

KRASZNAHORKAY ATTILA

Híd a látható világunk és a sötét anyag között

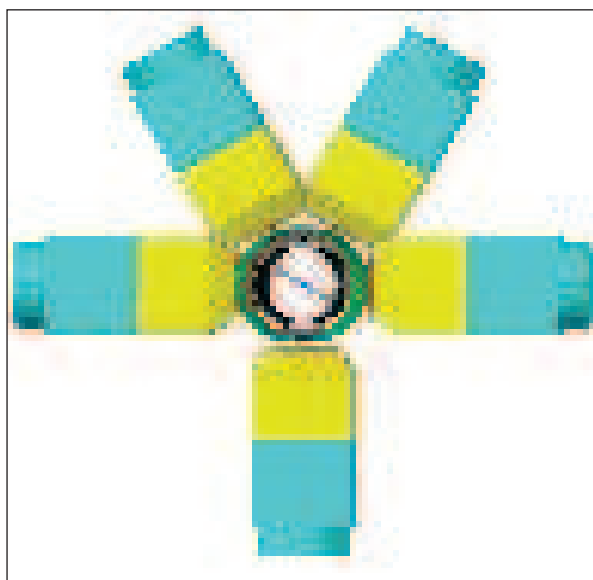
Egy új részecske, ami kapcsolatot teremthet

Felfedezni a fizikát azt jelenti, hogy lehozzuk az eget a földre. Az ég jelenségei és törvényszerűségei már az ősidők óta megragadták az emberek képzeletét, mert szabályosaknak, szépek látszottak, míg a földiek kaotikusnak. Óriási előrelépést jelentett ezen a téren a Newton-törvények megfogalmazása, és az általános gravitáció törvényének felismerése, amikből következik, hogy a bolygók mozgását a Nap körül ugyanazok a törvények írják le, mint egy alma leesését a fáról.

Az elmúlt évszázadokban fokozatosan erősödött bennünk a hit, hogy a bolygóknak, csillagoknak, galaxisoknak nemcsak a mozgását, hanem a születését, fejlődését és elmúlását leíró törvényeket is megismerhetjük. Az atomok, később az atommagok, majd az azt alkotó protonok és neutronok szerkezetének megismerése nagyban hozzájárult a csillagászok által megfigyelt jelenségek értelmezéséhez. Az elemek keletkezésének, megfigyelt gyakoriságának pontos értelmezésére egy új tudományág született: a nukleáris asztrofizika.

A technika fejlődése lehetővé tette a távoli csillagrendszerek megfigyelését is, és azok fényének vizsgálatával (a színekvonalak Doppler-eltolódásának mérésével) annak megállapítását, hogy a távoli csillagrendszerek a távolságukkal arányos sebességgel távolodnak tőlünk. A jelenség értelmezésére dolgozták ki az ősrobbanás elméletét. Eszerint az Univerzumunk 13,79 milliárd évvel ezelőtt szinte pontszerű állapotból indult.

A világ legnagyobb részecskegyorsítójának, a CERN-ben (Genf) épített Nagy hadronütköztetőnek (LHC) egyik fő feladata az ősrobbanás pillanatában fellépő jelenségek tanulmányozása földi körülmények között. De nemcsak az ősrobbanás pillanatának megértése ad munkát mostanában a fizikusoknak, hanem a jelenlegi Világegyetem felépítésének és mozgásának megértése is. Ha csak a megfigyelhető anyagot vesszük számításba, Newton



1. ábra. Az e^-e^+ pár spektrométer sematikus rajza. A protonnyaláb az ábrára merőlegesen érkezik, és hozzá létre a magreakciókat az ábra közepén elhelyezkedő céltárgyban, amit két folt jelöl. A céltárgyat vékony Al fóliára párologtattuk, amit plexi rudak között feszítettünk ki. A vákuumot lezáró szén-szálas csövet fekete kör jelöli, ami köré helyeztük el az MWPC detektorokat. A detektorok gázterét egy vékony falú, zölddel jelölt műanyag cső zárja le. Az 1 mm vastag ΔE detektorokat pirossal, az E detektorokat sárgával, míg a hozzájuk tartozó fényvezetőket kézzel jelöltem

törvényei és a gravitáció erőtvénye csak akkor adja vissza a csillagok keringési sebességét a galaxisokban, ha azokban a megfigyelhető anyag mennyiségénél jóval több anyag van.

A sötét anyag és a sötét energia

A megfigyelhető anyag mennyiségét a fénykibocsátása alapján állapítjuk meg, a keringési sebességek értelmezéséhez szükséges anyag viszont nem bocsát ki fényt. Ezért a sötét anyag elnevezést kapta és csak a tömeget vonzó hatását észleljük [1].

Az újabb mérések szerint a tőlünk igen nagy távolságra lévő csillagrendszerek sebessége meghaladja az ősrobbanás elmélete által várható értéket és az eltérés annál nagyobb, minél távolabb van tőlünk a csillagrendszer. A jelenség értelmezésére vezették be az ún. sötét energiát, amely „gravitációs tasztítása” révén növelheti a csillagok sebességét. Jelenlegi becsléseink alapján a sötét anyagnak és a sötét energiának tulajdonítható a Világegyetem tömegének 95%-a. Mibenlétükről jelenleg szinte semmit sem tudunk. A Földön végezhető kísérleteink csak a látható anyagra korlátozódnak, és ez a Világegyetem tömegének mindössze 5%-át teszi ki.

Miféle részecskék alkotják a sötét anyagot? Van-e valamilyen kapcsolat a látható világunk és a „sötét

világ” között? E 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 legtöbbet hivatkozott fizikai folyóirattá vált. A kutatások egyik iránya a könnyű részecskékből álló sötét anyag keresése, amivel kapcsolatban számos gyorsítónál folynak kísérletek, és az EU (FP7) (ENSAR No.: 262010) és OTKA (K106035) támogatással mi is ilyen kuta-

tásba kapcsolódhattunk be. Egy új, kistömegű ún. mértékbozon hatásait kutatjuk nagyenergiás atommag-állapotok bomlásának vizsgálatával. Ez a bozon lenne hivatott megteremteni a kapcsolatot a látható világunk és a sötét anyag között úgy, hogy nagyon gyengén ugyan, de kölcsönhatásban állhat mind a látható, mind a sötét anyaggal.

Elméleti előrejelzések a részecske tömegére

Jelenleg már nagy mennyiségű elméleti előrejelzés áll rendelkezésünkre. A részecske tömegét azonban ezek csak gyengén korlátozzák, ezért a kísérleti vizsgálatokat nagyon széles energiatarományban, 10 MeV-től- 1 GeV-ig kezdték el. Tűt keresünk a szénakazalban? Igaz, hogy már az energiataromány jelentős részét ki is zárták, de még mindig sok kísérletet terveznek a világ nagy laboratóriumaiban a keresett részecske kimutatására [2]. Lehetséges-e, hogy a fenti kapcsolatot megteremtő részecske tömege elegendően kicsi ahhoz, hogy atommag átmenetekben is előállíthassuk? Jelenleg ezt a lehetőséget sem kísérleti adatok, sem elméleti becslések nem zárják ki, sőt inkább támogatják. Ez volt az indítéka annak, hogy a debreceni Atomkiban kutatási programot indítottunk a fenti részecske keresésére.

Egy kis laborban néhány elszánt kollégával 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 csúcstechnológiájú berendezéseket használnak, nem pedig általuk készített eszközöket. Csak szemléltetésképpen, a gyorsítónk és a detektorunk csak 1:100 méretarányos makettje lehetne a CERN-ben lévő eszközökének. Dávid és Góliát. És mégis, Fokke de Boer holland kollégánk biztatására, aki sajnos már nincs közöttünk, elkezdtük a kísérleteket, és joggal bízhatunk abban, hogy az erőfeszítéseinket siker koronázza.

Az új részecske keresése

Kísérletünk alapelve valójában egyszerű. Egy kis tömegű, semleges, rövid élettartamú részecske elektron-pozitron párra történő bomlását vizsgáljuk nagyenergiás atommagátmenetben [3]. Nyugvó részecske esetén, az energia és az impulzus megmaradása miatt, az elbomló részecskéből keletkező e^- elektron és e^+ pozitron pontosan egymással ellen-



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

tés irányban fog kirepülni. Viszont ha az elbomló részecske mozog, akkor a sebességek összeadásának megfelelően a kilépő részecskék közötti szög is megváltozik. Minél nagyobb sebességgel mozog a részecske, annál kisebb szögben fog az e^-e^+ pár egymáshoz képest mozogni. Így az elektron és pozitron 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.

A magállapotok gerjesztésére az MTA Atommagkutató Intézetében, az Atomkiban, Debrecenben, gyorsítóval létrehozható magreakciókat használtunk. Az elméleti előrejelzések szerinti részecske nagyon rövid idő alatt elektron-pozitron párra (e^-e^+) bomlik. Kísérleteink célja a feltételezett, nagy sebességgel mozgó részecske elektron-pozitron bomlásának megfigyelése volt.

Kísérletünkben a ${}^7\text{Li}$ céltárgyon történő protonbefogással a ${}^8\text{Be}$ atommag magasan fekvő energiaszintjeit gerjesztettük. Különbön éppen ez volt az első, protonok gyorsítása során megfigyelt magreakció, még 1930-ban. Akkor a ${}^8\text{Be}$ atommag két α részecskére történő szétesését figyelték meg. Az Atomkiban 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 ${}^8\text{Be}$ 10 000 α -részecskére való bomlására csupán egyetlen, elektromágneses átmenet (γ -sugárzás) történik, és egymillió elektromágneses átmenetre csupán egyetlen új részecske elektron-pozitron bomlása jut. Az új részecske kimutatását tovább nehezíti, hogy nagyenergiás elektromágneses átmenetekben, a kvantum-elektrodinamika értelmében

a teljesen üres térből (a vákuumból) is keletkezhetnek e^-e^+ párok. Ezek jelentős háttérrel adnak a méréseinkhez, mivel a fenti 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. Így jól megkülönböztethető az új részecske bomlásakor várható éles csúcstól.

Az e^-e^+ szögkorreláció mérése

Az említett nagyon ritka események detektálására az elektront és a pozitront egy időben észlelő, ún. e^-e^+ koincidencia-spektrométert építettünk az Atomkiban. A detektorok és spektrométerek építésének itt már nagy hagyományai vannak. Elektron-spektrométerek építésében az intézet különösen jelentős nemzetközi elismertségnek örvend. Az Atomki a kis intézetek közé tartozik, ezért ha a nemzetközi mezőnyben meg akarjuk állni a helyünket, akkor egyedi berendezéseket kellett és kell jelenleg is fejlesztenünk.

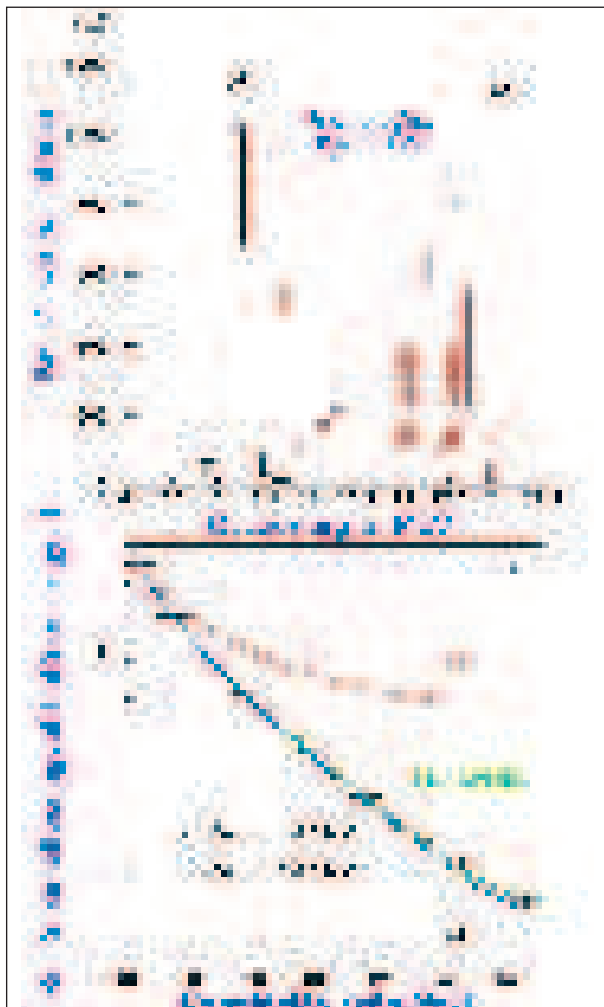
Amikor 1976-ban a Magspektroszkópiai Osztályra kerültem, éppen akkor fejlődött be egy szupravezető mágnesekkel mű-

kód elektron-spektrométer (SMS) építése. A diplomamunkámat már ezzel a spektrométerrel készítettem. Ezt a berendezést később belső párkeltési mérésekre is felhasználtuk. A jelen feladatra azonban az SMS már nem volt megfelelő. Olyan nagyenergiás, 18 MeV-es e^+e^- párokat nagy hatásfokkal detektáló spektrométerre volt szükség, amellyel az e^+e^- párok 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 plazmatik 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 sematikus ábráját és fényképét az 1. és 2. ábrán láthatjuk.

A spektrométer hasonló a mások által korábban épített berendezéshez, 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 spektrométer hatásfokát kb. ezerszeresére sikerült növelnünk. Ezeket a detektorokat a nyálábírányra merőlegesen, 0° , 60° , 120° , 180° és 270° -os szögekbe helyeztük el. A szögeket úgy választottuk ki, hogy a spektrométer hatásfoka az e^+e^- párkorrelációs szög függvényében körülbelül egyenletes legyen.

A 3. ábrán az e^+e^- párok összenergia-spektrumát mutatom be (a), amit a ^8Be 17,6 MeV-es gerjesztett állapotának bomlása után mértünk. Ez az állapot rezonanciaszerűen gerjeszthető a bombázó protonok energiájának függvényében. A rezonancia energiája $E_p = 441$ keV, a szélessége pedig 10,7 keV. A spektrumban látható 17,6 MeV-es átmenet a ^8Be alapállapotára, míg a 14,6 MeV-es a nagyon rövid élettartamú, két α -részecskére bomló, és ezért igen széles első gerjesztett állapotára megy. A spektrum elején látható intenzív ^{16}O vonal a $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ magreakcióval gerjesztődik az ebben az esetben használt LiF céltárgyban. Az ábra alsó részében (b) a 17,6 MeV-es és a 14,6 MeV-es átmenetek szögkorrelációját tüntettem fel. Az M1-gyel és E1-gyel jelölt kihúzott görbék



3. ábra. A ^8Be 17,6 MeV-es gerjesztett állapotának bomlásából mért e^+e^- energiaösszeg-spektrum (a), illetve az átmenetekkel kapuzott szögkorreláció (b) és a különböző szimulációkkal kapott szögkorrelációk. Az elektromos és mágneses dipólus átmenet feltételezésével számított görbét folytonos vonallal, míg az M1+1,4% kevert átmenetre számított görbét szaggatott vonallal tüntettem fel

a mágneses, illetve elektromos dipólus átmeneteket feltételezve végzett szimulációk eredményei.

A szimuláció a mérés során történtek Monte-Carlo módszerrel való számítógépes lejátszása. Ezt a CERN-ben kifejlesztett GEANT programmal végeztük. A spektrométer minden részét, a céltárgy környezetében az utolsó csavarig, gondosan beépítettük a szimulációba, hogy megkaphassuk a spektrométer választ 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.

Amint az a 3. ábrán látható, a ko-

rábbi mérési eredményekkel összhangban, 110° felett csak egy kicsit 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 tudjuk. Tehát ez esetben nem volt szükség a kísérleti adataink értelmezéséhez semmilyen új részecske bevezetésére. A folytonos háttér hozzákeveredésének mértéke a rezonancia befogás járulékához természetesen függ mind a rezonancia szélességétől, mind a céltárgy vastagságától, ami a rezonancia további kiszélesedését okozza.

Az új részecske kimutatása

E kísérlet után megvizsgáltuk egy magasabb, 18,15 MeV-nél megfigyelt, szintén jól ismert gerjesztett állapotból 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 csökkentettük. Az $E^* = 18,15$ MeV-es rezonancián mért kísérleti szögkorrelációinkat a 4. ábrán láthatjuk. Fontos megjegyezni, hogy az eloszlásokat közel szimmetrikus energiaeloszlású e^+e^- párra gyűjtöttük ki:

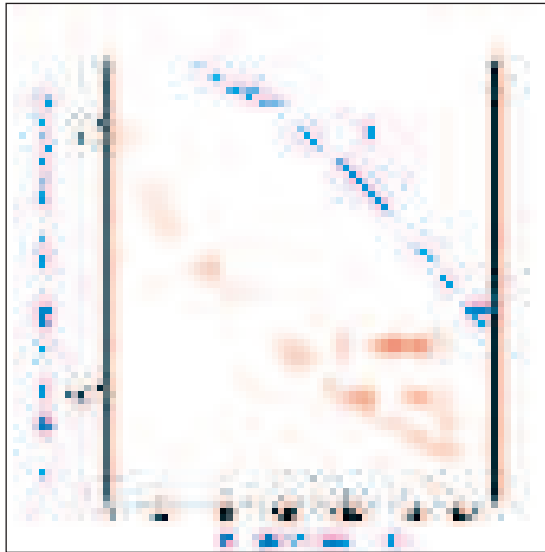


ahol E_e az elektron, míg az E_{e^+} a pozitron energiáját jelöli.

A 6,05 MeV-es E0 (elektromos monopólus) átmenet itt is az ^{16}O -ból származik. Amint a 3. ábrán látható, a sugárzás szögkorrelációját a szimulációinkkal megfelelően értelmezni tudtuk. A ^8Be 18,15 MeV-es átmenetének szögkorrelációja azonban a szimulációinkkal nem volt értelmezhető.

Mi okozhatja az eltérést? Az e^-e^+ párokkal szimultán mért nagyenergiás γ -spektrum nem mutatott semmilyen 11 MeV fölötti, a céltárgyból esetleg származó szennyező csúcsot, amit a szimulációinkban 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 csúcserű viselkedést a szög függvényében, mint amilyet a kísérleti eredményünk mutat.

Megvizsgáltuk még az esetleges interferenciajelenségek hatását is. A 18,15 MeV-es γ -átmenet szögeloszlására az irodalomban [4] igen nagy előre-hátra aszimmetriát kaptak (8:1), és azt a 18,15 MeV-es M1 multipolaritású rezonanciabefogás és a direkt befogás E1 komponensének interferenciájával magyarázták. Ismeretes, hogy a γ -sugárzások anizotróp szögeloszlása befolyásolhatja az e^-e^+ pár szögkorrelációját is. Ha azonban a detektorainkat a nyálábra merőlegesen helyezük el, mint ahogy azt a jelen kísérletben tettük, akkor a fenti hatás minimalizálható. Az előre-hátra aszimmetriát a magreakciót létrehozó proton energiájának függvényében vizsgálva, abban a rezonanciánál jóval szélesebb csúcsot kaptak $E_p = 1,1$ MeV-nél, 70 keV-vel a rezonancia fölött, és az aszimmetria alig csökkent egészen $E_p = 1,2$ MeV-ig. Ilyen módon az előre-hátra aszimmetria energiafüggése különbözik a 18,15 MeV-es rezonancia alakjától, ami 1,14 MeV-nél már kb. a maximumának a negyedére csökken.



4. ábra. A ^8Be 18,15 MeV-es gerjesztett állapotának bomlásából, illetve a céltárgyban keletkező egyéb szennyező sugárzásokra mért elektron-pozitron szögkorrelációk. A megfelelő szimulációk eredményeit folytonos vonalakkal tüntettem fel

Hogy a 18,15 MeV-es e^-e^+ pár szögkorrelációjában megfigyelt anomália eredetét kiderítsük (az kapcsolatos-e a fenti interferenciával), a szögkorrelációs méréseinket még további három bombázó energiánál is elvégeztük. Eredményeinket az 5. ábrán mutatom be.

A különböző bombázó energiáknál mért szögkorrelációkat, a jobb áttekinthetőség kedvéért, különböző faktorokkal szoroztam meg, amiket az ábrán feltüntettem. A kihúzott görbe a belső párkeltés által okozott háttérrel jelöli M1 + 23 % E1 multipolaritásra számítva.

Mivel a maximális anomáliát 1,04 MeV-es bombázó energia esetén a 18,15 MeV-es rezonancián kaptuk, és 1,15 MeV-nél már nem láttunk semmilyen anomáliát, kísérletileg bebizonyítottuk, hogy a szögkorrelációban megfigyelt anomália nem kapcsolatos az M1/E1 interferenciával. Nem magyarázható egyéb γ -sugárzással kiváltott háttérrel sem, hiszen a rezonancia mellett mérve, ahol a γ -háttér 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 $5,6 \times 10^{-12}$.

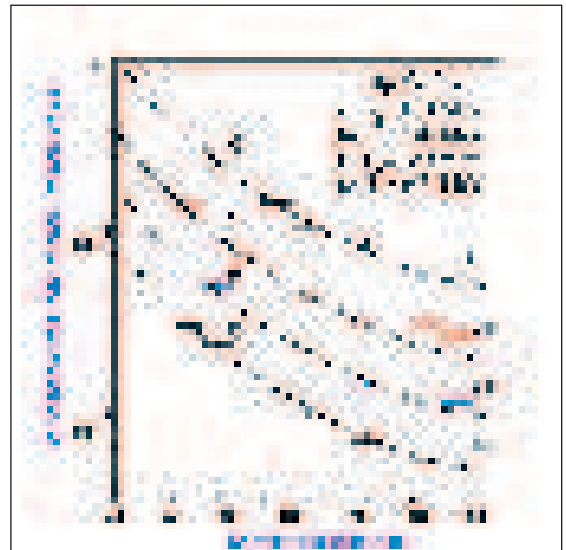
Egy új részecske (bozon, mivel egy $1^+ 0^+$ átmenetben keletkezett) keletkezését és elbomlását feltételezve szintén végeztünk szimulációkat, és az eredményeket súlyozottan hozzáadtam a normál belső párkeltésre kapott szögkorrelációhoz. A szögkorrelációra kapott mérési eredményeink érzékenységét a feltételezett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

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

Szimulációink értelmében, a feltételezett bozon hatása aszimmetrikus energiaeloszlású párok esetén:

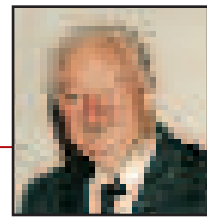


elhanyagolható kell, hogy legyen. A 6. ábrán az üres körökkel ilyen aszimmetrikus párokra az általunk kísérletileg meghatározott szögkorrelációt mutatom



5. ábra. A ^8Be 18 MeV-es átmenetéhez tartozó e^-e^+ párok szögkorrelációja különböző proton bombázó energiákkal történt gerjesztések esetén. Az ábrára felírt energiákat korrigáltunk a céltárgyban történt energiavesztéssel. A folytonos görbe a szimuláció eredményét jelöli

be. Ezek az adatok nem mutatnak anomális viselkedést. Ez a tény szintén támogatja az új részecske keletkezésére és bomlására tett feltételezésünket.



Richter Nándortól búcsúzunk

Október 8-án, 84 éves korában elhunyt egy ember, aki sokat tett a Természet Világa folyóiratért.

A megrendültség előhívja a közös emlékeket. A Rotary Club Budapest elnökeként kivívta, hogy a Kárpát-medence hátrányos helyzetű iskoláiba is eljusson a Természet Világa, a természettudományos kultúra. Meggyőzte ennek hasznosságáról testvérszervezetüket, a Rotary Club Babylont (New York) is, így támogatásukkal évekig száznál több magyar tannyelvű iskola megkapta folyóiratunkat. A két Club összefogása lehetővé tette, hogy a Természet Világa diákpályázatának legjobb felkészítő tanárai közül évente egy magyarországi és egy határainkon túli pedagógus Rotary-ösztöndíjban részesüljön.

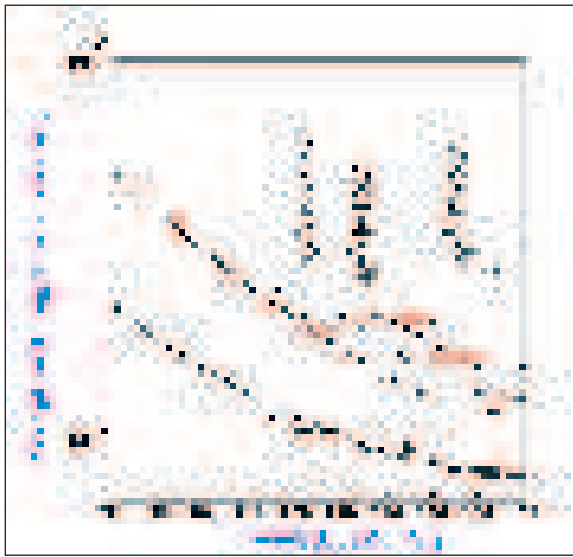
Richter Nándor segítségére mindig számíthatunk, különösen, ha tanárokról, fiatalokról, diákokról volt szó. A vonzalom érthető: édesapja neves magyar-latin szakos tanár volt Szabadkán. A Rotary Club Budapest elnökeként is ez volt a mottója: „Jótekonysággal a tanult ifjúságért!” Feleségével, Verával mindig eljött diákpályázatunk díjátadó ünnepségére, öröm volt számukra az értelmes fiatalok szemébe nézni.

Az ELTE-n szerzett matematika-fizika szakos tanári oklevelet, a BME-n villamosmérnököt. Hét évig dolgozott középiskolai tanárként, majd évtizedekig az iparban tevékenykedett vezető beosztásokban az orvosi elektronikus készülékek fejlesztésével, gyártásával és rendszerbe állításával foglalkozva (Országos Mérésügyi Hivatal, Medicor Művek, Medicor-Micromed, Országos Kórház- és Orvostechinikai Intézet). Vállalati kiküldöttként évekig dolgozott Braziliában, átfogó egészségügyi-műszaki program kialakításán a Dél-afrikai Köztársaságban. Szakértelme elismeréseként az orvostechinikai szakmai világszövetség munkájában alelnökként és elnökként (IFMBE) is részt vehetett.

Tagja volt a Magyar Mérnök Akadémiának, az Európai Mérnökegyesületek Szövetsége az Eur. Ing. címet adományozta neki.

Richter Nándor igyekezett jobbá tenni a világunkat. Nagyon hiányzik majd az életünkéből.

Staar Gyula



6. ábra. A ${}^8\text{Be}$ 18,15 MeV-es átmenetéhez tartozó, a rezonancián mért e^+e^- párok szimmetrikus (sötét pontok hibákkal), illetve aszimmetrikus (üres körök hibákkal) energiaeloszlással kapuzott szögkorrelációja, összehasonlítva a különböző energiájú részecskét feltételező szimulációk eredményeivel

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 szisztematikus hibát pedig 0,5 MeV-re becsültük.

A vizsgált két gerjesztett állapotok ($E_x=17,6$ MeV és 18,15 MeV) esetén csak az úgynevezett izospin (T) különbözik egymástól. Az izospin kvantumszámot az erős kölcsönhatás töltésfüggetlenségének jellemzésére vezették be. Ilyen módon a proton és a neutron ugyanazon részecskének, két különböző izospinű ($T=1/2$, és $T=-1/2$) állapota. A 17,6 MeV-es nivó esetén $T=1$, míg a 18,15 MeV-es nivó esetén $T=0$. Az alapállapot izospinjé szintén $T=0$. Az anomáliát csak a $T=0 \rightarrow T=0$ átmenet esetén figyeltük meg. Így a keletkezett részecske izospinjé is $T=0$, azaz izoskalár részecske kell, hogy legyen. Ez azt jelenti, hogy egyformán csatolódik a protonokhoz és a neutronokhoz is.

Összefoglalás

Kísérletileg megvizsgáltuk a ${}^8\text{Be}$ atommag 18,15 MeV-es állapotának legerjesztődésekor keletkező e^+e^- párok szögkorrelációját, és abban 140° környékén a belső párkeltési elméleti értékektől csúcserű 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.

Becsléseink szerint, a fenti elágazási arány alapján a részecske csatolási állandója a látható anyaghoz, az elektromágneses csatolási állandóhoz képest a 10^{-7} -es tartományba esik, ami jó egyezésben van a legújabb elméleti előrejelzésekkel.

Eredményeinkről több nemzetközi konferencián is nagy érdeklődést kiváltó előadást tartottam, és az idevonatkozó publikációnkat a Physical Review Letters-hez, a legrangosabb fizikai folyóirathoz küldtük be publikálásra [5]. Ha az eredményeinket más laborokban végzett kísérletek eredményei is megerősítik [amiket már terveznek mind az USA-ban (Jefferson Labor), mind Oroszországban (Budker Intézet, Novoszibirszk)] és az eredményük 1–2 éven belül várható, akkor egy új részecske, egy új mértékbozon felfedezéséről beszélhetünk, ami megnyithatja az utat egy új világ felé, a sötét anyag megismerése felé. \triangle

A bemutatott kutatást az OTKA K106035 számú pályázata támogatta.

Irodalom

- [1] Trócsányi Zoltán, A Természet Világa 2013/1 különszáma, 21.
- [2] Dark Forces at Accelerators. DARK 2012. Frascati (Rome), Italy, Laboratory Nazionali di Frascati, INFN, 16-19 Oct., 2012. Frascati Physics 56 (2013); <http://inspirehep.net/record/1234292>.
- [3] A. Krasznahorkay et al., az [1]-es irodalom 86-97. oldal.
- [4] D. Zahnow et al., Z. Phys. A351, 29 (1995).
- [5] A. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay Jr., I. Kuti, B.M. Nyakó, L. Stuhl, J. Timár, T.J. Kettel, T. Tornyi, Zs. Vajta, arXiv:1504.01527