

MÜON: MI AZ ÉS MIRE JÓ?

Horváth Dezső, Trócsányi Zoltán
MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest,
MTA Atommagkutató Intézet, Debrecen és
Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék

A müon anomális mágneses momentuma egyike a legpontosabban mért részecskefizikai mennyiségeknek. Az első kísérletek óta eltérés van az elméleti és kísérleti eredmény között, amely jelenleg a teljes bizonytalanság (elméleti és kísérleti) 3,5-szerese. Új jelenség megfigyeléséhez a részecskefizika a zaj felett a teljes bizonytalanság ötszörösének megfelelő többletelészelést követel, a 3,5 tehát csábító jele lehet valamilyen új jelenségnek, de nem igazán perdöntő. Ennek ellenére az értelmezésre – természetesen – sok elméleti javaslat született. 2018 januárjában három japán kutató elméleti számítást publikált arról, hogy az észlelt különbség a müonok és a Föld gravitációs tere közti kölcsönhatással értelmezhető, ami óriási izgalmat váltott ki a fizikusok között: napokon belül számos cáfolat született rá. Volt, aki eleve hibásnak, volt aki csak létező hatás sokszoros túlbecslésének ítélte a számítást. Mindenesetre jó alkalmat szolgáltat áttekinteni a kérdéskört. Az olvasó megtalálja a mindenkori legújabb, elfogadott adatokat a *Particle Data Group* két évente megjelenő, de évente frissülő [1] kiadványában. A cikkhez a szerzők felhasználtak vonatkozó részleteket a nemrég megjelent [2] tankönyvből.

A müon keletkezése: paritásértés

A müon története *Hideki Yukawával*¹ kezdődik. A magerők véges hatótávolságát 1935-ben azzal magyarázta, hogy azt – a zérus tömegű foton által közvetített elektromágnességgel szemben – viszonylag nagy, 100

és 300 MeV/c² közötti tömegű² részecskének kell közvetítenie. A következő évben *C. D. Anderson* a kozmikus sugarakban egy megfelelő (100 MeV körüli) tömegű részecskét fedezett fel, el is nevezték μ -mazonnak, de arról kiderült, hogy nem közvetítheti a magerőket, mert nem bozon, hanem fermion, és ráadásul lepton, azaz nem vesz részt erős kölcsönhatásban. 1947-ben viszont *C. Powell* ugyancsak kozmikus sugarakban kimutatta a piont, amely már megfelelőnek látszott. Ma már tudjuk, hogy a magerőket nem a pion közvetíti, de ez a pioncserés kép kis energián jó közelítés³. Mindhárom fenti fizikus elnyerte a fizikai Nobel-díjat: Anderson 1936-ban (a pozitron felfedezéséért), Yukawa 1949-ben, Powell pedig 1950-ben.

Kinek kell a müon?

A Nobel-díjas *Sheldon Glashow* 2007-ben, a CERN-i Nagy Hadronütköztető (LHC) indulásának szentelt [3] gondolatgyűjteményben a következő eszmefuttatást közölte az LHC által megoldandó kérdések között: „És a müon, egy csacska részecske, amelyet a 30-as években láttak először, miért 200-szor nehezebb, mint az elektron, és egyáltalán, miért van ott? Kinek kell a müon?”

Erre egyszerű a válasz: a részecskefizikának igazán csak kell a müon. Mindjárt a megfigyelése áttörést jelentett, hiszen a sztratoszférában keletkezve, $\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$ élettartamával – relativisztikus időnövekedés nélkül – nem érhetne volna el a földfelszínt, bizonyítva tehát *Einstein* elméletét. Müonok segítettek felfedezni a gyenge kölcsönhatás paritásértését, a neutrínók ízezgését és a Higgs-bozont. Mivel nehéz és viszonylag hosszú élettartamú lepton, a müon a legátalozhatóbb töltött részecske, a nagyenergiás kísérletekben új fizikai jelenségek legmegbízhatóbb hírvivője: a gyorsító kísérletek valamennyi óriás észlelőrendszerét müondetektorok burkolják. Végül müonok segítenek abban, hogy protongyorsítóknál neutrínónyalábot alakítsunk ki: gyors protonok ütközéseiben keletkező relativisztikus pionok bomlásakor, a $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ reakcióban a müon és neutrínója kis szögben előre szóródik; a müon észlelése jelzi, hogy elindult a neutrínó, amelyet azután a kiválasztott távolságban (lehet



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



Trócsányi Zoltán fizikus, az MTA rendes tagja, a DE Fizikai Intézetének igazgatója, az erős kölcsönhatás elméletének nemzetközileg elismert kutatója. *Demény András*-sal társszerzője a *Fizika I.* egyetemi tankönyv *Mechanika* részének, *Horváth Dezső*vel pedig a *Bevezetés az elemi részék fizikájába* című tankönyvnek. Emellett ismeretterjesztő előadások és művek rendszeres szerzője. Tudományos közleményeire ötvenezernél több független hivatkozást kapott.

¹ A japán neveket angol átírásban közöljük, így könnyen utánuk lehet keresni.

² A részecskefizika (szokásos arroganciájával) az E energiát elektronvolt (eV) egységben, a tömegeket pedig az $E = mc^2$ formula alapján E/c^2 alakban kezeli és a c fénysebességet általában egységnyiinek tekinti. 1 eV energiát nyer egy elektron 1 volt potenciálkülönbség átszelésekor, 1 MeV = 10^6 eV. A proton tömege 938 MeV/c².

³ Most magfizikus kollégáink bólogatnak, a részecskefizikusok meg rázzák a fejüket.

pár száz méter vagy km) elhelyezett detektorok észlelnek. A müon lelassul a Föld anyagában és elbomlik. A CERN ilyen neutrínónyalábot küld 732 km távolságra, a Rómától délre fekvő Gran Sasso föld alatti laboratórium detektoraihoz, a neutrínók egymásba alakulása (ízrezgés) tanulmányozására.

A Higgs-bozon felfedezéséhez a CMS (Compact Muon Solenoid) kísérlet közel tízezer tonnányi vasba beékelt müondetektorokat használt, és mindkét nagy LHC-kísérlet legmeggyőzőbb méréseit a Higgs-bozon 4 leptonra, müonra vagy elektronra történő bomlása szolgáltatta.

A müon mágneses momentuma

Tükrözési szimmetria: paritásértés

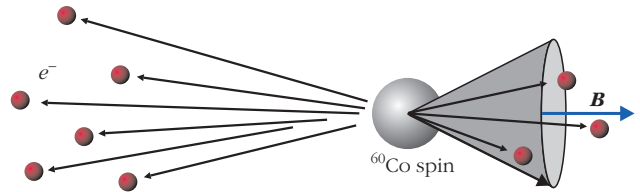
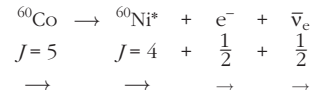
A részecskefizika alapvető elmélete feltételezi, hogy háromféle egyidejű tükrözés, töltésé, téré és idő nem változtatja meg a mérhető mennyiségeket, ezt az angol rövidítések alapján *CPT*-szimmetriának hívjuk. A tértükrözés – mindhárom koordinátatengely ellenkező irányba fordítása – annak felel meg, mintha a jobbkézes Descartes-koordináta-rendszerből balkezsesbe térnénk át, tehát amikor az x tengelyt y -ba forgatva nem $+z$, hanem $-z$ felé mutatna a jobbszár. Tapasztalat szerint a mikrovilágban a fizikai állapotfüggvények tértükrözéskor megőrzik abszolút értéküket, esetleg előjelük változik csupán.

Egészen 1956-ig mindenki hitt abban, hogy a részecskereakciók megőrzik ezt a tulajdonságot, a *paritást*. Kísérletezők azonban megfigyeltek két hasonló mezont: a paritáson kívül minden tulajdonságuk azonos volt. A τ^+ két pionra bomlott, $\tau^+ \rightarrow 2\pi$, a másik pedig háromra, $\theta^+ \rightarrow 3\pi$. A pion *pszeudoskalár* állapot, azaz nulla spinnel és negatív paritással rendelkezik ($J^P = 0^-$), így a τ^+ és a θ^+ ellentétes paritással rendelkező, egyébként azonos részecskék, hacsak a gyenge kölcsönhatás nem sérti a paritásmegmaradást.

Tsung-Dao Lee és *Chen-Ning Yang* a Columbia Egyetemen 1956-ban megvizsgálták a kérdést és megállapították, hogy a paritásmegmaradás valamennyi bizonyítéka elektromágneses jelenségen alapul. Feltételezték, hogy a τ^+ és a θ^+ ugyanaz a részecske (valóban, ma ez a K^+ mezon vagy pozitív kaon, τ és θ ma más részecskék jele) és a gyenge kölcsönhatás nem őrzi meg a paritást. Néhány kísérletet is javasoltak az ellenőrzésre. Az elméletet kísérletileg igazolták, és Lee és Yang Nobel-díjat kapott 1957-ben.

A Wu-kísérlet

Chien-Shiung Wu, aki szintén a Columbia Egyetemen dolgozott, egy washingtoni csoporttal közösen, viszonylag bonyolult kísérlettel ellenőrizték Lee és Yang elméletét. A ^{60}Co izotóp spinjét – igen alacsony hőmérsékleten ($T < 0,1 \text{ K}$) – mágneses mezővel adott irányba állították be, és észlelték az atommagbomlásból származó elektronokat. Az alacsony hőmérséklet a mágneses precessziót hivatott mini-



1. ábra. A Wu-kísérlet: mágnesesen orientált kobalt-atommagok bomlása.

malizálni. A ^{60}Co J perdülete 5, és amikor az a $J = 4$ spinű $^{60}\text{Ni}^*$ -re bomlik, a kimenő elektron és neutrínó spinjének a ^{60}Co -éhoz, azaz a mágneses mező irányához kell igazodnia (1. ábra).

A kibocsátott elektronok intenzitásának szögeloszlása tökéletesen antiszimmetrikus volt (1. ábra):

$$I(\theta) = 1 + \alpha \frac{v}{c} \cos\theta,$$

és az eloszlás α iránytényezője negatívnak, -1 -nek adódott. Később, amikor hasonló β^+ reakciót vizsgáltak, a pozitronkibocsátáskor $\alpha = +1$ lett az eredmény.

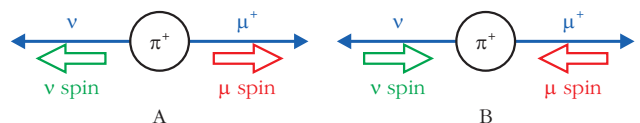
A gyenge kölcsönhatás ezek szerint a balra (mozgásiránnyal szemben) polarizált részecskéket és a jobbra polarizált antirészecskéket *kedveli*, azaz nem törődik a kiinduló paritással: maximálisan sérti annak megmaradását. Amikor *Wolfgang Pauli*, a neutrínó, a kizárási törvény és a spinmátrixok Nobel-díjas atyja meghallotta a Wu-kísérlet eredményét, állítólag kifakadt: „Nem tudom elhinni, hogy Isten gyenge balkezses!”

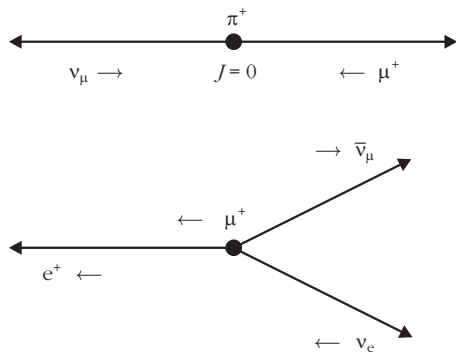
Paritásértés pionbomlásban

A müonok is gyenge kölcsönhatásban bomlanak, így a paritásértés a $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ folyamatban is jelentkezik: a müon a polarizációnak megfelelő irányban bocsátja ki a pozitront, vagy negatív müon esetén az elektront. A müon viszont leggyakrabban pionok bomlásakor keletkezik, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, ugyancsak gyenge kölcsönhatásban. A pion nulla spinje miatt a két feles spinű kimenő részecskének csak két lehetséges spiniránya van, egymásnak háttal vagy szemben („A” és „B” a 2. ábrán), de a természet csak „B” esetet engedi meg, ami maximális paritásértést jelent. A zérus perdületű pion tehát polarizált müonra bomlik, az pedig a polarizációnak megfelelő irányban bocsátja ki az elektronokat (3. ábra).

R. L. Garwin, *L. M. Lederman* és *M. Weinrich* (ugyancsak Columbia Egyetem, nagy volt ott a Nobel-díjasok sűrűsége) pionbomlásban ellenőrizték a pari-

2. ábra. Paritásértés pionbomlásban müonra és neutrínóra: csak a „B” folyamat valósul meg.





3. ábra. A pozitív pion balra polarizált pozitív müonra bomlik (fölül), és bomlásakor az a polarizációja irányában bocsátja ki a pozitront (alul).

tásmegmaradást: pozitív piont állítottak meg mágneses mezőben tartott szén céltárgyban, és egy adott irányban kilépő pozitronokat számláltak a mágneses térerősség (azaz a mágnes árama) függvényében. Az észlelt pozitronszám ingadozása követte a müon precesszióját, azaz a tükörszimmetria sértését, a paritás-sértést mutatta. Ez a kísérlet sokkal egyszerűbb volt, mint Wu asszonyé, ezért hamarabb befejezték, de ugyanakkor publikálták az eredményeket. Lederman csoportja megvárta, hogy Wu csoportja befejezze a munkát, mielőtt beküldték volna a publikációt, és köszönetet mondtak a cikkben Wu asszonynak, amiért közölte velük az előzetes eredményeket.

Müonpolarizáció mérése

Amikor tehát pozitív pionokat fékezőnk le anyagban, azok $\tau_\pi = 26$ ns élettartammal müonra bomlanak, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Mágneses mezőben a lassú müon $\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$ élettartammal bomlik, miközben spinje a mágneses térerősséggel arányos frekvenciával forog, *precesszál*:⁴

$$\omega \approx \frac{eB}{m_\mu c},$$

a pozitronokat a polarizációja irányában bocsátva ki (3. ábra).

A kísérlet negatív müonokkal sokkal bonyolultabb, mert az anyagban lefékeződött negatív pionokat atomi befogás után elnyelik az atommagok, az csak vákuumban elbomló pionokkal végezhető.

A müon anomális mágneses momentuma

A töltött részecskék $\boldsymbol{\mu}$ mágneses momentuma arányos az \boldsymbol{S} perdületvektorral, és rendkívül fontos fizikai mennyiség, mivel igen érzékeny nehezebb részecskék hatására, azaz új fizikai jelenségekre. A müon esetén

$$\boldsymbol{\mu}_\mu = -g \frac{e\hbar}{2m_\mu} \boldsymbol{S},$$

⁴ A szokásos $\hbar = 1$ egységrendszert használva.

ahol g és m a müon giromágneses tényezője és tömege, e és \hbar pedig az egységtöltés és a redukált Planck-állandó. A Dirac-egyenlet $g = 2$ -t feltételez, de virtuális Feynman-hurkokon keresztül a nehezebb részecskék jelentős járulékokat adnak hozzá. A töltött müon ugyanis, miközben külső mező hat rá, virtuális fotonokat bocsát ki és nyel el. A fotonok pedig virtuális részecske-antirészecske párokká alakulhatnak, amennyire mindezt Heisenberg határozatlansági összefüggése megengedi.

A mágneses momentum anomális része,

$$a = \frac{g-2}{2}$$

a fenti hatások járuléka. A standard modell szerint nemcsak virtuális γ -fotonok, hanem a gyenge kölcsönhatást közvetítő W - és Z -részecskék is keletkezhetnek közben, illetve a részecske-antirészecske párok nemcsak elektron-pozitron (vagy más lepton-antilepton), hanem az erős kölcsönhatásban részt vevő kvark-antikvark ($q\bar{q}$) párok is keletkezhetnek. Ezért

$$a(\text{SM}) = a(\gamma) + a(W, Z) + a(q\bar{q})$$

alakú. Ha viszont vannak a standard modellen túli erők vagy részecskék, azok járulékanak is meg kell jelennie benne, tehát az anomális mágneses momentum rendkívül fontos, komoly alacsonyenergiás felfedezési potenciállal rendelkező mennyiség, amelyet vissza-visszatérően, egyre nagyobb pontossággal igyekeznek meghatározni. Ha találunk benne eltérést a standard modelltől (eddig még mindig volt), az lehet hibás mérés vagy hiányos számítás következménye, de ha mindkettő helyességéről meggyőződünk, akkor csakis új fizika jele lehet, tehát mindenképpen hasznos. A pontos mérések *mindig* hasznosak a fizikában, sok felfedezés született csak azért, mert a kísérletezők pontosították eredményeiket. Így fedezték fel például a kozmikus háttérsugárzást és a CP -szimmetria sértését: mindkettő olyan Nobel-díjas eredmény volt, amely megváltoztatta a világképünket.

$(g-2)_\mu$: nemrelativisztikus mérés

Tehát a müon mágneses momentuma

$$\boldsymbol{\mu} = g \frac{e\hbar}{2m c} \boldsymbol{S},$$

és a Dirac-egyenlet $g = 2$ -t feltételez. Nemrelativisztikus esetben a müon Larmor-precessziója B térerősségű mágneses mezőben

$$\begin{aligned} \omega_s &= \frac{g}{\hbar} \left(\frac{e\hbar}{2m c} \right) B = \frac{eB}{m c} \frac{g}{2} = \frac{eB}{m c} \left(1 + \frac{g-2}{2} \right) = \\ &= \frac{eB}{m c} (1 + a) \end{aligned}$$

frekvenciájú. Ha a müon a lendületével párhuzamosan polarizált (töltésének megfelelően, azzal egyező

vagy ellenkező irányban), ami mindig igaz, ha pionbomlásban keletkezett, akkor megfelelően megépített, kör alakú tárológyűrűben a müon lendülete térben állandó spinirány mellett el kell forduljon, ezért keringésének

$$\omega_c = \frac{eB}{mc}$$

ciklotronfrekvenciája levonódik a Larmor-frekvenciából. Tehát a müon teljes precessziós frekvenciája

$$\omega_a = \omega_s - \omega_c = \omega_s - \frac{eB}{mc} = a \frac{eB}{mc}.$$

A tárológyűrűben tartott müon pozitronra bomlik, $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, és a pozitron a müon polarizációja irányában lép ki. A müonbomlás észlelése adott irányban időben oszcillál:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} [1 - A \cos(\omega_a t + \phi)],$$

ahol $\tau = 2,2 \mu\text{s}$ a müon élettartamát és ϕ a mérés szögét jelenti a körpálya érintőjéhez képest.

Szerencsés, hogy a mágneses mezőben körpályán haladó müon esetében a kétféle forgás, a müon lendületéé és spinjéé ilyen előzékenyen kivonódik egymásból, lehetővé téve az anomális tényező közvetlen mérését, és így sok nagyságrenddel növelve a mérés pontosságát. Nagyon lényeges körülmény, hogy mindez független a müon lendületétől.

Az első ilyen kísérletet 1965-ben a CERN-ben végezték *Georges Charpak* vezetése mellett (aki nem ezért, hanem a sokszálas proporcionális kamráért kapott Nobel-díjat 30 évvel később). A kísérletet $p_\mu = 90 \text{ MeV}/c$ lendületű müonokkal végezték, $B = 1,6 \text{ T}$ erősségű mágneses mezőben és eredménye $a = 1162(5) \cdot 10^{-6}$ lett, tehát jelentős anomaliást mutatott a Dirac-elmélethez képest.

$(g-2)_\mu$ relativisztikus müonokkal

A mérés pontosságának növelésére magától értetődő lehetőség, ha a müonok élettartamát a relativitáselmélet segítségével megnöveljük. A relativisztikus müon spinprecessziós frekvenciájában megjelenik egy relativisztikus korrekció, a Thomas-járulék:

$$\omega_s = g \frac{eB}{mc} + (1 - \gamma) \frac{eB}{mc\gamma},$$

ciklotronfrekvenciája pedig

$$\omega_c = \frac{eB}{mc\gamma}$$

lesz, ahol

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

a szokásos relativisztikus tényező. Végeredményképpen a mérhető különbség ugyanaz marad:

$$\begin{aligned} \omega_a &= \omega_s - \omega_c = \frac{eB}{mc} \left(\frac{g}{2} + \frac{1-\gamma}{\gamma} - \frac{1}{\gamma} \right) = \\ &= a \frac{eB}{mc}. \end{aligned} \quad (1)$$

Ezt a kísérletet is a CERN-ben végezték (*J. Bailey* és társai, 1972), $p_\mu = 1,9 \text{ GeV}/c$ lendületű müonokkal, amelyekre a γ relativisztikus tényező 12 volt, a müonok élettartama tehát egy nagyságrendet, $\gamma\tau_\mu = 26 \mu\text{s}$ -ra nőtt. Sajnos, a hosszabb keringés során a müonok pályája deformálódik, ami a szögmérés növekvő bizonytalanságához, sőt a müonok keringés közbeni elvesztéséhez is vezet. Valamilyen módon fókuszálni kellett őket, és arra $B = 1,7 \text{ T}$ inhomogén mágneses mezőt használtak. A sugárirányban változó mágnesség segített a körpályára visszaterelni a müonokat, bár egy kicsit elkente az eredményt, de az így is nagyot javult, $a = (116616 \pm 31) \cdot 10^{-8}$ -ra. Öt év munkája tehát a pontosság egy nagyságrendi javulását jelentette.

$(g-2)_\mu$ mágikus lendülettel

Az inhomogén mágneses mező ugyan fókuszálja a müonokat, de szélesíti azok impulzuseloszlását, növeli a kísérleti bizonytalanságot. A megoldás a fókuszálás és a müonok körpályán tartó mágneses mező elválasztása, amelynek lehetséges módja az elektrostatikus fókuszálás. \mathbf{E} elektromos mezőben \mathbf{v} sebességű müon számára az anomális mágneses momentumhoz rendelhető frekvencia:

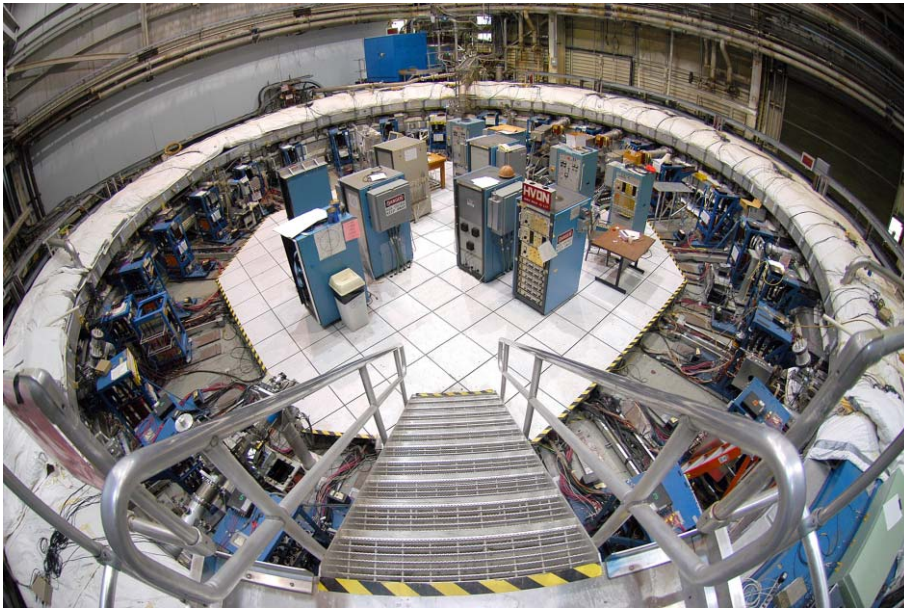
$$\omega_a = \frac{e}{mc} \left[a\mathbf{B} - \left(a - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}}{|\mathbf{v}|} \right]. \quad (2)$$

A fenti egyenletről azonnal látszik, hogy létezik egy *mágikus lendület*, amelyre

$$a - \frac{1}{\gamma^2 - 1} = 0,$$

tehát az elektromos mező hatása eltűnik a precessziós frekvenciából. Ezt a kísérletet is a CERN-ben végezték először (*J. Bailey* és társai, 1979), $B = 1,5 \text{ T}$ homogén mágneses mezőben, a müonok lendülete a mágikus $p_\mu = 3,094 \text{ GeV}/c$ és a relativisztikus tényező $\gamma = 29,37$ volt, amely a müon élettartamát $\gamma\tau_\mu = 64,4 \mu\text{s}$ -ra növelte. Ezzel a módszerrel a negyedére sikerült csökkenteni a mérési bizonytalanságot: $a = (1165924 \pm 85) \cdot 10^{-9}$ volt az eredmény.

A legutóbbi ilyen kísérlet 2006-ban fejeződött be a Brookhaveni Nemzeti Laboratóriumban. A tárológyűrűben bomló müonokat (4. ábra) 24 detektor figyelte, észlelve a μ^- bomlásából származó elektronokat és a μ^+ -ból eredő pozitronokat. Az eredmények azonosak voltak a kétféle müonra (ami igen fontos ellenőrzése a mérési módszernek) és átlagukra $[11\,659\,2089 \pm 54 \text{ (stat)} \pm 33 \text{ (szisz)}] \cdot 10^{-11}$ érték adódott [4]. Az első bizonyta-



4. ábra. A Brookhaveni Nemzeti Laboratórium tárológyűrűje a müon $g-2$ méréséhez, 1999–2006.

lanság statisztikus, csak az észlelt eseményszámtól függ, a második szisztematikus, a kísérlet és értelmezés valamennyi körülményét figyelembe vevő. Ez az eredmény két nagyságrenddel pontosabb, mint a korábbi és a brookhaveni csoport 20 évi munkájába került.

Mit mond az elmélet?

A standard modell jóslata

Az 5. ábrán a legalacsonyabb rendű járulékok láthatók a müon anomális mágneses momentumához a Feynman-gráfok nyelvén kifejezve.

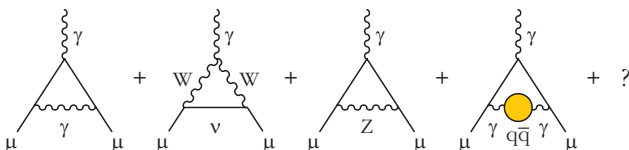
$$a(\text{SM}) = a(\gamma) + a(W^\pm, Z) + a(q\bar{q}) + a(??).$$

Ha léteznek részecskék a standard modellen kívül (azt fellengzősen *új fizikának* nevezzük), azok járuléka is meg kell jelenjenek a magasabb rendű korrekciókban, a kérdőjeles tag azt jelképezi.

A modellszámítások nehézségeinek illusztrálására tekintsük át azok jelenlegi állását (6. ábra) [1]:

- Kvantumelektrodinamikai járulék (a perturbációszámítás $(\alpha/\pi)^5$ rendjéig, ahol $\alpha/\pi \approx 0,0023$): $a(\text{QED}) = 116\,584\,718,95(8) \cdot 10^{-11}$.
- Elektrogyenge járulék (két W^- , Z^- , és a Higgs-bozon hurokig): $a^{\text{EW}} = 153,6(1,0) \cdot 10^{-11}$.

5. ábra. Az anomális mágneses momentum összetevői: elektromágneses virtuális fotonnal (1. tag), a gyenge kölcsönhatás járuléka (2. és 3. tag) W^\pm és Z -bozonnal, valamint kvarkhurkokkal járó hadronos tagok (4. tag). Magasabb rendben ezek természetesen kombinálódnak. A standard modellen kívüli részecskék további járulékokat adhatnak, a kérdőjel azt jelképezi.



- A hadronos járulék a perturbációszámítás legalacsonyabb rendjében: $a^{\text{had}(1)} = 6931(34) \cdot 10^{-11}$.

- Hadronos járulék 2. és 3. rendű korrekciói: $a^{\text{had}(2-3)} = 19(26) \cdot 10^{-11}$.

Jó látszik, hogy a számítási bizonytalanságban a hadronos járulékok dominálnak.

A teljes számítási eredmény [1] a jelenleg ismert összes korrekcióval

$$[1\,165\,918,23(1)(34)(26)] \cdot 10^{-11},$$

ahol a háromféle bizonytalanság az elektrogyenge, a vezető hadronos és a magasabbrendű hadronos járulékoktól ered. A legutóbbi kísérleti érték μ^+ és μ^- átlagában és az elméleti számítás különbsége

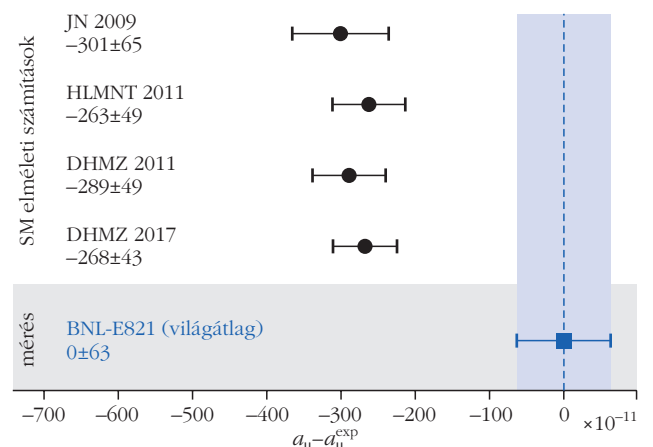
$$\bar{a}_\mu^{\text{exp}} - a^{\text{SM}} = (268 \pm 63 \pm 43) \cdot 10^{-11},$$

ahol az első bizonytalanság a kísérleti, a második pedig az elméleti értéké. Az eltérés a teljes – négyzetesen felösszegzett – bizonytalanság 3,5-szerese (azaz $3,5\sigma$).

Túl a standard modellen?

Habár a müon mért anomális mágneses momentumának eltérése a standard modell jóslatától nem eléggé jelentős, hogy felfedezésnek tekintsük, sokan próbálták új fizika feltételezésével értelmezni. A standard modellel végzett számítások remekül egyeznek a kísérleti adatokkal, van azonban jó pár jelenség, amely túlmutat rajta, ilyen a galaxisok sötét anyaga, valamint a neutrínók tömege és ízrengése. Csaknem valamenny-

6. ábra. A különböző módszerekkel végzett elméleti számítások összehasonlítása a brookhaveni kísérlet eredményével [1]. A müon anomális mágneses momentumára a standard modell a teljes bizonytalanság 3,5-szeresével kevesebbet ad, mint a legutóbbi kísérleti érték.



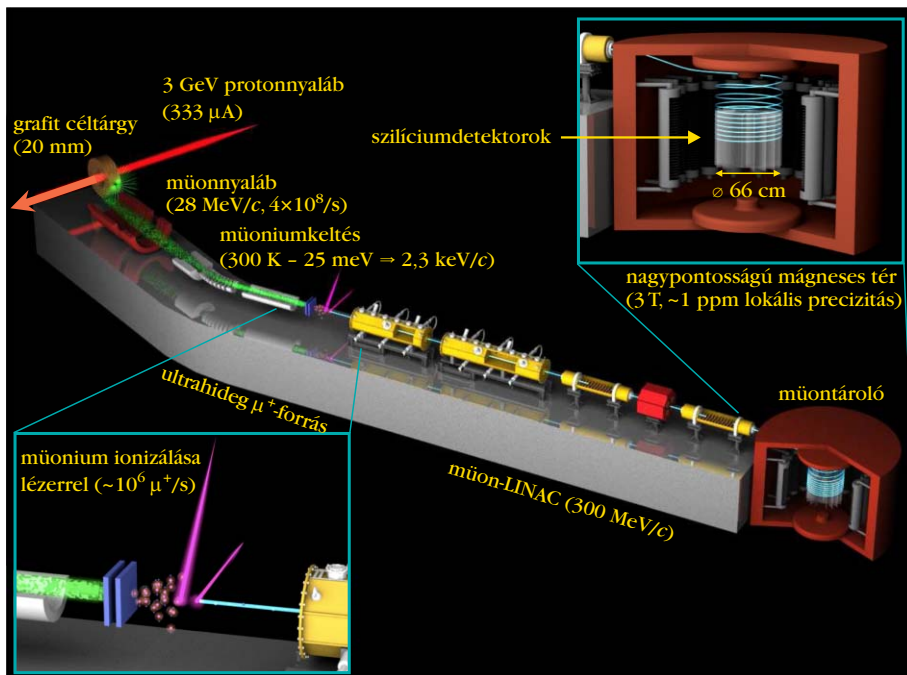


7. ábra. A müöngyűrű szállítása a New York melletti Brookhaven Nemzet Laboratóriumból a Chicago közelében levő Fermilabba vízen és közúton. Az utakon éjjel közlekedtek, és gyakran kellett leszerelni lámpaoszlopokat és útjelző táblákat.

nyi problémát megoldaná a *szuperszimmetria*, az elemi fermionok és bozonok páros létezése. Sajnos, ilyen új részecskék nyomát nem látni a kísérletekben, bár nagy erővel keresik. A SUSY-nak becézett modell megmagyarázná a müön ($g-2$) eltérését is a kísérlet-től, az új részecskék járulékaival, de az ehhez szükséges, viszonylag kis tömegű ($m = 100 \dots 500 \text{ GeV}/c^2$

közötti) SUSY-részecskék létezését kizárják az LHC-kísérletek.

Felvetődött egy magyarázat a *sötét fotonnal* kapcsolatban [5] is: a Debrecenben megfigyelt részecske, ha kissé keveredik az elektromágnesség fotonjával, megmagyarázhatja a ($g-2$) eredményt is, de annak létezését még független kísérletnek kell megerősítenie.



8. ábra. A japán J-PARC laboratórium készülõ müon-kísérlete.

lézerrel ionizálva rendkívül monoenergiás müonok szabadulnak fel, amelyeket utána 320 MeV energiára gyorsítanak fel. Ezzel olyan polarizált müonnyalábot nyernek, amelynek rendkívül kicsi lesz lendületszórása (ebben az értelemben lesznek *hidegek* a müonok), a gyorsítás után a mozgásirányra merõleges lendülete marad a szobahõmérsékletnek megfelelõ 0,25 eV. Ezeket a gyors müonokat egy $B = 3 \text{ T}$ erõsségû mágneses mezõben 33 cm sugarú pályára juttatják. A szimulációk szerint ez fókuszálás nélkül biztosítja, hogy a müonok a 6,6 μs -ra nõvelt élettartamuk alatt megtett mintegy 4000 fordulat során nem szóródnak ki a mágnes vákuumterébõl. A müonbomlás pozitron-

jait a müonpályán belül elhelyezett vékony félvezetõ detektorok észlelik (8. ábra).

A kísérlet folytatása

Fermilab

Az elméleti számítások kissé eltérnek a méréstõl, a különbség $3,5\sigma$ (ahol σ a különbség teljes bizonytalansága), de a hadronos járulékok nagy bizonytalansága miatt mind az elméleti számításokat, mind pedig a mérést érdemes pontosítani.

A brookhaveni kísérletet a Fermilabban folytatják, és ahhoz a tárológyûrût a New York melletti Brookhavenbõl a Chicago-környéki Bataviába kellett szállítani. Az azonban túlságosan nagy volt és nagyon érzékeny rázkódásra, illetve csavarodásra. Több, mint 5000 km-t utazott [6] fõként hajón: New Yorkból az Atlanti-óceánon a Mexikói öbölbe, majd fel a Mississippin és az Illinois folyón (7. ábra). A gyûrût üzembe helyezték, az elsõ eredmények hamarosan várhatók. Várkozásuk szerint a brookhavenihez képest 21-szeres eseményszámot, 1/4-rész szisztematikus bizonytalanságot és az eddigivel azonos elméleti és kísérleti középérték mellett 7σ pontosságot fognak elérni.

Készülõ japán kísérlet hideg müonokkal

A Brookhaven–Fermilab tárológyûrûs kísérletének egyik nehézsége az egyenletes, állandó mágneses tér biztosítása a müonok 52 méteres pályája mentén. A Tokaiban épült J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) egyik tervezett kísérlete a müon anomális mágneses momentumára irányul, radikálisan más módszerrel, mint a korábbiak [7]. Protonnyalábbal pozitív pionokat állítanak elõ, lelassítják õket és a bomlásukban kibocsátott kisenergiás müonokkal müonium atomot, a pozitív müon és elektron kötött állapotát ($\text{Mu} = [\mu^+ e^-]$) hoznak létre. A müoniumot

Zárszó: miért pont a müon?

Az írásunk címében felvetett kérdésre tehát az a válasz, hogy a müonok mind a nagyenergiás kísérletekben, mind kis energián rendkívül fontos fizikai információt szolgáltatnak. Jogos a kérdés, mi a helyzet a másik két leptonnal, miért nem mérjük az elektron és a tau-lepton mágneses momentumát. A válasz, sajnos, egyszerű. A müonnál sokkal könnyebb elektron anomális mágneses momentuma rendkívül pontosan számolható és mérhetõ, de ahhoz az esetleges új fizika hírnõkei, a nehezebb részecskék nagyon kicsi járulékokt adnak, a határozatlansági reláció azt túlságosan megköti. Ezek a járulékok a müonnál sokkal nehezebb tau-lepton esetén nyilván nagyok, csakhogy a tau-lepton nagyon sokféleképpen tud bomlani, élettartama tehát igen rövid és polarizációja egyáltalán nem mérhetõ. Tehát maradnunk kell a müonnál.

Irodalom

1. C. Patrignani et al. (Particle Data Group): The Review of Particle Physics. *Chin. Phys. C* 40 (2016) 100001 and 2017 update; <http://pdg.web.cern.ch/pdg>
2. Horváth Dezsõ, Trócsányi Zoltán: *Bevezetés az elemi részecskék fizikájába*. Typotex, 2017, 10. fejezet
3. Sheldon Glashow in *The Big Deal*. <http://www.pbs.org/wgbh/nova/sciencenow/3410/02-bigd-text.html>
4. J. P. Miller, E. de Rafael, B. L. Roberts: Muon ($g-2$): Experiment and theory. *Rept. Prog. Phys.* 70 (2007) 795–897.
5. Krasznahorkay Attila: Az ötödik kölcsönhatás nyomában. *Fizikai Szemle* 66 (2016) 248–253.
6. <http://muon-g-2.fnal.gov/bigmove/>
7. M. Abe et al.: Magnetic design and method of a superconducting magnet for muon $g-2$ / EDM precise measurements in a cylindrical volume with homogeneous magnetic field. *Nucl. Instrum. Meth. A* 890 (2018) 51.