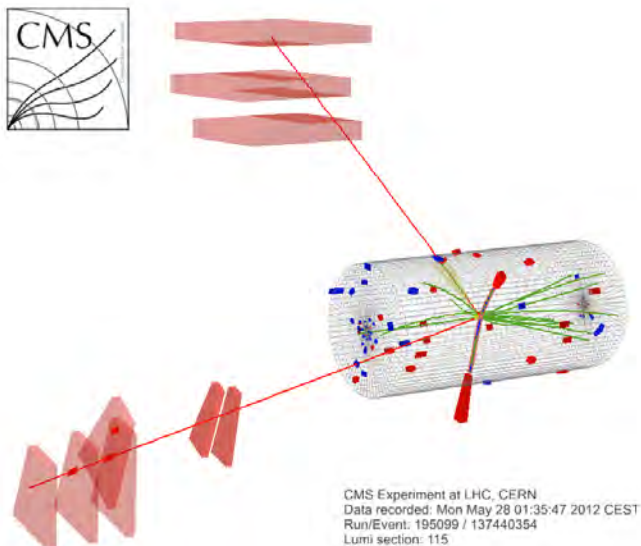
22. ábra. A Higgs-bozon lehetséges bomlási valószínűségei a standard modell számításai szerint, a Higgs-bozon tömegének függvényében. 120 GeV/c^2 tömeg alatt a $H \rightarrow b\bar{b}$ bomlási csatorna a legvalószínűbb, 160 GeV/c^2 felett pedig a $H \rightarrow W^+W^-$. A végül megfigyelt, 126 GeV/c^2 tömegű Higgs-bozon nagyon sokféle módon bomolhat, de az igen kis valószínűségű $H \rightarrow \gamma\gamma$ a legkönnyebben észlelhető folyamat.



23. ábra. Peter Higgs az épülő CMS detektornál, 2008-ban, az LHC indulása előtt egy évvel



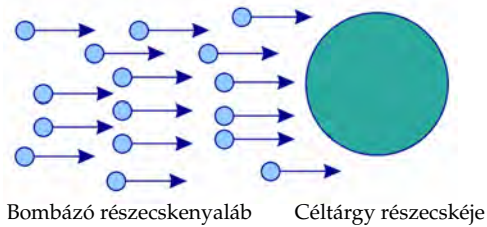
24. ábra. Két kvark egymáson történő szóródásában keletkező és két fotonra bomló Higgs-bozon, ahogyan a CMS mérte. Ez is, mint valamennyi hasonló esemény, lehetett más, nem Higgs-bozonos reakció eredménye.



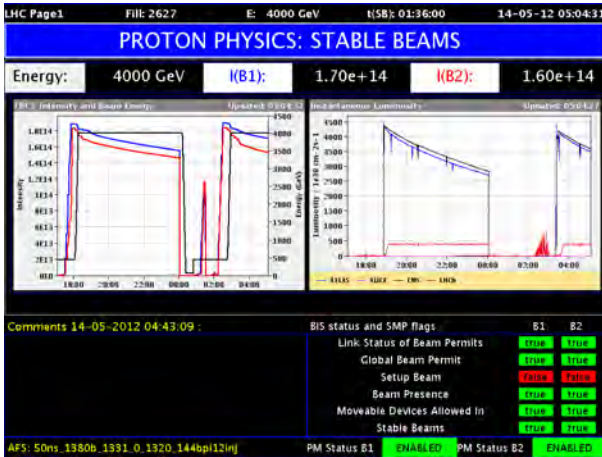
25. ábra. CMS-esemény, amely származhatott egy Higgs-bozon két Z-bozonra, azoknak pedig két-két töltött leptonra történt bomlásából. Az ábrán csak a megszólalt detektorelemek láthatók. Az egyik Z elektronra és pozitronra bomlik, azokat elnyeli az elektromágneses kaloriméter, a másik Z pedig müonpárra, azok a távoli müonkamrákat szólaltatják meg. A részecskék energiájából és lendületéből kiszámítható az elbomlott részecske tömege.



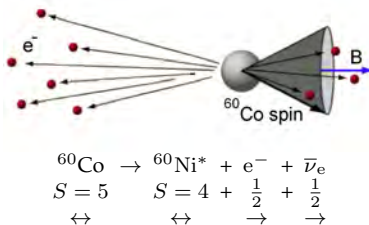
26. ábra. A CMS-kísélet vezérlőterme 2012 májusában, egy-egy holland, spanyol és kínai (hölgyek), valamint egy orosz, egy francia és két magyar fizikus (férfiak) felügyeletével



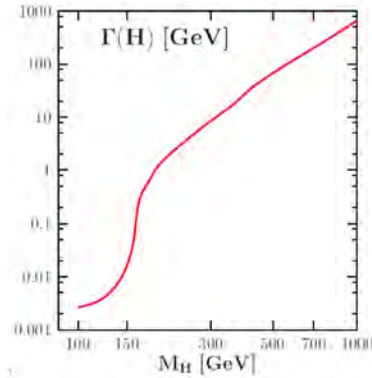
27. ábra. Hatáskeresztmetszet: részecskék ütközési valószínűségét jellemző mennyiség



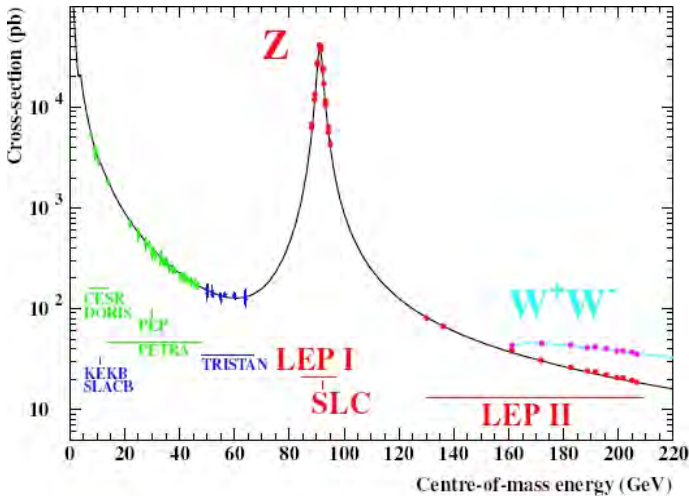
28. ábra. Az LHC működése 2012-ben. A két görbe vízszintes tengelyén az idő van órákban. A bal oldali ábrán a fekete görbe a protonok energiáját (jobb oldali skála, GeV-ben), a piros és kék görbék a két protonnyaláb intenzitását (bal oldali skála) mutatják. A jobb oldali ábrán a pillanatnyi luminozitás látszik $10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ egységben.



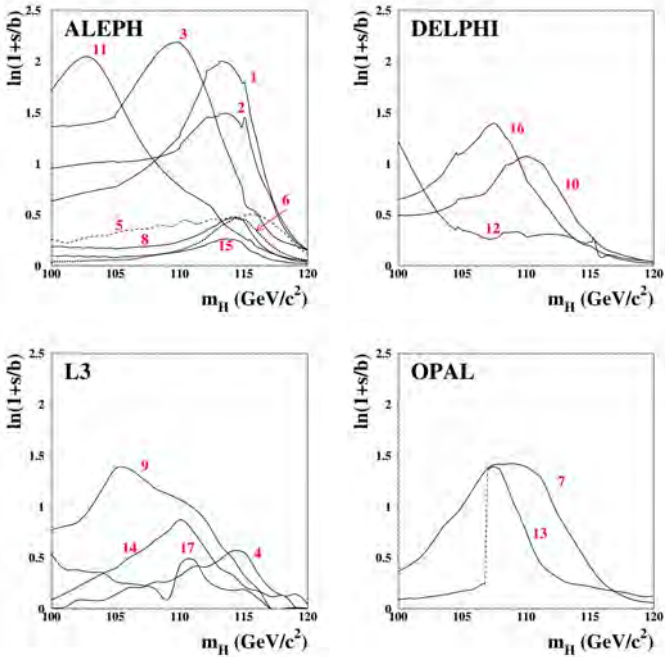
29. ábra. C.S. Wu kísérlete: A mágneses térben orientált ${}^{60}\text{Co}$ izotóp béta-bomlásánál az elektronok túlnyomórészt a mágneses térrel ellenkező irányban lépnek ki, ami a tükrösszimmetria, azaz adott esetben a paritásmegmaradás sértését jelenti.



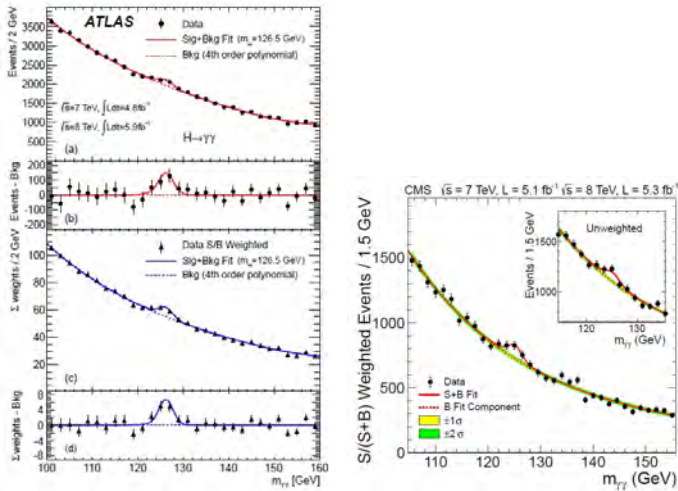
30. ábra. A Higgs-bozon bomlási szélessége a bozontömeg függvényében. 500 GeV feletti tömegnél a szélesség már nem fizikai tartományba, negatív tömegekhez vezet.



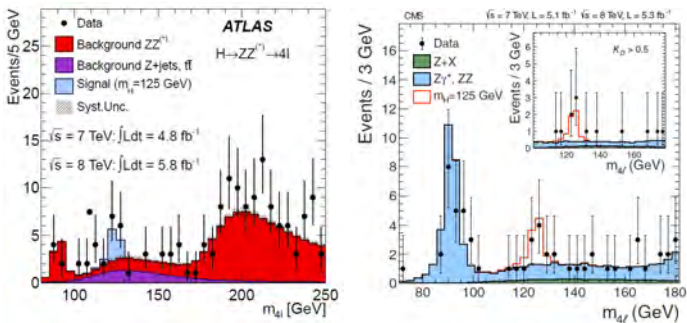
31. ábra. A Z-bozon keletkezése e^+e^- ütközésben: az észlelt események száma a bomlástermékek invariáns tömegének függvényében, több kísérlet egybehangzó eredményeként



32. ábra. A 4 LEP-kísérlet 17 kiválasztott Higgs-bozonszerű eseményével készített spagetti-diagram: a jelszerűség valószínűsége a szimulált részecske tömeg függvényében. A statisztika finctora miatt az ALEPH-események határozottan a 115 GeV/c² tömeg körül csoportosulnak, a másik három kísérlet viszont sokkal kevesebb hasonló eseményt lát véletlenszerű tömegeloszlással.



33. ábra. Az ATLAS és a CMS mérése az új Higgs-szerű bozon tömegére $H \rightarrow \gamma\gamma$ eseményekből (2012 augusztusa)



34. ábra. Az ATLAS és a CMS mérése az új Higgs-szerű bozon tömegére négyleptonos eseményekből, 2012 augusztusában