

Krasznahorkay Attila

Új erőre kaphat az atommagfizika

Bevezetés és történeti háttér

A csillagászok által a távoli galaxisok mozgásának értelmezésére bevezetett láthatatlan, vagy „sötét” anyag léte napjainkra, az egyre pontosabb és részletesebb asztrofizikai méréseknek köszönhetően, általánosan elfogadottá vált. A mérések alapján a sötét anyag az univerzumban ötször nagyobb tömeget képvisel, mint az általunk jól ismert látható anyag, de összetételéről, alkotó részecskéiről szinte semmit sem tudunk. Az elmúlt években egy új kutatási irányt indítottunk el az MTA Atommagkutató Intézetében, bekapcsolódva a sötét anyag körünk egyik legnagyobb kihívását jelentő kutatásába. A kutatásokhoz az ATOMKI egy tucat kollégájával és, természetesen, atommag-fizikai eszközökkel és módszerekkel csatlakoztunk.

Látható világunk tömegének több, mint 99,99 %-a atommagokban koncentrálódik. Az atommagok stabilitását csak egy új kölcsönhatás, az erős kölcsönhatás bevezetésével sikerült értelmezni. Az erős kölcsönhatás eredményezi az atommagok igen nagy kötési energiáját, aminek felszabadításával működnek például az atomreaktorok. Az atommagok β -bomlásának értelmezéséhez még egy további, úgynevezett gyenge kölcsönhatást is be kellett vezetni, aminek az erőssége ugyan 12 nagyságrenddel kisebb, mint az erős kölcsönhatásé, de ennek ellenére nagyon fontos kölcsönhatás. A gyenge kölcsönhatás miatt süt a Nap, és világítanak a csillagok, amelyekben a hidrogén gáz alakul át héliummá. E magfizikai folyamat során az egyik protonnak neutronná kell átalakulnia. Ezt az átalakulást a gyenge kölcsönhatás teszi lehetővé.

A gyenge kölcsönhatás megismerésébe az 1954-ben megalakult ATOMKI már működésének kezdeti időszakában sikeresen bekapcsolódott. A β -bomlás során keletkező új részecske, a neutrínó, rendkívül közömbös az anyaggal szemben, azaz a kölcsönhatás (ütközési) hatáskeresztmetszete igen kicsi, például egy fényévnyi vastagságú ólomfalon a neutrínóknak mintegy fele áthaladna. Bár ez a tulajdonságuk jelentős mértékben megnehezítette kísérleti kimutatásukat, ez Csikai Gyula és Szalay Sándor debreceni professzoroknak sikerült. A β -bomlásban keletkező neutrínó atommagot visszalökő hatását ködkamra-felvételekkel mutatták ki az impulzus-megmaradás törvénye alapján, eredménye-

iket 1956-ban publikálták. A neutrínó létezésének megerősítésével ez a kísérlet hozzájárult a modern fizika megalapozásához.

Jelenleg négy alapvető kölcsönhatást ismerünk, ezek mindegyike kapcsolatos az atommaggal. Lehetséges-e újabb, a sötét anyaggal kapcsolatos kölcsönhatást is felfedezni az atommagban? A *Physical Review Letters*-ben az erre vonatkozó, nemrég publikált kísérleti eredményünk [1] felkeltette a fizikusok nemzetközi közösségének a figyelmét, az elméleti és a kísérleti szakembereket egyaránt. Lehetséges, hogy a természet ötödik alapvető kölcsönhatását sikerült felfedeznünk? A bejelentésre felbolydult a fizikus közösség, és nagy hírű laboratóriumok világszerte független méréseket végeznek, hogy a debreceni MTA ATOMKI megfigyeléseit megerősítsék vagy megcáfolják, adta hírül a *Nature* folyóirat május 25-én megjelent cikke [2].

A jelen cikkben a Debrecenben végzett kísérleteink motivációjáról, kísérleti eredményeinkről, és azok lehetséges értelmezéséről számolok be.

A kísérletek motivációja: A sötét anyag és a sötét foton

A csillagászok az Univerzumban megfigyelhető anyag mennyiségét a fénykibocsátás alapján állapítják meg. A galaxisokban keringő csillagok sebességének értelmezéséhez azonban ennél sokkal több anyag feltételezésére volt szükség, olyanra, ami nem bocsát ki fényt. Ez az ismeretlen anyag a „sötét anyag” elnevezést kapta, és csak a tömegeket vonzó hatását észleljük [3,4].

A tőlünk igen nagy távolságra lévő csillagrendszerek sebessége meghaladja az ősrobbanás elmélete által várható értékeket, és az eltérés annál nagyobb, minél távolabb van tőlünk a csillagrendszer. A jelenség értelmezésére vezették be az ún. „sötét energiát”, amely „gravitációs taszítása” révén növelheti a csillagok sebességét [5].

Jelenlegi becsléseink szerint a sötét anyagnak és a sötét energiának tulajdonítható a világegyetem tömegének 95 %-a. Mibenlétükről jelenleg szinte semmit sem tudunk. A Földön eddig végzett kísérleteink csak a látható anyagra korlátozódtak, és ez a Világegyetem tömegének mindössze 5 %-át teszi ki.

Miféle részecskék alkotják a sötét anyagot? Van-e valamilyen kapcsolat látható világunk és a „sötét világ” között? Ezen kérdések megválaszolása jelenleg egyre több fizikust foglalkoztat, a sötét anyag fizikájának megértése napjainkra a fizika egyik legégetőbb problémájává vált. Az Elsevier kiadó folyóiratot is indított „A sötét Univerzum fizikája” címmel, amely mára már az egyik leg többet hivatkozott fizikai folyóirattá vált.

Mostanáig a sötét anyagot alkotó részecskékre a legmegfelelőbbnek tartott jelölt egy gyengén kölcsönható nehéz részecske, az úgynevezett WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*) volt. Ezek a protonnál sokkal nehezebb részecskék elméletileg jól előre jelezhetőek voltak, de a legérzékenyebb detektorokkal sem

sikerült őket megfigyelni, így a kísérletek egyre inkább a protonoknál könnyebb részecskék keresésének irányába tolódtak el.

Jelenleg a kutatások egyik legígéretesebb iránya a könnyű részecskékből álló sötét anyag keresése, számos gyorsítónál folynak már ilyen kísérletek. Mi is ilyen kutatásba kapcsolódhattunk be. Egy új, kistömegű, ún. „sötét foton” hatáseit kutatjuk nagyenergiás atommagállapotok bomlásának vizsgálatával. Úgy gondoltuk, hogy ha a sötét részecskéket nem is, de a sötét kölcsönhatást közvetítő részecskéket, a sötét fotonokat talán egyszerűbb lenne kimutatni, mivel azok az előrejelzések szerint látható világunk jól ismert részecskéire, elektronokra és pozitronokra bomlanak.

A sötét fotonok bevezetéséhez a látható anyagi világunk egyik fontos alapvető kölcsönhatását, az elektromágneses kölcsönhatást vettük alapul, és ennek mintájára építettek fel egy ugyanolyan szimmetriákkal rendelkező elméletet a sötét anyagra is. Cikkük „*Dark Matter and Dark Radiation*” címmel jelent meg.

Az elektromágnességben vannak pozitív és negatív töltések, így vonzó és taszító erők is. Mi lenne, ha a sötét anyagnak is lennének valamilyen pozitív és negatív töltésű részecskéi? Látható világunkban a fotonok, a fény kvantumai közvetítik az elektromágneses kölcsönhatást. A sötét világban a fény megfelelője a sötét sugárzás, aminek a kvantuma a sötét foton. Tovább általánosítva az elméletet, rájöttek, hogy ez a sötét foton tömeggel is rendelkezhet. Előre jelezték továbbá élettartamát, bomlási módjait és csatolási erősségeit is. Mivel ez a részecske az elmélet szerint általunk jól ismert részecskékre bomlana, ilyen módon megteremthetné a kapcsolatot a sötét és a látható világ között. E sötét foton kimutatására az elmúlt években nagy kísérleteket indítottak a világ szinte minden jelentős részecskefizikai laboratóriumában.

Elméleti előrejelzések a részecske tömegére

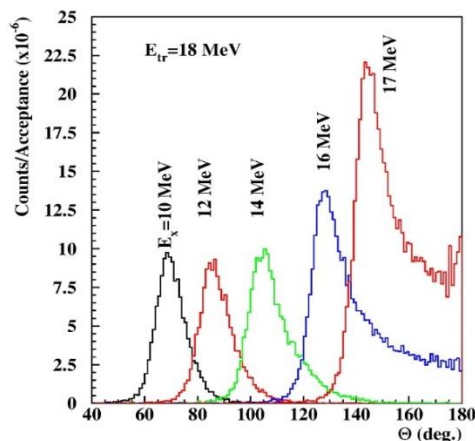
Jelenleg már számos elméleti előrejelzés áll rendelkezésünkre a részecskéről. T tömegét azonban ezek csak gyengén korlátozzák, ezért a kísérleti vizsgálatokat egy nagyon széles energiatartományban, 10 MeV-től 1 GeV-ig kezdték el. Tűt keresünk a szénakazalban? Igaz, hogy napjainkra már az energiatartomány jelentős részét kizárták, de még mindig sok kísérletet terveznek a világ nagy laboratóriumaiban a lehetséges részecske kimutatására [4]. Lehetséges-e, hogy a fenti kapcsolatot megteremtő részecske tömege elegendően kicsi ahhoz, hogy az atommagok magasan gerjesztett állapotainak lebomlásakor is keletkezzen? Jelenleg ezt a lehetőséget sem kísérleti adatok, sem elméleti becslések nem zárják ki, sőt, inkább támogatják. Ez volt az indítéka annak, hogy a debreceni ATOMKI-ban kutatási programot indítottunk a fenti részecske keresésére.

Egy kis laborban, szűkös anyagi körülmények között tudunk-e meggyőző kísérleti adatokat szerezni erre a részecskére? Igen nagy kihívást jelentett ez számunkra. A külföldön végzett kísérletekben emberek ezrei vesznek részt, és

csúcstechnológiával készített berendezéseket használnak. Csak szemléltetésképpen, a mi gyorsítónk és detektorunk csak 1:100 méretarányos makettje lehetne a CERN-ben lévő eszközökének. Dávid és Góliát! Mégis elkezdtek a kísérleteket, és joggal bizakodhatunk abban, hogy erőfeszítéseinket siker koronázza.

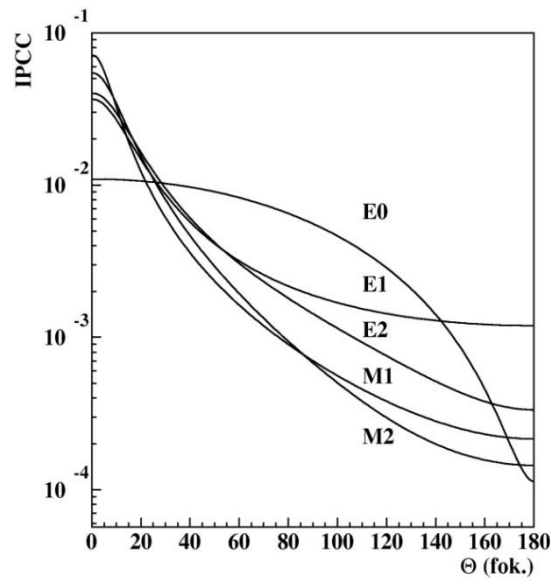
Az új részecske keresése

Kísérletünk alapelve valójában egyszerű. Az elméleti előrejelzések szerinti részecske nagyon rövid idő alatt elektron-pozitron párra (e^-e^+) bomlik. Kísérleteink célja a feltételezett, nagy sebességgel mozgó részecske e^-e^+ bomlásának megfigyelése volt: egy kis tömegű, semleges, rövid élettartamú részecske e^-e^+ párra történő bomlását vizsgáljuk nagyenergiás atommagátmenetben [2]. Nyugvó részecske esetén, az energia és az impulzus megmaradása miatt, az elbomló részecskéből keletkező e^- (elektron) és e^+ (pozitron) pontosan egymással ellentétes irányban fog kirepülni. Viszont, ha az elbomló részecske mozog, akkor a sebességek összeadásának megfelelően a kilépő részecskék mozgásiránya közötti szög is megváltozik. Minél nagyobb sebességgel mozog a részecske, annál kisebb szögben fog az e^-e^+ pár egymáshoz képest mozogni. Így az e^- és e^+ mozgásirányai által bezárt szögben (a szögkorrelációjukban) egy adott szögnél éles maximum várható. Ez alapján, ha a részecske jól meghatározott energiájú magátmenetben keletkezett, a tömege egyértelműen meghatározható. Egy részecske e^-e^+ bomlására vonatkozó szimuláció eredményeit az 1. ábrán láthatjuk. A szimuláció a mérés során történtek Monte-Carlo módszerrel való számítógépes lejátszása. Ezt a CERN-ben kifejlesztett GEANT programmal végeztük.



1. ábra. Egy atommagból kilépő, az ábrán jelzett tömegű (E_X) részecske bomlásakor keletkező e^-e^+ pár szögkorrelációja, feltéve, hogy az atommagban felszabadult teljes energia 18 MeV volt.

Egy új részecske e^-e^+ párokra történő bomlásának kimutatását nehezíti, hogy nagyenergiás elektromágneses átmenetekben, a kvantum-elektrodinamika értelmében, az atommagban is keletkezhetnek e^-e^+ párok. Ezek jelentős háttérrel adnak a méréseinkhez, mivel ez a belső párkeltésnek nevezett folyamat valószínűsége a γ -átmenet valószínűségének kb. az 1 ezred része. Az így keletkező e^-e^+ párok szögkorrelációja azonban pontosan ismert, és a két részecske által bezárt szög függvényében jó közelítéssel exponenciálisan csökken, amint azt a 2. ábrán láthatjuk.



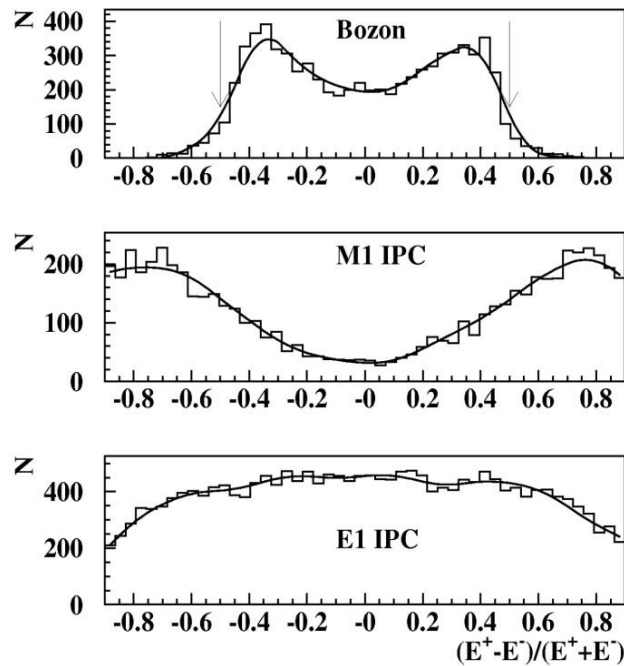
2. ábra. Különböző típusú (multipolaritású) elektromágneses legerjesztődések során keletkező e^-e^+ párok szögkorrelációja.

Mivel azonban az új részecske bomlásakor keletkező e^-e^+ párok szögkorrelációjában egy éles csúcsot várunk, annak jól felismerhetően ki kell emelkednie a fenti, monoton csökkenő háttérből. Egy további jellemzője a részecske bomlásának az, hogy a kibocsátott részecskék energiája majdnem egyforma, míg a belső párkeltés során kibocsátott elektron és pozitron energiája széles tartományban változik. A részecskék energiája segítségével definiáljuk a következő szimmetria paramétert:

$$y = \frac{E_{e^-} - E_{e^+}}{(E_{e^-} + E_{e^+})}.$$

Monte-Carlo szimulációk segítségével a fenti paraméter eloszlását egy részecske (bozon) bomlása esetén, illetve mágneses (M1) és elektromos (E1) dipólus su-

gázások belső párkeltése esetén keletkező e^-e^+ párokra a 3. ábrán mutatom be. A keresett részecske bomlásakor, az e^-e^+ párok szögkorrelációjában várható csúcs kiemelésére kísérleti adatainkból a nyilak közötti szimmetria-paraméter tartományt vettük figyelembe.



3. ábra. Az elektronok és pozitronok energiájából számított szimmetria-paraméter eloszlása részecskebomlás, illetve különböző típusú (M1, E1) elektromágneses sugárzások esetén.

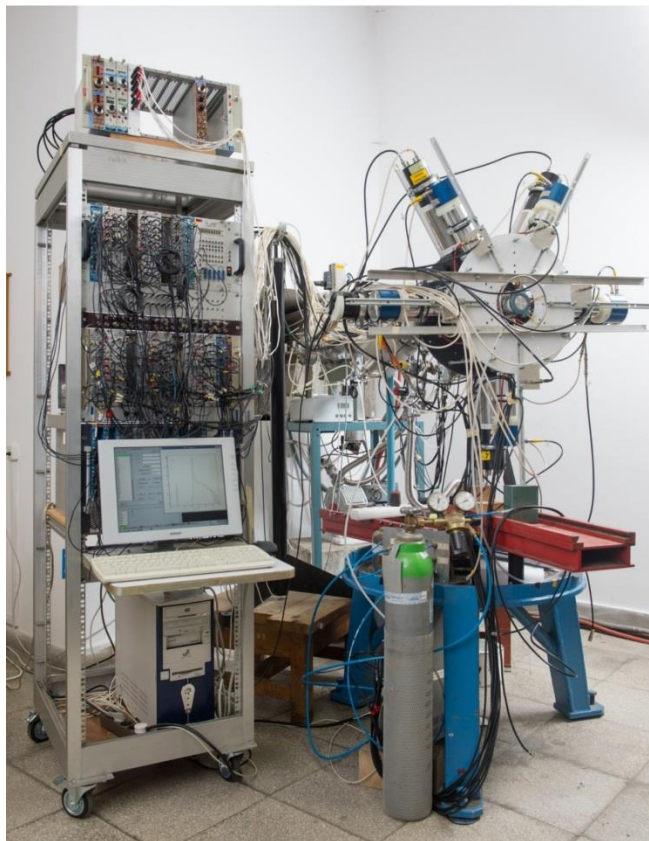
Az e^-e^+ szögkorreláció mérése

A fenti nagyon ritka események detektálására az elektront és a pozitront egy időben észlelő, ún. e^-e^+ koincidencia-spektrométert építettünk. A detektorok és spektrométerek építésének Debrecenben már nagy hagyományai vannak, elektron-spektrométerek építésében az intézet különösen jelentős nemzetközi elismertségnek örvend.

A jelen vizsgálatainkhoz olyan nagyenergiás, 18 MeV-es e^-e^+ párokat nagy hatásfokkal detektáló spektrométerre volt szükség, amellyel a párok relatív szöge is néhány fok pontossággal meghatározható. A spektrométer tervezésében és

építésében jelentős segítséget kaptunk nemcsak az intézet tagjaitól, hanem holland és német kollégáinktól is.

A spektrométer 5 db sokszálas proporcionális számlálóból (MWPC), valamint vékony (ΔE) és vastag (E), úgynevezett plastik szcintillációs detektorokból áll. A gáztöltésű proporcionális számlálók a detektálandó e^- és e^+ becsapódási helyének meghatározására, a vékony és vastag szcintillátorok pedig a részecskék azonosítására és energiájuk meghatározására szolgálnak. A spektrométer fényképét a 4. ábrán láthatjuk.



4. ábra. A teljes spektrométer fényképe a gázrendszerrel, a detektorok jeleit feldolgozó elektronikával és az adatgyűjtő rendszerrel.

A spektrométer hasonló a mások által korábban épített berendezésekhez, de mi jóval nagyobb méretű detektorokat használunk, olyan közel helyezve a céltárgyhoz azokat, amennyire csak lehet, és a pontos szögmérést MWPC detektorokkal végezzük, nem pedig csak a szcintillátorokkal. Ilyen módon a spektromé-

ter hatásfokát kb. ezerszeresére sikerült növelnünk. Ezeket a detektorokat a nyalábirányra merőlegesen 0° , 60° , 120° , 180° és 270° -os szögekbe helyeztük el. A szögirányokat úgy választottuk ki, hogy a spektrométer hatásfoka az e^-e^+ párkorrelációs szög függvényében körülbelül egyenletes legyen.

A spektrométer minden részét, a céltárgy környezetében az utolsó csavarig, gondosan beépítettük a szimulációba, hogy megkaphassuk a spektrométer válaszát mind az e^-e^+ párokra, mind az intenzív γ -sugárzásokra. A belső párkeltési folyamat mellett a γ -sugárzások okozta háttérrel, a külső párkeltést és az e^- illetve e^+ sokszoros szóródásokat is figyelembe vettük, hogy minél pontosabban megértsük a detektorok és a spektrométer válaszfüggvényeit.

Az új részecske kimutatása

A magállapotok gerjesztésére gyorsítóval létrehozható magreakciókat használtunk. Kísérletünkben a ${}^7\text{Li}$ céltárgyon protonbefogással a ${}^8\text{Be}$ atommag magasan fekvő energiaszintjeit gerjesztettük. Különben éppen ez volt az első, gyorsított protonokkal megfigyelt magreakció, még 1930-ban. Akkor a ${}^8\text{Be}$ atommag két α részecskére történő szétesését figyelték meg. Az ATOMKI-ban a protonokat egy házi készítésű Van de Graaff gyorsítóval állítottuk elő, az e^-e^+ pár szögkorrelációjának mérésére pedig egy olyan új, nagy hatásfokú, jó szögfelbontású detektorrendszert építettünk, amelyet korábban még senki sem használt. Az általunk megfigyelt részecske keletkezésének valószínűsége kb. 10 milliárdszor (10^{10}) kisebb, mint az α részecskék keletkezésének valószínűsége. A ${}^8\text{Be}$ 10000 α -részecskékre való bomlása mellett csupán egyetlen elektromágneses átmenet (γ -sugárzás) történik, és egymillió elektromágneses átmenetre csupán egyetlen új részecske e^-e^+ bomlása jut.

A korábbi mérési eredményekkel összhangban, 110° felett csak egy kicsi eltérést kaptunk a kísérleti értékek és az M1 átmenetre szimulált értékek között. Pedig ennek az átmenetnek ismereteink szerint tiszta M1 átmenetnek kellene lennie. Ha azonban figyelembe vesszük a direkt proton befogással keletkező gyenge, nemrezonáns E1 multipolaritású háttér hatását is azzal, hogy az M1 szögkorrelációhoz csupán 1,4 %-ban keverünk E1 szögkorrelációt is, akkor a kísérleti eredményeinket már pontosan értelmezni tudtuk.

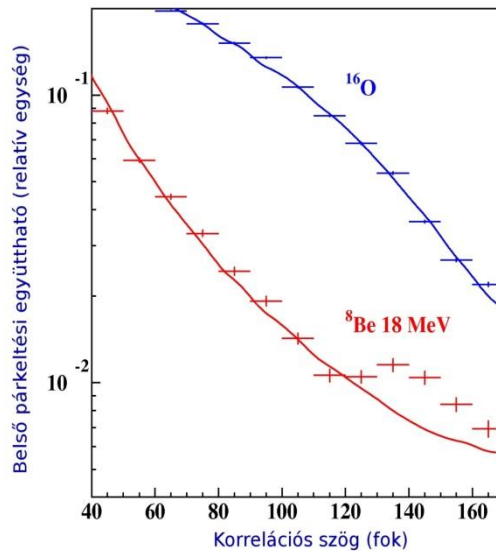
Ezen kísérlet után megvizsgáltuk egy magasabb, 18,15 MeV-nél megfigyelt, szintén jól ismert gerjesztett állapot bomlásából származó e^-e^+ párok szögkorrelációját is. Ez az állapot szintén rezonanciaszerűen gerjeszthető 1,040 MeV-es protonokkal, de a rezonancia sokkal szélesebb (138 keV), mint az előző rezonancia volt. Ezért a nemrezonáns E1 háttérből jóval nagyobb keveredés várható. Ezt a korábbi, 75° – 130° tartományban végzett, az irodalomban publikált kísérleti eredmények meg is erősítették.

A jelen kísérletben a szögtartományunkat kiterjesztettük egészen 170° -ig, és az ezerszeres hatásfok eredményeként a mérés statisztikus hibáját is jelentősen

lecsökkentettük. Az $E^* = 18,15$ MeV-es rezonancián mért kísérleti szögkorrelációinkat az 5. ábrán láthatjuk. Fontos megjegyezni, hogy az eloszlásokat közel szimmetrikus energia eloszlású e^+e^- párba gyűjtöttük ki:

$$-0.5 < y < 0.5,$$

ahol E_e az elektron, míg az E_{e^+} a pozitron energiáját jelöli.



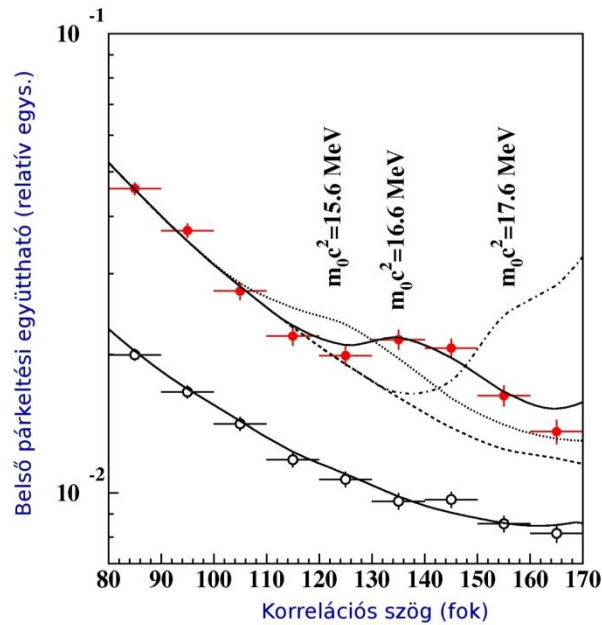
5. ábra. Egy atommagból kilépő, az ábrán jelzett tömegű (Ex) részecske bomlásakor keletkező e^-e^+ pár szögkorrelációja, feltéve, hogy az atommagban felszabadult teljes energia 18 MeV volt

Mi okozhatja az eltérést? Az e^-e^+ párokkal szimultán mért nagyenergiás γ -spektrum nem mutatott semmilyen 11 MeV fölötti, a céltárgyból esetleg származó szennyező csúcst, amit a szimulációkban nem vettünk figyelembe, és ami esetleg az eltérést okozhatná. Megvizsgáltuk, a γ -spektrumban nem látható, esetleges $E0$ átmenet hatását is. Hogy a kísérleti adatainkat jobban értelmezni tudjuk, megpróbáltunk az illesztések során az $M1+E1$ keverékhez még $E0$ -at is adni, de az illeszkedés jósága nem változott. Mivel a különböző multipolaritásokhoz tartozó szögkorrelációk mindegyike lassan változik a korrelációs szög függvényében, a kevert átmenetben sem várhattunk olyan csúcyszerű viselkedést a szög függvényében, mint amelyet a kísérleti eredményünk mutat.

Különböző bombázó energiáknál történő mérésekkel megvizsgáltuk még az esetleges interferenciajelenségek hatását is, és megállapítottuk, hogy a szögkorrelációban megfigyelt anomália nem kapcsolatos az $M1/E1$ interferenciával. Nem magyarázható egyéb, γ -sugárzással kiváltott háttérrel sem, hiszen a rezo-

nancia mellett mérve, ahol a γ -hátér csaknem ugyanakkora, mint a rezonancia esetén, az anomália eltűnik. Ilyen módon, a jelenlegi tudásunk szerint az anomália nem lehet magfizikai eredetű. A szögkorrelációban $\Theta = 140^\circ$ -nál megfigyelt anomália szignifikanciája igen nagy, annak valószínűsége, hogy az anomáliát csak a háttér fluktuációja okozza, mindössze $5,6 \times 10^{-12}$.

Egy új részecske (bozon, mivel egy $1^+ \rightarrow 0^+$ átmenetben keletkezett) keletkezését és elbomlását feltételezve szintén végeztünk szimulációkat, és az eredményeket súlyozottan hozzáadtuk a normál belső párkeltésre kapott szögkorrelációhoz. A szögkorrelációra kapott mérési eredményeink érzékenységét a feltételezett bozon tömegére a 6. ábrán mutatom be.



5. ábra. A ^8Be 18,15 MeV-es átmenetéhez tartozó, a rezonancián mért e^-e^+ párok szimmetrikus (sötét pontok hibákkal), illetve aszimmetrikus (üres körök hibákkal) energia-eloszlással kapuzott szögkorrelációja, összehasonlítva a különböző energiájú részecskét feltételező szimulációk eredményeivel.

Figyelembe véve, hogy egy 18,15 MeV-es M1 átmenet belső párkeltési együtthatója $3,9 \times 10^{-3}$, a bozon/ γ elágazási arányra a kísérleti adatok illesztéséből $5,8 \times 10^{-6}$ értéket kaptunk. Ugyanezt az elágazási arányt használtam az 6. ábrán más tömegekre (± 1 MeV) bemutatott elméleti görbék kiszámítására is.

Szimulációink értelmében, a feltételezett bozon hatása aszimmetrikus energia-eloszlású párok esetén:

$$0.5 < |y| < 1.0 ,$$

elhanyagolható kell, hogy legyen. A 6. ábrán az üres körökkel ilyen aszimmetrikus párokra az általunk kísérletileg meghatározott szögkorrelációt mutatom be. Ezek az adatok valóban nem mutatnak anomális viselkedést. Ez a tény szintén támogatja az új részecske keletkezésére és bomlására tett feltevésünket.

Az új részecske tömegének meghatározását a kísérleti adataink és a szimulált eloszlások χ^2 módszerrel történő összevetésével végeztük. Az analízis eredményeként a részecske tömegére $m_0c^2 = 16,70 \pm 0,35$ MeV-et kaptunk. A nyaláb helyének és a detektorok hitelesítésének bizonytalansága miatt a szisztematikuss hibát pedig 0.5 MeV-re becsültük.

Diszkusszió

A közleményünkkel egy időben publikált NA48/2 kísérlettel [6] a π^0 bomlásában keresték a sötét fotont, de csak korlátot tudtak megadni az elektronhoz történő csatolás állandójára, ami a sötét fotonra vonatkozó elmélet értelmében megegyezik a protonokhoz történő csatolási állandóval:

$$|2\varepsilon_p| < 8 \times 10^{-4} .$$

Kísérleti eredményeink publikálása után Jonathan L. Feng és munkatársai [6] kiszámították, hogy egy tetszőleges vektor-bozon keletkezésének a valószínűsége mekkorának várható egy γ -átmenet valószínűségéhez képest. A következő kifejezést adták meg:

$$\frac{B(X)}{B(\gamma)} = (\varepsilon_p + \varepsilon_n)^2 \frac{|p_x|^3}{|p_\gamma|^3} .$$

Ezt egyenlővé téve az általunk meghatározott elágazási aránnyal ($5,6 \times 10^{-6}$), a protonokhoz és a neutronokhoz illesztő csatolási állandók összegére $|\varepsilon_p + \varepsilon_n| = 0.011$ -et kaphatunk.

A fenti feltételek alapján azt mondhatjuk, hogy a megfigyelt részecske sokkal kevésbé csatolódik a protonokhoz, mint a neutronokhoz, ezért az általa közvetített új, 5. kölcsönhatást protonfóbiás kölcsönhatásnak nevezték el, aminek a létezését jelenleg semmilyen atommag- illetve részecskefizikai kísérleti eredmény sem zárja ki.

Feng és munkatársai [6] becslést adtak arra is, hogy a fenti részecske bomlásának milyen hatása kell, hogy legyen a 17.6 MeV-es átmenetben mért e^-e^+ párok szögkorrelációjára, ahol mi az anomáliát elhanyagolhatónak találtuk.

Spektrométerünket nemrég átköltöztettük az ATOMKI új Tandetron gyorsító laboratóriumába. Modern szilícium helyzet-érzékes (DSSD, *Double Sided Silicon strip Detector*) detektorokra cseréltük ki a korábban szögmérésre használt gáztöltésű detektorokat, továbbá adatgyűjtő rendszerünket is jelentősen modernizáltuk.

Megismételtük mindkét korábbi mérésünket. Sikerült reprodukálni a 18,15 MeV-es átmenetben megfigyelt anomáliát, sőt sikerült kimutatnunk a Feng által előre jelzett, kétszer kisebb anomáliát is a 17.7 MeV-es átmenetben, 150° -os szögnél. Ez egy nagyon tiszta mágneses dipólus átmenet, ahol semmilyen interferencia jelenségre utaló jelet sem figyeltek meg, így az anomáliát kizárólag csak egy új részecske bomlása okozhatta.

Összefoglalás

Kísérletileg megvizsgáltuk a ^8Be atommag 18,15 MeV-es állapotának legerjesztődésekor keletkező e^-e^+ párok szögkorrelációját, és abban 140° környékén a belső párkeltési elméleti értékektől csúcyszerű eltérést találtunk. Legjobb tudásunk szerint ez jelenleg semmilyen magfizikai effektussal nem magyarázható. A kísérleti és az elméleti értékek eltérése jelentős, és az csak egy új részecske bevezetésével magyarázható, aminek tömege $16,7 \pm 0,35$ (statisztikus hiba) $\pm 0,5$ (szisztematikus hiba) MeV. A részecske bomlásakor keletkező e^-e^+ párok keletkezési valószínűsége a γ -átmenet valószínűségéhez képest (elágazási arány) $5,8 \times 10^{-6}$ -nak adódott. Kísérleti adataink alapján úgy tűnik, hogy egy nagyon speciális részecskét figyeltünk meg, ami az atommag neutronjaival lép inkább kölcsönhatásba, és nem a töltött részecskékkel (a protonokkal és az elektronokkal), mint azt a sötét fotonokra előre jelezték. Ez a részecske ugyanakkor a sötét kölcsönhatás közvetítője lehet, és így eljátszhatja a sötét fotonnak gondolt szerepet. Ilyen módon a megfigyelt részecske kapcsolatot teremthet a sötét anyaggal, és segíthet megismerni annak szerkezetét.

Ha az eredményeinket még más laboratóriumokban, más módszerekkel végzett kísérletek eredményei is megerősítik, (amiket már terveznek mind az USA-ban (Jefferson Labor), mind Oroszországban (Budker Intézet, Novoszibirszk), mind Olaszországban (Frascati), és a CERN-ben is, az eredmények 1–2 éven belül várhatók) akkor valóban egy új részecske, egy új mértékbozon felfedezéséről beszélhetünk.

Irodalom

- [1] Nature, május 26, 2016. Has a Hungarian physics lab found a fifth force of nature? http://www.nature.com/news/has-a-hungarian-physics-lab-found-a-fifth-force-of-nature1.19957?WT.mc_id=TWT_NatureNews
- [2] A.J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay Jr., I. Kuti, B.M. Nyakó, L. Stuhl, J. Tímár, T.J. Ketel, T. Tornyi, Zs. Vajta, Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 042501.
- [3] Németh Judit: A sötét anyag, Fizikai Szemle 2006/11. 362.o.
- [4] Fényes Tibor: Az Univerzum uralkodó anyagfajtája a „sötét anyag”, Fizikai Szemle, 2008/3, 81.
- [5] Németh Judit: Mi az a sötét energia?: Fizikai Szemle 2004/1. 1.o.
- [6] Na48/2 Collaboration, J.R. Batley et al., Phys. Lett. **B746** (2015) 178.
- [7] Jonathan L. Feng és társai, Phys. Rev. Lett. **117** (2016) 071803.