

MILYEN NEHEZEK A GYENGE BOZONOK?

Horváth Dezső^{1,2}

¹Hun-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest; ²Babeş-Bolyai Tudományegyetem, Kolozsvár
E-mail: horvath.dezso@wigner.hu

1. Bevezetés

Néhány éve a gyenge kölcsönhatás furcsaságairól írtam cikket [1]; ezúttal a kölcsönhatást közvetítő három részecskéről, a gyenge bozonoknak becézett W^+ , W^- és Z részecskék tulajdonságairól írok. Rövid válasz a cím kérdésre: egyáltalán nem gyengék, csak nagyon nehezek, azaz nagy a tömegük, és emiatt látszik gyengének kis energiánál az általuk közvetített erő.

A fizikában öt alapvető erőt ismerünk: a gravitációs, elektromágneses, erős és gyenge kölcsönhatást, valamint az elemi részecskéknek tömeget adó kölcsönhatást a Brout-Englert-Higgs- (BEH-) mezővel. A részecskefizika elmélete [2] a középső hármat szimmetriákból [3] származtatja, amelyeket a gyenge erő és a BEH-mező alapállapota sért [4]. Einstein elmélete a gravitációt a tér torzulásával magyarázza, amit eddig nem sikerült két részecske kölcsönhatásaként értelmezni, így ez nem is része a részecskefizika elméletének, amelyet történeti okból standard modellnek hívunk. Ezen az ötön kívül még legalább egynek léteznie kell, amely a neutrínók ízrezgéséért felelős, de az már nem része a jelenleg ismert elméletnek.

¹ A külföldi neveket angol átírással közlöm, hogy könnyen rájuk lehessen keresni.



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

A múlt század elején közismert volt, hogy az elektromágneses erő hatótávolsága végtelen, az atommagot összetartó magerőké ellenben véges. *Hideki Yukawa*¹ 1935-ben ezt a véges hatótávolságot azzal magyarázta, hogy a kölcsönhatást egy nagy tömegű bozon közvetíti, amely csak a Heisenberg-féle bizonytalansági reláció miatt megengedett, igen rövid ideig létezhet. A Yukawa-potenciál az r távolság függvényében:

$$U(R) \sim \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{R_0}\right),$$

ahol $R_0 \sim \hbar/Mc$ a hatótávolság, $\hbar$ a (redukált) Planck-állandó, c a fénysebesség, és M a közvetítő bozon tömege. Kétféle részecskét ismerünk, a perdületük és szimmetriatulajdonságaik szerint különböző fermionokat és bozonokat. Fermion csak az antirészecskéjével [5] párban keletkezhet, de bozonra nincs ilyen megkötés, tehát a kölcsönhatást közvetítő részecske csak bozon lehet.

Yukawa elnevezte a feltételezett bozont közepes (a protonénál kisebb, de az elektronénál nagyobb) várható tömege miatt *mezon*nak, és később azt a kozmikus sugárakban megfigyelt pionnal (π -mezonnal) azonosították. Bár a klasszikus magfizikában a pion által közvetített magerő ma is használható közelítés kis energián, az erős kölcsönhatást valójában nulla tömegű bozonok, gluonok közvetítik a *színtöltéssel* bíró kvarkok között. A proton méretéhez közeli véges hatótávolság a *színbezárás*nak tulajdonítható, azaz annak, hogy a kvarkok és gluonok szabadon nem létezhetnek.

A részecskék tömege alatt a nyugalmi (*invariáns*) tömegüket értjük, amely a fotonra természetesen nulla. A tömegeket a nyugvó testre vonatkozó $E = Mc^2$ Einstein-összefüggés értelmében, a c fénysebességet egységnyinek ($c = 1$) tekintve, energiában mérjük. 1 eV energiát

nyer egy proton vagy elektron 1 V feszültség átszelésekor; a részecskefizikában használatos magasabb egységei: 1 MeV = 10^6 eV, 1 GeV = 10^9 eV és 1 TeV = 10^{12} eV. A proton tömege 938 MeV, csaknem 1 GeV, az elektroné sokkal kisebb, 0,511 MeV.

2. A gyenge kölcsönhatás

Az erőssel ellentétben a gyenge kölcsönhatásra tényleg érvényes a Yukawa-potenciál, véges hatótávolsága valóban a közvetítő bozonok nagy tömegének köszönhető. Gondoljunk bele, hogy a neutron béta-bomlása protonra, elektronra és antineutrínóra,

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

(a felülvonás antirészecskét jelöl) mindössze 1,3 MeV energia felszabadulásával jár, és azt egy csaknem négy nagyságrenddel nagyobb, 80 GeV tömegű (és emiatt mélyen *virtuális*) W^- -bozonnak kell közvetítenie. Nem csoda, hogy a neutron élettartama rendkívül hosszú, csaknem negyed óra. Látjuk tehát, hogy a gyenge kölcsönhatás nem is gyenge, csak kis energiánál a nehéz bozonok nagyon kis valószínűséggel tudják közvetíteni.

Amint már említettük, a részecskefizika három alapvető kölcsönhatását szimmetriákból származtatjuk, csakhogy azok nem túrik a közvetítő bozonok tömegét. Az elektromos töltés szimmetriájából levezethető egy nulla tömegű foton, és az erős kölcsönhatás háromféle színtöltéséből nyolc nulla tömegű gluon, ami rendben is van, de a gyenge kölcsönhatás kétfokú szimmetriájából keletkező három tömeg nélküli bozon már nem jó. A standard modell a kísérleti eredményekkel teljes összhangban ezt a spontán szimmetriasértés BEH-mechanizmusával oldja meg [1–4, 6]. Először egyesíti a elektromágneses és a gyenge kölcsönhatást, amely négy bozonmezőt eredményez. Közülük kettő töltött, abból lesz a béta-bomlás W^+ - és W^- -bozonja. A másik kettő semleges, a W^0 gyenge bozonmező és az elektromágnesesség B^0 mezője. A vákuumot egyfajta színpadnak képzelve [7] feltételezzük, hogy az nem üres, hanem kitölti a szimmetriasértő BEH-mező, amely létrehozza a Higgs-bozont, és tömeget ad a három gyenge bozonnak.

Tudjuk, hogy az elektromágnesesség közvetítője, a foton nulla tömegű, ezért a szimmetriasértésnek kitett két semleges mezőből ki kell *kevernünk* egy tömeg nélküli A fotonmezőt és a nagy tömegű Z részecskéét. Ezt közösleges koordinátatranszformációval oldjuk meg: az eredeti $[B^0 - W^0]$ rendszert a nulla pontja körül elforgatjuk a Θ_W *gyenge² keveredési szög*gel,

$$[B^0, W^0] \rightarrow [A, Z],$$

azaz a spontán szimmetriasértésnél kapott két semleges bozont a koordináta-rendszer forgatásával a nulla tömegű fotonba és a Z -bozonba transzformáljuk. Mivel a fotonra jutó tömeget a semleges Z -bozon örökli, annak tömege valamivel nagyobb a W -bozonokénál.

² A W index az angol *weak* szóhoz és Steven Weinberg nevéhez kapcsolódik.

A béta-bomlás ismert tulajdonságaiból le lehetett vezetni a gyenge bozonok tömegét, és azokat meg is figyelték a CERN proton-antiproton ütköztetőjénél. A szimmetriasértés bevezetésével lett teljes a standard modell, és arra a végső bizonyíték a Higgs-bozon felfedezése volt a CERN Nagy hadronütköztetőjénél.

3. A Z -bozon tömege

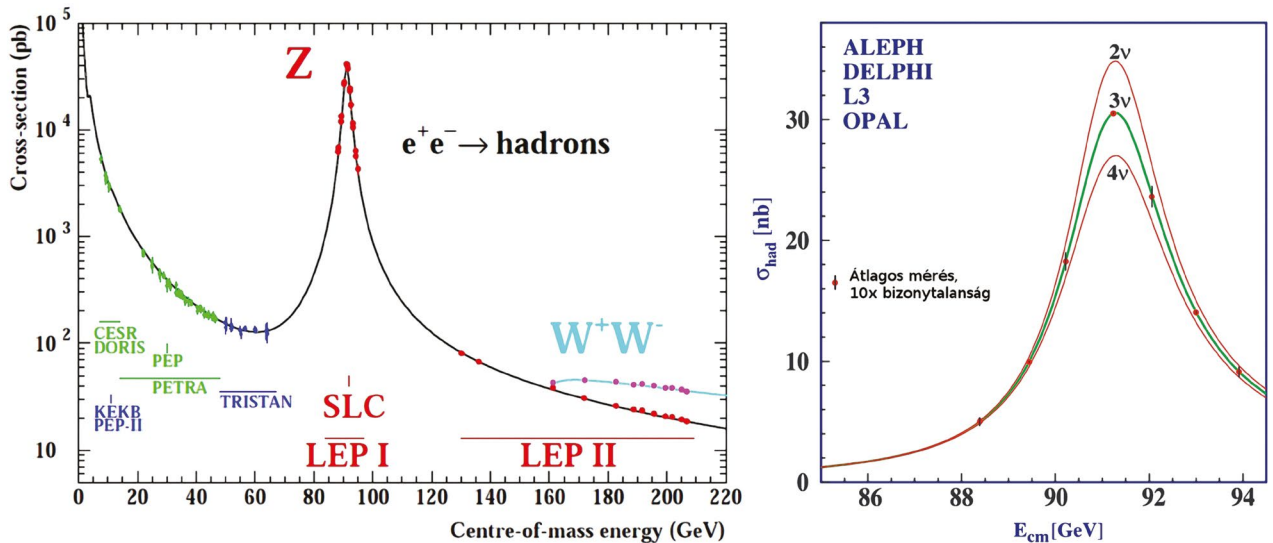
A gyenge bozonok tömege a részecskefizika igen fontos paramétere, megadja ugyanis a gyenge kölcsönhatás jellegzetes energiaskáláját. Ma már tudjuk, hogy a kölcsönhatások erősségét, azaz a részecskék és a külső terek egymáshoz kapcsolódását jellemző *csatolási állandók*, mint például az elektromos töltés, nem igazi természeti állandók, függnek a kölcsönhatási energiától. Ez a függés az elektromágnességre gyenge: az atomfizikában *finom-szerkezeti állandónak* hívott elektromágneses csatolás értéke nulla energián $\alpha(E=0) \approx 1/137$, de a Z -bozon tömegének megfelelő energián már valamivel nagyobb, $\alpha(E=M_Z) \approx 1/128$. Az erős kölcsönhatás energiafüggése viszont nagyon erős és éppen ellenkező irányú, hiszen egészen nagy energián nullához közelít (ezt hívjuk *aszimptotikus szabadságnak*), egészen kis energián meg sokkal erősebb, mint az elektromágnesség (ez a *szín-bezárás*).

A gyenge kölcsönhatás bozonjainak megfigyelése után tanulmányozni kellett azok tulajdonságait. Új jelenségek megfigyelésére összetett részecskéket célszerű ütköztetni, a legegyszerűbb protonokat protonnal vagy antiprotonnal, a sokféle alkatrész ugyanis sokféle energiájú részecskék ütköztetését jelenti széles energiaskálán. Így figyelték meg a CERN-ben a gyenge bozonok keletkezését, az amerikai Tevatronnál a legnehezebb top kvarkét, és 12 éve a LHC-nál a Higgs-bozont. Pontos vizsgálathoz viszont pontosan hangolt energiájú ütközés kell, amelyhez legalább az egyik félnek pontszerűnek kell lennie: ez általában elektron vagy pozitron, de foton is lehet.

A Z -bozon tanulmányozására két elektron-pozitron ütköztetőt is építettek a nyolcvanas évek végén: a kaliforniai SLAC (Stanford Linear Accelerator) laboratóriumban egy 3,2 km hosszú lineáris ütköztetőt, és a CERN 27 km kerületű LEP (Large Electron-Positron) ütköztetőjét. A LEP kör alakú elrendezése lehetővé tette az ütközési energia változtatását széles energiaskálán, és azzal a Z -bozon, majd később a W -bozon tulajdonságainak részletes vizsgálatát. A LEP-et 2000 után leszerelték, és a föld alatti kóralagútjában építették meg az LHC Nagy Hadronütköztetőt. A LEP- és SLC-kísérletek összegzett eredménye a Z -bozon tömegére $M_Z = 91,1876 \pm 0,0021$ GeV lett.

4. A Z -bozon tömegeloszlásának szélessége

A fizikában az energia és az idő összetartozó mennyiségek, ami kiválóan tükröződik Heisenberg bizonytalan-sági összefüggésében, $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar/2$. Eszerint minél



1. ábra. A Z-bozon bomlása hadronokra. Baloldalt az észlelt bomlások gyakoriságának (hatáskeresztmetszetének) logaritmusa az energia függvényében, ahogyan azt az egymást követő elektron-positron ütköztetők mérték. A csúcs maximuma a Z-bozon 91 GeV-es tömegének, félértékszélessége pedig a hadronos bomlási csatorna valószínűségének felel meg GeV energiaegységben. Jobboldalt a négy LEP-kísérlet együttesen mért hadronos Z-szélessége szimulációkkal összehasonlítva két-, három- és négyféle neutrínót feltételezve

tovább él egy részecske, annál pontosabban meghatározott az energiája, amely nyugvó állapotban a tömege. Egy instabil részecske bomlásakor kibocsátott másodlagos részecskék energiájának és lendületének pontos mérésével megkapjuk az elbomlott részecske tömegét, annak értéke azonban szóródní fog az igazi (*invariáns*) tömegérték körül. Ez a szóródás, a tömegeloszlás *bomlási szélessége* felel meg az energiameghatározás bizonytalanságának, és időskálán a részecske τ élettartamának, illetve a $\Gamma = 1/\tau$ bomlási valószínűségének. Ez azt jelenti, hogy a bomlékony részecskéhez rögzített koordináta-rendszerben a bomlástermékek teljes energiája az anyarészecske tömegénél ad csúcsot, a csúcs- Γ szélessége pedig a bomlási valószínűség lesz energiaegységben mérve (1. ábra). A reakciók észlelési gyakoriságát a részecskefizika az effektív *hatáskeresztmetszettel* fejezi ki, amely a geometriai méreteken kívül a vizsgált folyamat kölcsönhatási viszonyait is tükrözi.

A Z-bozon tömegének értékénél a tömegeloszlás szélessége sokkal érdekesebb volt. A Z-bozon ugyanis többféle módon el tud bomlani, általában részecske + antirészecske pár, amelyek lehetnek töltött leptonok, azaz elektron + pozitron, müon vagy tau-lepton pár, vagy kvark + antikvark pár, amely *hadronzáporokat* eredményez, és végül neutrínók is, amelyek nyom nélkül kirepülnek az észlelőrendszerből, tehát láthatatlan lesz a járulékok. A Γ_Z teljes bomlási valószínűség a fenti reakciók valószínűségeinek összege lesz:

$$\Gamma_Z = \Gamma_{e^+e^-} + \Gamma_{\mu^+\mu^-} + \Gamma_{\tau^+\tau^-} + \Gamma_{\text{had}} + \Gamma_{\nu\bar{\nu}},$$

azaz a háromféle töltött leptonpárén és a hadronoson kívül a neutrínóké. A standard modell segítségével kiszámíthatók az egyes járulékok, és a számított energiafüggéseket a négy LEP-kísérlet adataihoz illesztve megkapjuk a teljes Γ_Z szélességet is.

A LEP-kísérletek egyik nagy korai eredménye a *leptonuniverzalitás* megfigyelése volt: a Z-bozon egyforma

$$\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_Z = 3,36\%$$

valószínűséggel³ bomlik a háromféle töltött leptonpárra. A hadronos bomlás adja a teljes szélesség 70%-át, a töltött leptonok együtt mintegy 10%-ot, a neutrínókra történő Z-bomlás láthatatlan maradéka tehát 20%. A standard modell szerint a Z-bozon bomlási szélessége egy adott ℓ leptonhoz tartozó neutrínópárra

$$\Gamma_{\nu\bar{\nu}} = \frac{2\Gamma_{e^+e^-}}{1 + (1 - 4\sin^2\Theta_W)^2} = 1,979 \Gamma_{e^+e^-}.$$

A fenti összefüggésből a könnyű (azaz a Z-bozon tömegének felénél könnyebb) neutrínók számára a $N_\nu = \Gamma_{\text{inv}}/\Gamma_{\nu\bar{\nu}} = 2,994(12)$ értéket kaptuk, magyarulán hármát (1. ábra).

Mivel a gyenge kölcsönhatás párokba rendezi a kvarkokat és a leptonokat (1. táblázat), a három neutrínó háromféle töltött leptont is jelent. Az a megfigyelés, hogy a Z-bozon nem tud fotonpárra bomlani, azt sugallja, hogy a lehetséges elektromágneses bomlási folyamatok kompenzálják egymást, tehát az összes lepton és kvark együttes elektromos töltése nulla kell legyen, és ez csak azonos számú lepton- és kvarkpárra teljesül. A legkönnyebb fermioncsaládra például az elektron töltése -1 , az u kvarké $+2/3$, a d kvarké $-1/3$, és a kvarkok hármas színszorzója az összeget éppen nullára hozza ki. A három neutrínó tehát három kvarkpárt is jelent, nincs negyedik fermioncsalád. Ezt az LHC-kísérletek egészen nagy energiáig megerősítették. Több kollégám szerint ez volt a LEP legnagyobb eredménye.

³ A felsorolt mérések eredménye általában nagyon sok számjegyre pontos, itt csak kerekített értékeket adunk meg a kísérleti bizonytalanság nélkül.

1. táblázat. Leptonok és kvarkok, az alapvető fermionok három családja. T_3 a gyenge izospin harmadik komponense, amely a párok alsó és felső fermionjait jelöli meg. A párok L indexe a gyenge kölcsönhatás által előnyben részesített *balkezes* részecskéket jelzi, a megvevőzött kvarkok pedig azt, hogy a kvarkok hatféle *kvarkizét* csak az erős kölcsönhatás őrzi meg, a gyenge keveri, ezért tudnak gyengén egymásba bomlani

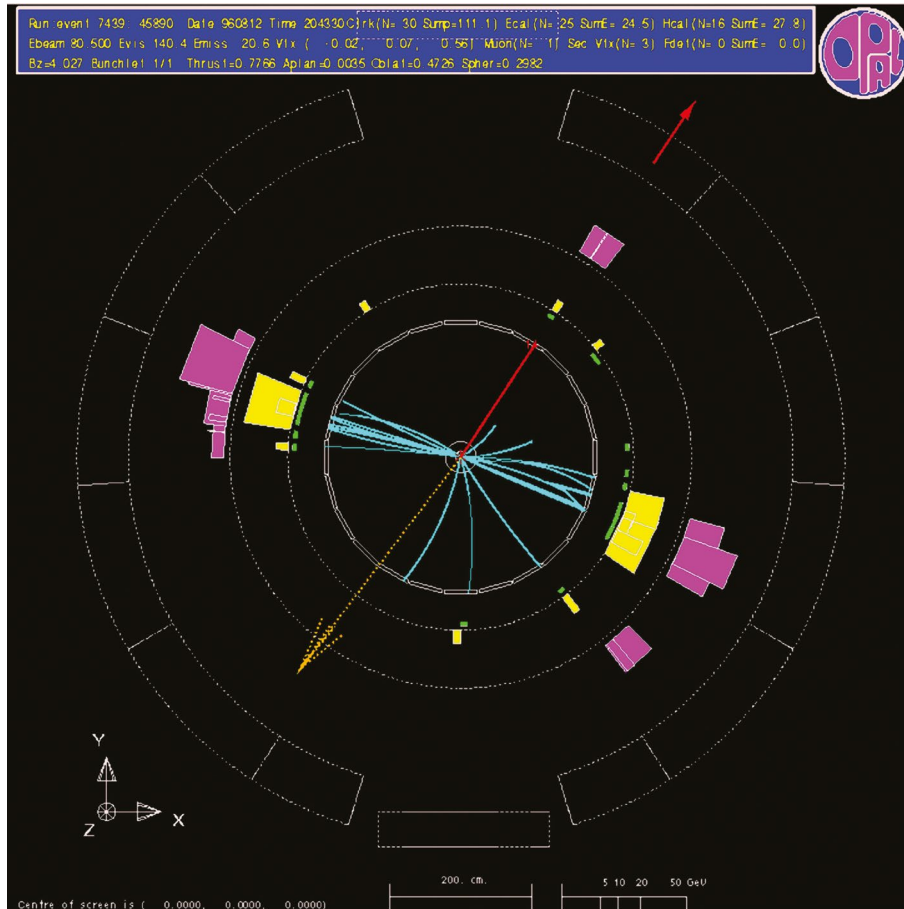
	1. család	2. család	3. család	Töltés	T_3
Leptonok	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	$+\frac{1}{2}$
				-1	$-\frac{1}{2}$
Kvarkok	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$
				$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$

5. A W-bozon tömege: LEP

Korábban láttuk, hogy az atommagok átalakulását kísérő béta-bomlás valószínűségét a W-bozon tömege határozza meg, az tehát a standard modell egyik kulcsparamétere. A standard modell nagyon pontos előjelzést ad a két gyenge bozon tömegének arányára. Mivel a LEP-nél a Z-bozon tömegét rendkívül pontosan meghatározták, a

W-bozon tömegének mérése hasonló pontossággal érzékeny ellenőrzése lehet magának a modellnek.

A Z-bozon tömegét viszonylag egyszerű volt mérni, 45,5 GeV-nél nagyobb energiájú elektront és pozitront kellett ütköztetni és összeadni a kirepülő részecskék energiáját. Az egyforma energiára felgyorsított elektronok és pozitronok ütközési energiája rendkívül pontosan megállapítható, és a W-bozon tömegének kétszerese fe-



2. ábra. A W-bozon keletkezése és bomlása elektron-pozitron ütközésben, ahogyan azt a LEP OPAL kísérlete észlelte. Az egyik W két kvarkra bomlik ($W^+ \rightarrow c\bar{s}$), azok pedig két hadronzáport indítanak, a másik W müonra és neutrínóra bomlik ($W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$). A müon, miután nyomot hagy minden detektorrészben, felfelé kirepül, az elsőkö neutrínó a lefelé mutató nyíl jelzi

lett a párban keletkezés nagyon valószínű. A W-bozon töltött, a töltés megmaradása miatt csak párban keltethető: $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, tehát egy helyett két bozonnal lesz dolgunk. Ugyancsak a töltöttség miatt a W nem tud részecske-antirészecske párba bomlani, csak leptonra és antineutrínóra vagy antileptonra és neutrínóra, illetve felső és alsó típusú kvarkra. A továbbiakban általában nem fogjuk feltüntetni a bomló W-bozon és a kibocsátott leptonok töltését, csak a fajtáját, tehát $W \rightarrow e\nu$ kétféle reakciót jelent: a $W^+ \rightarrow e^+\nu_e$ és a $W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$ bomlást, és M_W a W^+ és W^- azonos tömegét.

A neutrínók általában kiszöknek a detektorokból, azokat nem látjuk, csak a töltött leptonokat és a kvarkok által keltett hadronzárporokat. A hadronzárpor előnye, hogy felösszegezve a kirepülő részecskék lendületét pontosan megkapjuk az elbomló részecske tömegét, de két W-bozon hadronos bomlásánál nehéz azonosítani, melyik két hadronzárpor tartozik ugyanahhoz a bozonhoz. Ráadásul a különböző bozonhoz tartozó hadronzárporok is tudnak egymással energiát cserélni, ami csökkenti a mérés pontosságát. Az ideális eset a 2. ábrán látható *vegyes bomlás*, amikor az egyik bozon leptonokra, a másik pedig kvarkpárba bomlik, ilyenkor ugyanis egyik fenti hibaforrás sem áll fenn, és a teljes egyensúlyhoz hiányzó energiából és lendületből még a neutrínó adatai is meghatározhatók. A LEP-kísérletek természetesen az összes bomlási csatornát elemezték, és a háromféle bomlásra (leptonos, hadronos és vegyes), valamint a négy LEP-kísérletre való összegzés és átlagolás a következő eredményt adta: $M_W = 80376 \pm 33$ MeV. A mérés bizonytalansága a véges adatmennyiségen kívül elsősorban a LEP nyalábenergiájának meghatározásából (± 9 MeV) és a különböző W-bozonokból származó kvarkok energiacseréjéből (± 8 MeV) származik [6].

Jogos a kérdés, miért kell törekednünk egyre pontosabb mérésekre. Mindent érdemes pontosan mérni, hiszen igen gyakran így születnek fontos felfedezések. Ráadásul tudjuk, hogy a standard modell hiányos, nem ad számot jó pár megfigyelésről, habár a gyorsítás mérések eredményeit szépen visszaadja. A W-bozon tömegét mintegy 6 MeV pontossággal lehet jelenleg számítani. Ha tehát sikerülne méréseink pontosságával ez alá menni, reménykedhetünk olyan új fizikai jelenségek megfigyelésében, mint a sötét anyag részecskéi vagy a neutrínó izregését elősegítő, standard modellen kívüli esetleges kölcsönhatás.

6. A W-bozon tömege: Tevatron

Az amerikai Fermilab Tevatronja protont antiprotonnal ütköztetett 1960 GeV energiával. Ebben a folyamatban rengeteg W-bozon keletkezik, de sok más részecskével együtt, hiszen a proton és antiproton összetevői különböző módon és energiával ütközhetnek, és abban a nukleonban hemzsegő gluonok dominálnak. Ott tehát a W-bomlást csak a keletkező leptonok tanulmányozásával lehet azonosítani. A tau lepton tömege már elegendően

nagy ahhoz, hogy hadronosan is tudjon bomlani, tehát az adatelemzés műonokra és elektronokra korlátozódik. A detektorok valamennyi ütköztetőnél az ütköző részecsenyalábok csatornája körül, hengeresen épülnek fel, ezért a mérés kénytelen a nyalábra merőleges p_T *transzverzális lendületre* hagyatkozni, hiszen a hosszanti komponens nem tudjuk megmérni.

További nehézség, hogy a hadronok összetevői a teljes hadronlendület különböző részeit hordozzák, tehát nem lehet tudni, milyen lendülettel ütköznek a W-bozont keltő részecskék, arra csak elméleti becslések, a *partoneloszlási függvények* állnak rendelkezésre. A mért összefüggéseket szimulációkkal összevetve határozható meg a keresett W-tömeg, a szimulációkhoz viszont a fenti függvényeket kell felhasználni. Ez adja a mérés elméleti bizonytalanságának legnagyobb járulékát.

A mozgó részecske E energiájából és p lendületéből meghatározható a tömege: $m^2 = E^2 - p^2$, a p_T transzverzális lendülethez tehát a különösen hangzó *transzverzális tömeg*, $m_T^2 = E^2 - p_T^2$ rendelhető. A módszer tehát az, hogy a leptonokra bomló W-bozonok elektronokhoz és müonokhoz köthető m_T eloszlását hasonlítjuk össze a mért és különböző M_W -t feltételező szimulált eseményekkel, természetesen gondos válogatás után, megfelelő feltételek mellett. Mindehhez, a leptonok nyomon követése mellett a neutrínók által elvitt *hiányzó* energiát és impulzust is meg kellett határozni. Ez viszonylag könnyű volt az elektron-pozitron ütköztetőknél, de annál nehezebb a hadronütközésekben.

Fontos körülmény a kísérleti adatok elemzésénél az összegyűjtött események száma. Az ütközési gyakoriságot *luminositásnak* hívjuk, és a hatáskeresztmetszet inverzében mérjük. A hatáskeresztmetszet egysége a *barn*, $1\text{ b} = 10^{-28}\text{ m}^2$, és a részecskefizika meglehetősen ritka reakcióinak jellemzésére kapott hatáskeresztmetszeteiket jellemzően pikobarn ($1\text{ pb} = 10^{-12}\text{ b}$), illetve femtobarn ($1\text{ fb} = 10^{-15}\text{ b}$) egységben érdemes kifejezni. A fizikai elemzéshez felhasznált adatmennyiséget, azaz teljes luminositást ennek megfelelően fb^{-1} egységben tüntetjük fel, ami közvetlenül mutatja a mérés elérhető pontosságát.

A két nagy Fermilab-detektor, a CDF és a D0 különböző adattömegek és bomlási módok elemzésével egymáshoz eléggé hasonló eredményt kapott a Tevatron leállása, 2011 után. A proton-antiproton ütközési energia 1960 GeV volt. A W-tömeget három változó, a lepton p_T^l és az elszökött neutrínó p_T^ν transzverzális lendülete, valamint az m_T transzverzális tömeg elemzésével mérték. A CDF-kísérlet 2013-ban $2,2\text{ fb}^{-1}$ ütközési adat felhasználásával, a $W \rightarrow e\nu, \mu\nu$ események elemzésével az $M_W = 80387 \pm 12$ (stat) ± 15 (sziszt) MeV eredményt kapta, ahol az első bizonytalanság az feldolgozott események számából adódó statisztikus, a másik a mérés és elemzés módszeréből eredő szisztematikus bizonytalanság. A kétféle bizonytalanság statisztikus összegéből, a korrelációk figyelembevételével kapott teljes eredmény $M_W = 80387 \pm 19$ MeV lett. 2012-ben a D0-kísérlet, érdekes módon kétszer annyi, $4,3\text{ fb}^{-1}$ -nyi ütközést használt fel,

de csak a $W \rightarrow e\nu$ elektronos bomlásokat elemezte, és a CDF-éhez hasonló eredményre jutott, habár nagyobb kísérleti bizonytalanság mellett: $M_W = 80367 \pm 13$ (stat) ± 22 (sziszt) = 80367 ± 26 MeV. Senkit sem lepett meg, hogy a két Tevatron-kísérlet eredménye nagyon jól egyezett egymással, a négy LEP-kísérletével és természetesen az elméleti számításokkal is.

2013-ban a két Tevatron-kísérlet összesítette a W-tömeg fenti két mérését korábbi (jóval kisebb adattömegben alapuló) eredményeikkel [8] és a következő közös eredményt kapták: $M_W = 80387 \pm 16$ MeV. Bevéve az összesítésbe a négy LEP-kísérlet eredményét csak a bizonytalanság csökkent egy kicsit, tehát a 2013-as világátlag $M_W = 80387 \pm 15$ MeV lett.

7. CDF-mérés, 2022

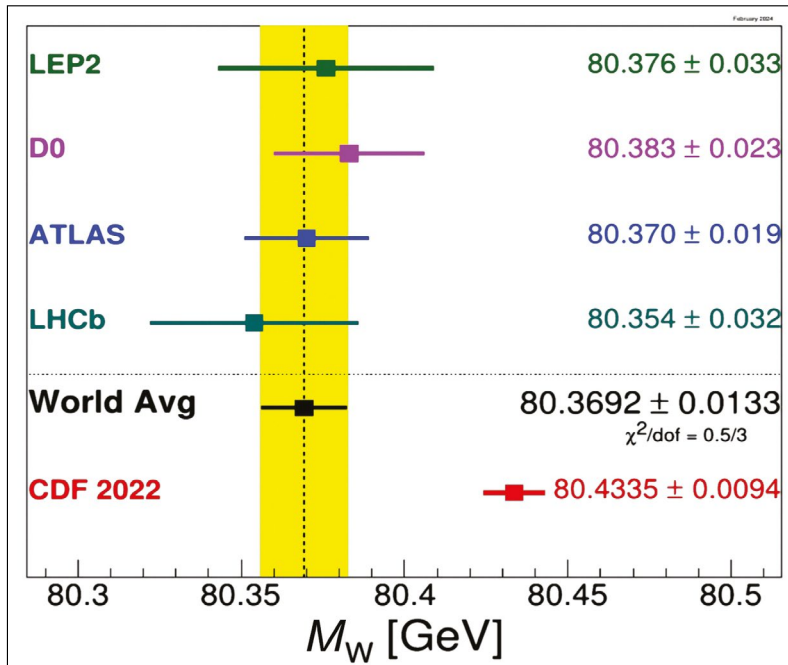
A Tevatron leállása után 10 évvel a CDF-kísérlet elemezte valamennyi összegyűjtött (8,8 fb⁻¹-nyi) adatát, felhasználva mind az elektronos, mind pedig a müonos bomlásokat, tehát a korábbi adattömeg négyszeresét, és elképesztő módon, az összes korábbtól élesen eltérő eredményt kapott (3. ábra): $M_W = 80433,5 \pm 6,4$ (stat) $\pm 6,9$ (sziszt) = $80433,5 \pm 9,4$ MeV. A CDF 2022-es eredménye sokkal pontosabb valamennyi korábbinál, de hétszeres bizonytalansággal különbözik az összes többitől, beleértve a saját korábbi értékét is. A feleakkora statisztikus bizonytalanság nem meglepő a négyszeres adatmennyiség alapján, hiszen 4,2 millió W-bozont regisztráltak, a sokkal kisebb szisztematikus viszont igen. A [9] CDF-közlemény azzal magyarázza a radikálisan csökkentett szisztematikus bizonytalanságot, hogy az elmúlt tíz év alatt jelentősen javultak a módszerek: fej-

lődött mind a statisztikus adatelemzés, mind pedig az elméleti számítások megbízhatósága, valamint a detektorrendszert is sokkal jobban sikerült utólag szimulálni és kalibrálni. Az egyik legfontosabb elméleti fejlemény a partoneloszlási függvények pontosabb számítása volt, járuléka az előző W-tömeg meghatározási bizonytalanságához 10 MeV volt, és az 2022-ig csaknem harmadára, 3,9 MeV-re csökkent.

A megváltozott W-tömeg közlése feldúlta a tudományos közvéleményt, és az új CDF-eredményt általános kétség fogadta. A nagyenergiás fizika óriási előnye, hogy a kísérletek egyenkénti ütközésekben lezajló eseményeket regisztrálnak, és azokat tárolják, így bármikor újra elemezhetők újabb szempontok vagy módszerek felhasználásával. Ez tette lehetővé a CDF-nek és a két LHC-kísérletnek, hogy egy évtizeddel az adatok rögzítése után azokat újra elemezze. Az LHC-ban a gyorsítótechnika fejlődésével nagyon gyorsan nőtt az ütközések gyakorisága, és amikor egyidejűleg rengeteg (2022-től már 50–60) proton-proton ütközés történik, igen nehéz azonosítani a neutrínók által elvitt hiányzó lendületet, ezért nyúlt vissza két LHC-kísérlet, az LHCb [10] és az ATLAS [11] a korai, 7 TeV-es protonütközésekhez. Meghatározták belőlük a W-bozon tömegét, és a korábbiakkal egyező, a CDF-nek azonban ellentmondó eredményt kaptak.

A 3. ábrán látható a LEP2 (azaz a két gyenge bozon előállításához elegendő energiájú LEP), a Tevatron és az LHC két kísérletének mérése a W-bozon tömegére. A régi CDF-érték itt külön nem szerepel, mivel azt figyelembe vették az új CDF-eredményben.

8. A CMS új mérése



3. ábra. A W-bozon tömegének mérése a LEP-nél, a Tevatronnál és az LHC-nál. A 2022-ben publikált CDF-eredményt nem vették figyelembe a sárga intervallummal jelölt világátlag számításánál [6]

A CMS együttműködés úgy döntött, hogy az új, 13 TeV-es LHC-adatokat elemzi a W-tömeg méréséhez. Amint már említettük, az LHC nagy energiájú és intenzitású működésében az egymástól független események egyidejűleg megjelenő 50–60 protonütközése teljesen elbizonytalanítja a hiányzó energia és lendület meghatározását. Ugyanakkor az addig elképzelhetetlenül nagy adatmennyiség lehetővé tett egy igencsak korlátozott válogatást, ezért a CMS úgy döntött, hogy kizárólag a kibocsátott müonok p_T -eloszlására hagyatkozva próbálja meg a W-tömeg meghatározását.

A CMS detektor óriási (6 m belső átmérőjű) szolenoidmágnesét körülvevő vaslemezek között müondetektorok vannak, de a müonok lendületét a mágnes belsejében elhelyezett sokrétegű félvezető detektorok szolgáltatták, a müonok pályagörbülete alapján [12]. A müonészlelésekhez három paramétert rendeltek: a transzverzális p_T lendületet,

a nyalábirányhoz képesti kilépési szö-
get és természetesen a müon és anti-
müon – és + töltését, az első kettőhöz
igen finom beosztást alkalmazva. Az
 M_W értéket a három eloszlás illeszté-
séből határozták meg, összevetésben
az elméleti számításokkal, figyelembe
véve természetesen a mérés háttére-
seményeit. A lendület mérését a J/ψ
 $= [c\bar{c}]$ mezon nagyon pontosan mért,
 $\mu^+\mu^-$ párra történő bomlásával ka-
librálták, és két másik hasonló bom-
lással, a Z-bozonéval és az $\Upsilon = [b\bar{b}]$
mezonéval ellenőrizték. Az elemzést
megismételték a müonok kilépési szö-
gének mérésével olyan módon, amely
ugyan kevésbé volt érzékeny M_W -re,
viszont lehetőséget nyújtott az elmé-
leti modell, a felhasznált partonelosz-
lási függvények ellenőrzésére.

Ezt az újszerű megközelítést a
Z-bozon tömegének ellenőrzésével igazolták. Megke-
resték az észlelt $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ bomlásokat, és meghatározták
velük a Z-tömeget, és az eredményt egybevetették az el-
fogadott PDG-átlaggal [6] (azaz lényegében a LEP-ered-
ménytel). A különbség

$$M_Z^{\mu\mu} - M_Z^{\text{PDG}} = -2,2 \pm 4,8 \text{ MeV}$$

lett, tehát rendkívül pontos. Ezek után végrehajtottak az
eseményeken egy W-szerű analízist, azaz meghatározták
a Z-tömeget az egyedi müonok alapján, és az

$$M_Z^W - M_Z^{\text{PDG}} = -6 \pm 14 \text{ MeV}$$

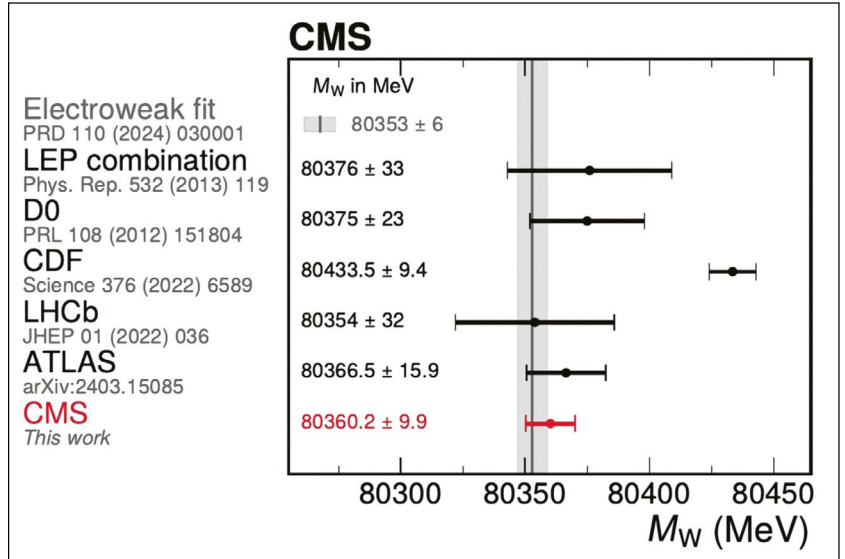
eltérést adott, tehát szintén egyezett a bizonytalansá-
gon belül. Az adatok elemzését megismételték külön-
böző modellszámítások segítségével, a bizonytalanság
becslésében az is szerepel. A lehetséges elméleti eredetű
bizonytalanságot még egy módszerrel ellenőrizték: ele-
mezték az azonosított $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ bomlások müonjait is
az egyenkénti müonos módszerrel, különböző parton-
eloszlási függvények felhasználásával, és hasonló stabil
eredményeket kaptak.

A CMS-cikk [12] hangsúlyozza, hogy az adatelemzés
során kapott M_Z értékek, pontosságuk ellenére, nem te-
kinthetők új mérésnek, mert nem függetlenek a koráb-
biaktól, tehát nem szabad figyelembe venni azokat újabb
átlagértékek számításánál.

Végül az így ellenőrzött módszerrel elvégezték a
W-tömeg meghatározását is:

$$\begin{aligned} M_W &= 80\,360,2 \pm 2,4 \text{ (stat)} \pm 9,6 \text{ (szisz)} \\ &= 80\,360,2 \pm 9,9 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

Amint azt a 4. ábra mutatja, a legújabb CMS-mérés
eredménye pontosságban csaknem eléri a CDF új érté-
két, de azzal ellentétben jól egyezik a CDF-en kívül va-
lamennyi korábbi méréssel és a modellszámításokkal is.



4. ábra. A W-bozon tömegének mérése a CMS-kísérletnél [11] (legalul, pirossal), összehasonlít-
va a korábbi mérésekkel és a legújabb modellszámítással (függőleges vonal, körülötte az elméleti
bizonytalanság sávjaival)

A W-tömeg elméleti bizonytalansága ± 6 MeV; a számí-
tásokban természetesen figyelmen kívül hagyták az M_W
kísérleti értékeit. A CMS-cikk [12] nem von le semmiféle
következtetést a vitatott CDF-eredményre vonatkozólag.
Annak eltérése az elmélettől és a többi méréstől nyitott
kérdés marad. Ami fontos, hogy az elméleti alapok válto-
zatlanul biztosnak látszanak.

Irodalom

Valamennyi idézett cikk megtalálható teljes egészében a világhálón,
a [2] tankönyv kivételével. Az érdeklődő olvasó az idézett nevek ke-
resve (Yukawa, Heisenberg, Higgs stb.) minden kérdésére választ talál
a Wikipédián. Köszönettel tartozom Trócsányi Zoltánnak a cikk gon-
dos átolvasásáért és jobbítására vonatkozó tanácsaiért.

- Horváth Dezső (2021): Az elképesztő gyenge erő (kölcsonhatási
furcsaságok). *Fizikai Szemle*, 2021/9, 294.
- Horváth Dezső, Trócsányi Zoltán (2021): Bevezetés az elemi ré-
szek fizikájába. Typotex Kiadó, Budapest.
- Trócsányi Zoltán (2008): Az eltűnt szimmetria nyomában – a
2008.évi fizikai Nobel-díj. *Fizikai Szemle*, 2008/12, 417.
- Pásztor Gabriella (vendég szerk., 2023): A Higgs-bozon 10 éve.
Fizikai Szemle, 2023/2.
- Horváth Dezső, Trócsányi Zoltán (2022): Antirészecskék? *Fizikai
Szemle* 2022/11, 347.
- Navas S., et al. (Particle Data Group) (2024): The review of parti-
cle physics. *Phys. Rev. D* 110, 030001.
- Horváth Dezső (2015): Higgs-bozon és a világ vége vagy kezdete.
Fizikai Szemle, 2015/4, 115.
- Aaltonen T., et al. [CDF and D0] (2013): Combination of CDF and
D0 W boson mass measurements. *Phys. Rev. D*, 88, 2013/5, 052018.
- Aaltonen T., et al. [CDF] (2022): High-precision measurement of
the W boson mass with the CDF II detector. *Science*, 376/6589,
170–176.
- Aaij R., et al. [LHCb] (2022): Measurement of the W boson mass.
JHEP, 01, 036.
- Aad G., et al. [ATLAS] (2024): Measurement of the W-boson mass
and width with the ATLAS detector using proton–proton colli-
sions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J. C* 84/12, 1309.
- Chekhovsky V., [CMS] (2024): High-precision measurement of
the W boson mass with the CMS experiment at the LHC. Submis-
sion to *Nature*, arXiv:2412.13872 [hep-ex].