



Egy új elektron-pozitron párspektrométer tesztelése az X17 anomália kutatásához

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Sas Nándor József

Témavezető

Dr. Krasznahorkay Attila János

DEBRECENI EGYETEM

Természettudományi és Műszaki Tudományi Doktori
Tanács

Fizikai Tudományok Doktori Iskola

Debrecen, 2026

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi és Műszaki Tudományi Doktori Tanács, Fizikai Tudományok Doktori Iskola Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából. Nyilatkozom arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét.

Debrecen, 2026. július 20.

.....
Sas Nándor József
doktorjelölt

Tanúsítom, hogy Sas Nándor József doktorjelölt 2020 – 2025 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányítással végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Nyilatkozom továbbá arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2026. július 20.

.....
Dr. Krasznahorkay Attila János
témavezető

Egy új elektron-pozitron párspektrométer tesztelése az X17 anomália kutatásához

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében a fizika
tudományágban

Írta: Sas Nándor József okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskola
Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Krasznahorkay Attila János

Az értekezés bírálói:

Dr.

Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

Dr.

Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 20

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	1
2. Elméleti áttekintés	3
2.1. Atommagátmenetek és multipólus sugárzások	3
2.1.1. Átmenetek valószínűsége — Weisskopf-becslés	4
2.2. Az elektron-pozitron párkeltés	5
2.2.1. Külső párkeltési folyamat	5
2.2.2. Belső párkeltési folyamat	6
2.2.3. A szögkorreláció szerepe a Rose-modellben	13
2.3. A relativisztikus kéttest-bomlás kinematikája	16
3. Kísérleti előzmények	21
3.1. Kísérletek, amelyekben korábban részt vettem	21
3.1.1. A ^4He mérésről	21
3.1.2. A ^{12}C mérésről	24
3.2. Külföldi kísérletek, amelyek megerősítik az X17 anomália létét	26
3.2.1. A PADME kísérlet	28
3.3. Néhány további magfizikai kísérlet	30
3.3.1. A MEG II kísérlet	30
3.3.2. Montreáli spektrométer	30
3.3.3. A New JEDI kísérlet (GANIL)	31
3.3.4. Legnaro (LNL) kísérlet	32
4. Az új elektron-pozitron párspektrométer in-beam tesztelése	33
4.1. Az elektron-pozitron párspektrométerünk bemutatása	33
4.1.1. A plasztik szcintillációs detektorok	38
4.1.2. A DSSD detektorok felépítése	41
4.2. A tandetron gyorsító	42
4.3. A céltárgy	44
4.4. A vizsgált magreakció	44

4.5.	Az adatfeldolgozás lépései	46
4.6.	A plaztik detektorok válaszfüggvényei és kalibrációi	48
4.6.1.	Energiakalibráció	48
4.6.2.	A plaztik detektorok energiafelbontása és a spektrométer időfelbontása	50
4.7.	A DSSD detektorok válaszfüggvényei és kalibrációi	52
4.7.1.	Időspektrumok és kalibrációik	52
4.7.2.	Pozíció meghatározás, szögmérés és hitelesítés	52
4.8.	Az adatfeldolgozás során alkalmazott szelekciós kritériumok	60
4.9.	A kozmikus sugárzásból származó háttér csökkentése	64
4.9.1.	Kozmikus sugárzásból származó háttér elemzése	65
4.9.2.	Háttéresemények szelekciója szögbeli eltérés alapján	69
4.10.	A spektrométer akceptanciájának meghatározása korrelálatlan elektron-pozitron párok segítségével	72
5.	A szimuláció	75
5.1.	A szimuláció felépítése	78
5.1.1.	A spektrométer modellezése	80
5.1.2.	A szimuláció fizikája	85
5.1.3.	Részecskegenerátor	88
5.2.	A szimuláció menete	92
5.2.1.	Plasztik detektorok válaszfüggvényei	92
5.2.2.	Spektrométer akceptancia hatásfoka	96
5.2.3.	Elektronnyaláb szóródási tulajdonságainak vizsgálata DSSD detektorokon	98
5.2.4.	A γ -háttér elnyomása	104
5.2.5.	Hipotetikus részecske relativisztikus kéttest-bomlása	106
5.2.6.	A geometriai bizonytalanság becslése szimulációval	111
6.	Kísérleti és szimulációs eredmények összehasonlítása	113
6.1.	A DSSD detektorok válaszfüggvényeinek összehasonlítása	113
6.2.	A spektrométer akceptanciájának meghatározása korrelálatlan párok alapján	115
6.3.	A mért és a szimulált elektron-pozitron párok szöghatárkorrelációs eloszlásának összehasonlítása	117
7.	Összefoglalás	119
8.	Summary	121
9.	Köszönetnyilvánítás	123
A.	Függelék A: Ábrák	129

1. fejezet

Bevezető

Korunk fizikájának egyik legnagyobb kihívása az eddig ismert (látható) anyagnál lényegesen nagyobb tömegű, a csillagászok által bevezetett, úgynevezett sötét anyag tulajdonságainak és szerkezetének megismerése. De milyen részecskékből állhat a sötét anyag? Van-e kapcsolat a látható és a „sötét” világunk között? Ezeket a kérdéseket jelenleg egyre több fizikus vizsgálja. A sötét anyag kutatása a fizika egyik új kutatási irányává vált.

Az elmúlt évtizedben a debreceni ATOMKI-ben kifejlesztett nagy hatásfokú e^+e^- párspektrométerekkel végzett számos kísérlet anomáliákat tárt fel a ^8Be , ^4He és ^{12}C atommagok gerjesztett állapotainak bomlása során, az elektron- és pozitronpárok közötti nyílási szögek eloszlásában [1, 2, 3]. Az ATOMKI kutatóinak közreműködésével Hanoiban is végeztek hasonló mérést, amely összhangban lévő eredményeket adott [4]. Ezeket az anomáliákat egy új, körülbelül $17 \text{ MeV}/c^2$ tömegű részecske, az „X17” létezése magyarázhatja a következő módon. A nagyenergiás gerjesztett állapotok bomlása során felszabaduló energia egy része az új részecske keletkezésére fordítódik, míg a maradék energiát a keletkező részecske kinetikus energia formájában kapja meg. A részecske nagy sebességgel halad, amikor e^+e^- párra bomlik. A kirepülő e^+e^- pár szögét a bomlás kinematikája határozza meg, így a részecskék energiájának mérésével, valamint a párok szögkorrelációjának pontos meghatározásával a részecske tömege kiszámítható. Az e^+e^- párok szögkorrelációja kulcsfontosságú a vizsgált jelenségek kinematikai és dinamikai tulajdonságainak megértésében.

Az X17 részecske kapcsolatot teremthet a sötét anyaggal, ezért a kísérleti eredményeink nagy nemzetközi érdeklődést váltottak ki.

A lehetséges új részecskék keletkezésének valószínűsége azonban rendkívül alacsony, mivel az ilyen bomlások a γ -átmenetek körülbelül egy milliomod részében következnek be. Ennek megfelelően az e^+e^- párok de-

tektálására alkalmas spektrométereknek rendkívül alacsony γ -háttérrel kell rendelkezniük ahhoz, hogy a nagyon ritka bomlásokat észlelni tudjuk.

Ezekbe a kutatásokba előbb diplomamunkásként, majd PhD hallgatóként én is bekapcsolódhattam. A feladatom a ^4He és ^{12}C kísérletekben való részvételen kívül, Monte Carlo-szimulációk végzése volt a kísérletekben használt spektrométer konfigurációkra a GEANT4 programmal. Együttal megismertem a CERN-ben kifejlesztett ROOT feldolgozó programot is [40, 41]. Aktívan részt vettem továbbá egy új spektrométer konfiguráció kísérleti tesztelésében, a kísérleti adatok feldolgozásában, a spektrométer működésének részletes GEANT4-es szimulációkkal történő megértésében, valamint az ezt ismertető publikáció elkészítésében.

Az X17 részecske létének bizonyítására sok kísérlet folyik jelenleg is a világban. Ezek közül talán az alábbi kettő van legközelebb a végeredményhez. A PSI MEG II együttműködése nemrég megvizsgálta a berilliumra vonatkozó ATOMKI eredmény releváns paramétertartományát [5]. Az eredményeik fontos korlátokat adnak az X17-részecske lehetséges értelmezésére, és a téma további kísérleti vizsgálata jelenleg is folyamatban van [6].

Tekintettel a töltéssel rendelkező leptonokhoz való csatolására, az X17 rezonánsan is keletkezhet e^+e^- ütközésekben az X17 tömegével megegyező tömegközépponti energián (E_{CM}). A létezése bizonyítható lenne az $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hatáskeresztmetszetben, a E_{CM} függvényében mutatott rezonancia megfigyelésével, a Standard Modell (SM) jóslatához képest [7]. Az INFN Frascati Nemzeti Laboratóriumaiban működő részecskefizikai PADME együttműködés megmérte az $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ és $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ folyamatok hatáskeresztmetszetét a $16,4 < E^* < 17,4$ MeV tartományba eső tömegközépponti energiák esetén [8, 9]. Vakanalízist végeztek, és a 42 energiapont mindegyikére vonatkozó teljes, nem korrelált bizonytalanság 1% alattinak bizonyult. Az előrejelzett háttér-elváráshoz képest többletet figyeltek meg 16,90 MeV-es X17 tömeg esetén, $2,5 \sigma$ lokális és $(1,77 \pm 0,15) \sigma$ globális szignifikanciával. Ennek a többletnek a helye összhangban van az ATOMKI-ban végzett kísérletek eredményeinek átlagértékével. Jelenleg egy új kísérletet folytatnak, amelytől négyszer nagyobb pontosságot várnak.

Dolgozatomban az elméleti áttekintés, a jelenleg folyó külföldi kísérletek áttekintése, az ATOMKI-ben épített új spektrométer és az azzal kapott kísérleti eredmények ismertetése után részletesen leírom a GEANT4-gyel végzett szimulációk eredményeit, majd ezt követően a szimulációs eredményeket összehasonlítom a kapott kísérleti eredményekkel [10, 11].

2. fejezet

Elméleti áttekintés

2.1. Atommagátmenetek és multipólus sugárzások

Az atommag kvantált elektromos és mágneses multipólusmomentumai révén képes elektromágneses sugárzást kibocsátani vagy elnyelni. A gerjesztett állapotból történő legerjesztődés során kibocsátott nagyenergiájú foton — azaz γ -kvantum — az atommag belső szerkezetének átrendeződéséből származó gyorsuló töltések és áramok hatására keletkezik. Mivel a foton spinje $1\hbar$, az átmenethez kapcsolódó elektromágneses tér csak meghatározott, egész számú impulzusmomentumot vihet el, így a sugárzás multipolaritás szerint sorolható különböző típusokba (dipólus, kvadrupólus, stb.). A multipolaritás nagyságát az L kvantumszám jellemzi, amely az elektromágneses átmenet során a mag által leadott (vagy elnyelt) impulzusmomentum nagyságát határozza meg, és közvetlen összefüggésben áll a sugárzás térbeli szerkezetével és valószínűségével [12][14].

A multipolaritás típusa alapján a sugárzás lehet:

- **Elektromos (EL):** ha a sugárzás a töltéssűrűség időbeli változásából ered
- **Mágneses (ML):** ha az árameloszlás (pl. a nukleonok mozgásából származó mágneses tér) változik

A leggyakoribb multipólus típusok a következők:

- $L = 1$: dipólus sugárzás (E1 vagy M1)
- $L = 2$: kvadrupólus sugárzás (E2 vagy M2)
- $L = 3$: oktupólus sugárzás (E3 vagy M3)

Az $L=0$ (monopólus) elektromágneses sugárzás nem létezhet, mivel a foton saját impulzusmomentuma miatt legalább $1\hbar$ értéket el kell vinnie.

Az atommag állapotait a gerjesztési energia mellett az impulzusmomentum (J) és a paritás (π) kvantumszámok jellemzik. Egy γ -átmenet csak akkor engedélyezett, ha nem sérti sem az impulzusmomentum, sem a paritás megmaradását.

Legyen a kezdeti állapot $J_K^{\pi_1}$ és a végállapot $J_V^{\pi_2}$. Egy L multipolaritású átmenet akkor lehetséges, ha teljesül a következő háromszög-egyenlőtlenség:

$$|J_K - J_V| \leq L \leq J_K + J_V, \quad (2.1)$$

valamint $L \geq 1$ feltételnek is teljesülnie kell a foton saját impulzusmomentuma miatt.

A paritás-megmaradás alapján az elektromos és mágneses átmenetek különböznek:

$$\pi_2 = (-1)^L \cdot \pi_1 \quad (\text{elektromos EL átmenet}) \quad (2.2)$$

$$\pi_2 = (-1)^{L+1} \cdot \pi_1 \quad (\text{mágneses ML átmenet}) . \quad (2.3)$$

Azaz: elektromos sugárzásnál az L paritás szerint meghatározza a változást, mágneses sugárzásnál pedig az $L + 1$.

Például, ha $J_K = 2^+$ és $J_V = 1^-$, akkor a háromszög-szabály alapján megengedett L értékek: 1, 2, 3. A paritás változása miatt csak azok az átmenetek engedélyezettek, amelyek ezt teljesítik:

- $L = 1$ és $L = 3$: csak elektromos (E1 és E3)
- $L = 2$: csak mágneses (M2)

2.1.1. Átmenetek valószínűsége — Weisskopf-becslés

A kiválasztási szabályok megmondják, hogy milyen típusú átmenetek engedélyezettek, de nem mondanak semmit azok átmeneti valószínűségéről. Az erre vonatkozó legegyszerűbb becslés a Weisskopf-becslés, amely feltételezi, hogy az átmenetben csak egyetlen proton (egyrészecske-átmenet) vesz részt.

A Weisskopf-formulák alapján levonható következtetések:

- Alacsonyabb multipolaritású (L) átmenetek valószínűsége nagyobb, mint a magasabbaké

- Azonos L esetén az elektromos átmenetek valószínűsége nagyobb, mint a mágneseseké
- Nagyobb energiájú átmenetek valószínűsége nagyobb, mint a kisebb energiájúaké

Ha egy mért átmeneti valószínűség közel esik a Weisskopf-egységhez, akkor az valószínűleg egyrészecske-jellegű átmenet. Ha azonban a mért érték jelentősen nagyobb, akkor kollektív, azaz több nukleon együttes mozgását jelentő átmenetről van szó.

2.2. Az elektron-pozitron párkeltés

A párkeltés csak akkor lehetséges, ha a γ -foton energiája meghaladja az elektron és a pozitron együttes nyugalmi energiáját:

$$E_\gamma > 2m_e c^2. \quad (2.4)$$

Itt m_e az elektron nyugalmi tömege, c a fénysebesség, E_γ pedig a γ -foton energiája. Az energiafelesleg $E_\gamma - 2m_e c^2$ az elektron és a pozitron kinetikus energiájára fordítódik.

Egy adott multipolaritású átmenet esetén a folyamatot jellemzi:

- A keletkező részecskék energiájának eloszlása.
- Az e^+e^- pár közötti szögkorreláció.

2.2.1. Külső párkeltési folyamat

A párkeltés az a jelenség, amely során egy γ -foton atommagok elektromágneses terében egy e^+e^- párrá alakul át. A folyamat feltétele, hogy a γ -foton energiája meghaladja az elektron és pozitron össztömegének megfelelő energiát. Azaz az elektromágneses tér energiája legalább 1,02 MeV energiájú kell, hogy legyen. A jelenségben teljesülnie kell az impulzus és energiamegmaradás törvényeinek, továbbá a kvantumszámoknak is meg kell maradniuk a folyamat során. Ahhoz, hogy teljesüljenek a feltételek, szükséges egy atommag jelenléte is, ami elviszi az impulzus egy részét. A párkeltés valószínűsége növekszik a foton energiájával, az atommag rendszámával, és így az elektromos tér erősségével, valamint a közeg sűrűségével. A γ -foton anyaggal való kölcsönhatásai közül, néhány MeV energia felett, a párkeltés az uralkodó folyamat, ezért a kísérleteinkben ez a folyamat jelentősen hozzájárul a kísérleti háttérhez. Ha a γ -foton energiája 10 és 20 MeV között

van, akkor a külső párkeltés (angolul external pair creation, rövidítve: EPC) hatáskeresztmetszete a következő formulával közelíthető [15]:

$$\sigma_{\text{EPC}} \approx 1.531 Z^2 \ln \frac{E_\gamma [\text{MeV}]}{2,67 \text{MeV}} (\text{mb}). \quad (2.5)$$

A külső párkeltésben keletkező e^+e^- párok szögkorrelációja Olsen szerint [16]:

$$N(\Theta) \approx N_0 \exp\left(-\frac{\Theta}{\tilde{\Theta}_0(E_\gamma)}\right), \quad (2.6)$$

Itt N_0 normalizációs tényező, $\tilde{\Theta}_0(E_\gamma)$ az Olsen által bevezetett, a γ -foton energiájától függő karakterisztikus szögskála. Ezért a (2.6) összefüggés csak közelítő alakban alkalmazható; széles energiatartományban Θ nem tekinthető állandónak, hanem az energiafüggést expliciten figyelembe kell venni.

2.2.2. Belső párkeltési folyamat

A ^{16}O atommag $J^\pi=0^+$ első gerjesztett állapotának legerjesztődésekor megfigyelték, hogy az atommag e^+e^- párokat emittál. Mivel az atommag gerjesztett állapota $J^\pi=0^+$, ezért a $0^+ \rightarrow 0^+$ γ -átmenete tiltott. További megfigyelés azt mutatja, hogy az e^+e^- párok teljes energiájának az összege konstans, valamint az emittált részecskék energiaspektruma folytonos eloszlású. A jelenség magyarázatát a belső párkeltés folyamatának (angolul Internal Pair Creation, rövidítve: IPC) elmélete adja meg, amely szerint a külső párkeltéshez hasonlóan ebben az esetben is az elektromágneses sugárzás képes töltött lepton-párrá alakulni. Olyan gerjesztett atommagok esetén, amelyeknek gerjesztési energiájára teljesül, hogy $E \geq 1,02 \text{ MeV}$, a legerjesztődés végbemehet e^+e^- párok emissziójával. E folyamatot viszont nem előzi meg γ -foton kibocsátás.

A gerjesztett atommag legerjesztődése végbemehet γ -foton emissziójával, belső párkeltéssel és belső konverzióval (angolul Internal Conversion, rövidítve: IC). A belső párkeltés folyamatának valószínűsége csökken a rendszám növekedésével, míg a belső konverzió valószínűsége nő. Érdeemes megjegyezni, hogy a belső párkeltés és a γ -foton emissziójának aránya független az atommag szerkezetétől. A párkeltés valószínűségének mennyiségi jellemzésére bevezethető a belső párkeltési együttható (angolul Internal Pair Creation Coefficient, rövidítve: IPCC):

$$\text{IPCC} = \frac{P_{\text{IPC}}}{P_\gamma}, \quad (2.7)$$

ahol a P_γ a legerjesztődés γ -foton kibocsátásával járó folyamatának valószínűsége, a P_{IPC} pedig a belső párkeltéssel történő átmenet valószínűsége. Mivel a keletkező e^+e^- pár szögkorrelációja függ az atommag-átmenet multipolaritásától, ezért érdemes bevezetni a szögfüggő differenciális belső párkeltési együtthatót. Ezen együttható pontos elméleti megadása bonyolult, általában közelítő számításokat végeznek rá. A közelítések alapja, hogy kis rendszámú atommagot feltételez, illetve elhanyagolja az atommag Coulomb-terét. Továbbá figyelembe vesszük az e^+e^- párok sebességét is. Kis sebességek esetén a Schrödinger-közelítés írja le jól a differenciális belső párkeltési együtthatót, míg nagy $v_{e^+e^-} \approx c$ sebességnél a Born-közelítés [17][15].

Ez a közelítés megadja az e^+e^- párok szögeloszlását, energiaszétválását, valamint a teljes párkeltési együtthatót. A közelítés további feltételei, hogy $\alpha \frac{Z}{p_-} \ll 1$ és $\alpha \frac{Z}{p_+} \ll 1$ legyenek, ahol Z az atommag rendszáma, a p_- és p_+ a kimenő elektron és pozitron impulzusai, az α pedig a finomszerkezeti állandó.

A továbbiakban a leptonok teljes energiáit $E_\pm$, illetve impulzusait $p_\pm$ dimenziótlannal mennyiségekként használom, ahol az energiákat $m_e c^2$, az impulzusokat pedig $m_e c$ egységében mérem. Ennek megfelelően $E_\pm^2 = p_\pm^2 + 1$, a pár teljes dimenziótlannal energiája $k = E_+ + E_-$, míg a pár teljes dimenziótlannal impulzusának nagysága $q = |\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-|$. A Born-közelítéssel az elektromos és mágneses átmenetek differenciális párkeltési együtthatóira kapott eredmények az E1 és M1 átmenetek esetén a következő:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega_+ d\Omega_- dE_+}(\Theta, E_+) = \frac{\alpha}{16\pi^3 k^3} p_+ p_- \left\{ \frac{4k^2}{(k^2 - q^2)^2} + 2 \frac{p_+^2 + p_-^2}{k^2 - q^2} \pm 1 \right\}, \quad (2.8)$$

ahol az $\pm$ pozitív, ha az átmenet E1, és negatív az M1 esetén, illetve a $d\Omega_+$ és $d\Omega_-$ rendre a pozitron és az elektron elemi térszögeit jelölik. A fenti kifejezésben szereplő $k^2 - q^2$ az e^+e^- pár invariáns tömegének négyzete (m_e^2), ahol $k \equiv E_+ + E_-$ a pár teljes energiája ($m_e c^2$ egységekben), $\mathbf{q} \equiv \mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-$ pedig a teljes impulzus ($m_e c$ egységekben). Az invariáns tömeg négyzete a Θ szögtől függ, így az erre felírt kifejezés:

$$k^2 - q^2 = 2(E_+ E_- + 1)(1 - u \cos \Theta), \quad (2.9)$$

ahol

$$u = \frac{p_+ p_-}{E_+ E_- + 1}. \quad (2.10)$$

Az E0 átmenet esetén, mint már tudjuk, hogy a γ -foton emissziójával történő legerjesztődés tiltott, ezért a $0^+ \rightarrow 0^+$ átmenetben nem a γ -bomlások és a belső párkeltés hányadosát kell figyelembe venni, hanem a belső konverzió és a belső párkeltés valószínűségének hányadosát. Ezért az E0 átmenet differenciális párkeltési együtthatója a következő:

$$\frac{dP}{dE_+ d(\cos \Theta)} = \frac{1}{2} \frac{dP}{dE_+} (1 + \epsilon \cos \Theta) \quad (2.11)$$

A szögfüggő tényezőt úgy választották meg, hogy $d(\cos \Theta)$ szerint normált legyen:

$$\int_{-1}^1 \frac{1}{2} (1 + \epsilon \cos \Theta) d(\cos \Theta) = 1, \quad (2.12)$$

mivel $\int_{-1}^1 \cos \Theta d(\cos \Theta) = 0$. Ennek megfelelően a kettős differenciális együttható $\cos \Theta$ szerinti integrálása visszaadja az energiára vonatkozó eloszlást, azaz

$$\int_{-1}^1 d(\cos \Theta) \frac{dP}{dE_+ d(\cos \Theta)} = \frac{dP}{dE_+}. \quad (2.13)$$

Az ϵ a könnyű atommagokra vonatkozó anizotrópia faktor, ami Born-közelítésben:

$$\epsilon = \frac{p_+ p_-}{E_+ E_- - 1}. \quad (2.14)$$

Rose-eloszlás

Rose lefektette az IPC-modell [18, 19] alapjait, amelyben központi szerepet kap az elektromágneses átmenet multipolaritása. A modell a Born-közelítésen alapul, ami azt jelenti, hogy az előrejelzések pontosabbak, ha az egész energiaspektrumra integrálva alkalmazzuk őket. A továbbiakban Rose jelölését követjük: a részecskék teljes energiáját és impulzusát rendre $W_{\pm}$ és $\mathbf{p}_{\pm}$ jelöli. Olyan természetes egységrendszert használunk, amelyben $\hbar = c = m = 1$, így a $W_{\pm}$, $\mathbf{p}_{\pm}$ és k mennyiségek dimenziótlanok.

A γ -sugárzást leíró elektromágneses tér reprezentálható az $\mathbf{A}$ vektor- és

a V skalárpotenciállal. A 2^l multipolaritású elektromos tér tehát a következőképpen fejezhető ki:

$$\mathbf{A}_{lm} = \left(\frac{2}{\pi l(l+1)} \right)^{1/2} \chi_{l-1}(kr) \left(r \nabla + \frac{l \mathbf{r}}{r} \right) \mathbf{Y}_l^m \quad (2.15)$$

$$V = i \left(\frac{2}{\pi l(l+1)} \right)^{1/2} \chi_l(kr) \mathbf{Y}_l^m, \quad (2.16)$$

ahol $\mathbf{Y}_l^m$ a normalizált harmonikus gömbfüggvény. A χ_l pedig Hankel-féle gömbfüggvény.

Az 2^l multipolaritású mágneses tér pedig a következőképpen fejezhető ki:

$$\mathbf{A}_{lm} = - \left(\frac{2}{\pi l(l+1)} \right)^{1/2} \chi_l(kr) i(\mathbf{r} \times \nabla) \mathbf{Y}_l^m \quad (2.17)$$

$$V = 0. \quad (2.18)$$

A normalizációs faktor:

$$N_q = \frac{k}{\pi^2}. \quad (2.19)$$

Azon e^+e^- párok száma, amelyek a $d\Omega_+$ és $d\Omega_-$ elemi térszögekbe emittálódnak, miközben a pozitron teljes energiája W_+ és $W_+ + dW_+$ közé esik:

$$d\gamma_l(W_+; \Theta_+, \phi_+; \Theta_-, \phi_-) = \frac{\alpha k}{32\pi^3} p_+ p_- W_+ W_- \times \sum_{s_+ s_-} |\langle \Psi_- | V + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{A} | \Psi_+ \rangle|^2 d\Omega_+ d\Omega_- dW_+, \quad (2.20)$$

ahol α a finomszerkezeti állandó, míg $\boldsymbol{\gamma}$ a Dirac-mátrixok vektora. Az összegzés a részecskék spinállapotaira vonatkozik, továbbá $\Theta_\pm$ és $\phi_\pm$ rendre a polár- és az azimutszögeket jelölik. A részecskék hullámfüggvénye:

$$\Psi_\pm = u_\pm(\mathbf{p}_\pm) \exp(\pm i \mathbf{p}_\pm \cdot \mathbf{r}), \quad (2.21)$$

ahol $u_\pm(\mathbf{p}_\pm)$ a síkhullámhoz tartozó Dirac-spinor amplitúdó. A számítás során az elektron és a pozitron spinállapotaira összegzünk. Ehhez bevezetjük a $G_\pm$ operátort:

$$G_{\pm} u_{\pm} = \begin{cases} u_{\pm}, & \text{ha } W_{\pm} > 0, \\ 0, & \text{egyébként.} \end{cases} \quad (2.22)$$

A négy spinállapotra való összegzést a következő kifejezéssel végezzük:

$$G_{\pm} = \frac{-\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p}_{\pm} \mp \beta + W_{\pm} \mathbf{I}}{2W_{\pm}}, \quad (2.23)$$

ahol β a negyedik Dirac-mátrix, míg $\mathbf{I}$ az egységmátrix. Az összegzés eredménye:

$$\sum_{s_+ s_-} |\langle \Psi_- | V + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{A} | \Psi_+ \rangle|^2 = \text{Spur}(\Lambda G_+ \Lambda^+ G_-), \quad (2.24)$$

ahol

$$\Lambda = \boldsymbol{\gamma} \cdot \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \mathbf{A} d\tau + \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} V d\tau. \quad (2.25)$$

Itt $\mathbf{q} = \mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-$, és $d\tau$ a térfogatelem. A (2.20) egyenlet integrálját geometriai megfontolásokkal egyszerűsíthetjük. Az integrálás során bevezetjük a δ szöget, amely a $\mathbf{q}$ vektor és a $\mathbf{z}$ kvantálási tengely által meghatározott sík, valamint a $\mathbf{p}_+$ és $\mathbf{q}$ vektorok által meghatározott sík közötti szög. A szögek közötti összefüggések leírásához hasznos az alábbi szinusz és koszinusz azonosságok használata:

$$\sin \theta_+ e^{\pm i\varphi_+} = e^{\pm i\phi} (\cos \omega_+ \sin \theta - \sin \omega_+ \cos \theta \cos \delta \mp i \sin \omega_+ \sin \delta) \quad (2.26)$$

$$\cos \theta_+ = \cos \omega_+ \cos \theta + \sin \omega_+ \sin \theta \cos \delta, \quad (2.27)$$

ahol ω_+ a $\mathbf{p}_+$ és $\mathbf{q}$ vektorok közötti szög. Az index nélküli θ és ϕ szögek a $\mathbf{q}$ vektor polár- és azimutszögét jelölik. Ezután két integrálást végzünk: az elsőt a δ szög szerint, a másodikat pedig a $\mathbf{q}$ iránya szerint ($d\Omega_+ d\Omega_- = \sin \theta d\theta d\phi d\delta \sin \Theta d\Theta$). Így kiszámíthatjuk az $e^+ e^-$ párok számát egységnyi energiaintervallumra, $|d \cos \Theta|$ -ra és kvantumenergiára vonatkoztatva, rögzített $W_{\pm}$ mellett:

$$\mathcal{N}(\Theta) = \int \frac{d\gamma_l}{d\Omega_+ d\Omega_- dW_+} \sin \theta d\theta d\phi d\delta. \quad (2.28)$$

Az elektromos multipólusokra vonatkozó szögeloszlást a (2.28) egyenlet, valamint a (2.24) és a (2.25) egyenletekben szereplő potenciálok integrálásával kapjuk:

$$\begin{aligned}
\gamma_l(\Theta) = & \frac{2\alpha}{\pi}(l+1)\frac{p_+p_-}{q}\frac{(q/k)^{2l-1}}{(k^2-q^2)^2} \times \\
& \times \left\{ (2l+1)(W_+W_- + 1 - \frac{1}{3}p_+p_- \cos \Theta) + \right. \\
& + l\left[\frac{q^2}{k^2} - 2\right](W_+W_- - 1 + p_+p_- \cos \Theta) + \\
& \left. + \frac{1}{3}(l-1)p_+p_- \left[\frac{3}{q^2}(p_- + p_+ \cos \Theta)(p_+ + p_- \cos \Theta) - \cos \Theta\right] \right\} .
\end{aligned} \tag{2.29}$$

A mágneses multipólusokra a (5.1) és a (2.18) egyenletekben szereplő potenciálok felhasználásával a következő adódik:

$$\begin{aligned}
\gamma_l(\Theta) = & (2\alpha/\pi)(p_+p_-/q)\frac{(q/k)^{2l+1}}{(k^2-q^2)^2} \left\{ 1 + W_+W_- - \right. \\
& \left. - \frac{p_+p_-}{q^2}(p_- + p_+ \cos \Theta)(p_+ + p_- \cos \Theta) \right\} .
\end{aligned} \tag{2.30}$$

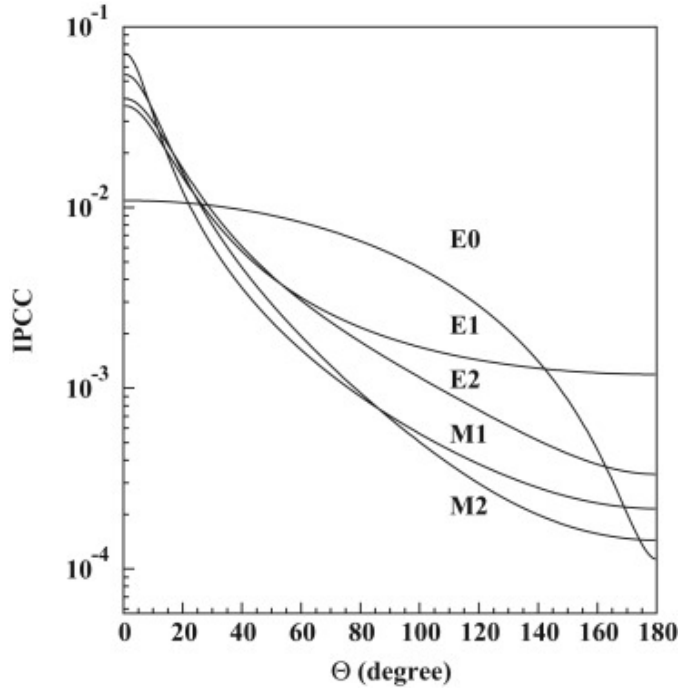
A 2.1. ábrán az e^+e^- párok szögeloszlása látható E0, E1, E2, M1 és M2 átmenetekre 17,64 MeV energiájú elektromágneses átmeneteknél, amelyeket az (5.1) és (5.2) egyenletek alapján számoltak ki [21].

Az eloszlások maximuma az előre irányban, azaz $\Theta \approx 0^\circ$ esetén található. A teljes belső párkeltési együttható kvantumokként az (5.1) és (5.2) egyenletek Θ szögkorreláció szerinti integrálásával számítható ki:

$$\Gamma_l(W_+) = \int_0^\pi \gamma_l(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta . \tag{2.31}$$

Ez az integrálás adja meg az elektromos multipólusokra vonatkozó kifejezéseket. Az elektromos multipólusokra vonatkozó energiaeoszlást pedig:

$$\begin{aligned}
\Gamma_l(W_+) = & \frac{\alpha}{\pi(l+1)k^3} \left\{ \frac{l}{2}k^2 J_{l+1} + \left[2lW_+W_- - \frac{1}{4}(7l+1)k^2 \right] J_l + \right. \\
& + \left[l(W_+^2 + W_-^2 + 1) + 1 - W_+W_- \right] J_{l-1} - \frac{1}{4}(l-1)(W_+ - W_-)^2 J_{l-2} .
\end{aligned} \tag{2.32}$$



2.1. ábra. Az E0, E1, E2, M1 és M2 típusú elektromágneses átmenetek elméleti szögeloszlásai 17,64 MeV átmeneti energia esetén.

A mágneses multipólusokra vonatkozó energiaeioszlás:

$$\Gamma_l(W_+) = \frac{\alpha}{\pi k^3} \left\{ (1 + W_+ W_-) J_l - \frac{k^2}{4} (J_{l+1} - x_1 x_2 J_{l-1}) \right\}, \quad (2.33)$$

ahol J_l az alábbi elemi integrált jelöli:

$$J_l = \int_{x_1}^{x_2} x^l (1 - x)^{-2} dx \quad (2.34)$$

és x_1 és x_2 a következők:

$$x_1 = \frac{(p_+ - p_-)^2}{k^2}, \quad x_2 = \frac{(p_+ + p_-)^2}{k^2}. \quad (2.35)$$

Végül az e^+e^- párok teljes, kvantumonkénti száma az (2.32) és (2.33) egyenletek energia szerinti integráljából adódik

$$\Gamma_l = \int_1^{k-1} \Gamma_l(W_+) dW_+. \quad (2.36)$$

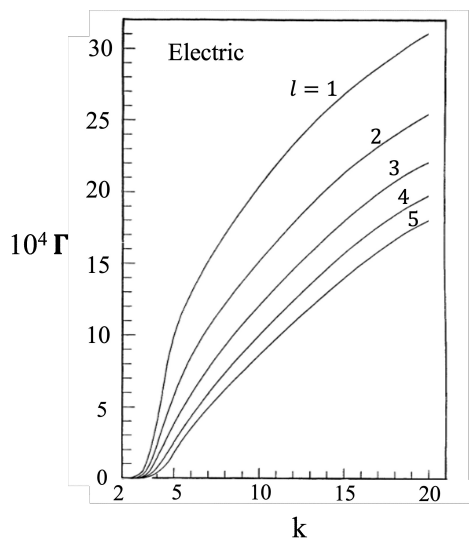
Rose az (2.36) integrál értékeit a k energia függvényében számította ki elektromos és mágneses átmenetekre különböző multipólusrendek esetén. A teljes párkeltési együttható a multipólusrend növekedésével csökken, míg a keletkező e^+e^- párok száma a k energia növekedésével nő.

2.2.3. A szöghorreláció szerepe a Rose-modellben

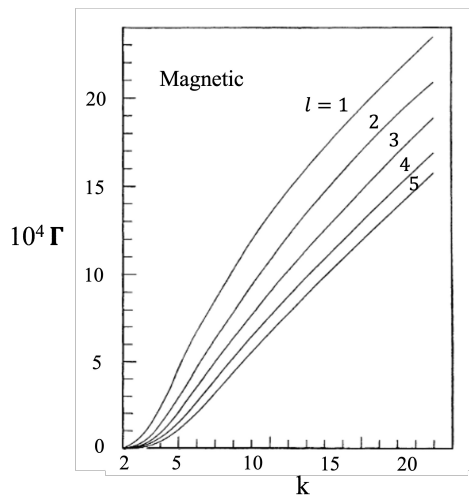
Az egyik legjelentősebb eredménye a Rose-modellnek [18, 19, 22], hogy sikeresen leírta az e^+e^- pár korrelációs szögének eloszlását különböző multipólusú elektromágneses átmenetek esetén. Ez a szögeloszlás sokkal érzékenyebben tükrözi az átmenet típusát és multipolaritását, mint az összesített IPC, ahogyan azt az alábbiakban részletesebben is bemutatok.

A belső párkeltési adatokból a multipóluskeveredési paraméterek meghatározásának lehetőségét Kennedy és Rose később külön is részletesen tárgyalta [20]. 1953 előtt a kísérleti kutatások elsősorban az IPC teljes koeficiensének mérésére koncentráltak. Ugyanakkor ez a mennyiség nagyobb energiák (k) esetén egyre kevésbé bizonyult érzékenynek, különösen abban a tartományban, ahol az IPC valószínűsége már meghaladja a belső konverzió valószínűségét. Utóbbi ugyanis erősen csökken a rendszám (Z) és az energiaskála (k) növekedésével, hozzávetőlegesen Z^3 vagy k^{-n} (ahol $n \approx 2-3$) szerint. Ezzel szemben az IPC valószínűsége növekszik az energiával, és $k > 20$ esetén már elérheti a 10^{-3} nagyságrendet – multipolaritástól függetlenül. Ebben az energiatartományban két egymást követő multipólushoz tartozó Γ aránya közel kerül az 1-hez, azaz az IPCC értéke gyakorlatilag elveszíti érzékenységét az átmenet multipolaritására. Ezzel szemben a korrelációs szögeloszlás továbbra is informatív marad, és megbízhatóan használható az átmenet jellemzőinek meghatározására.

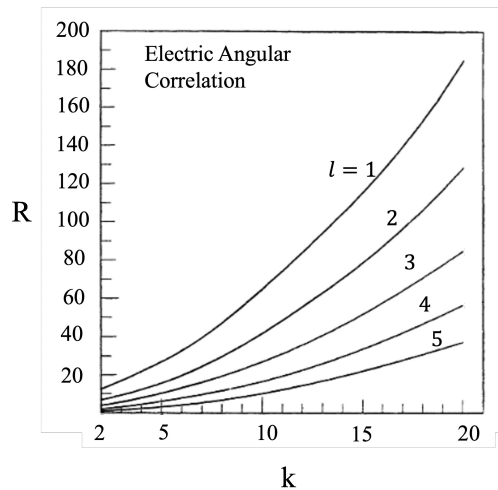
Ez a viselkedés különösen jól megfigyelhető a 2.2. és a 2.3. ábrákon, ahol a különböző l értékekhez tartozó görbék meredeksége nagy energiák esetén egyre hasonlóbba válik. Rose ezért egy alternatív megközelítést javasolt a probléma kezelésére: a teljes IPCC helyett (melyet a 2.36 egyenlet definiál), inkább azt javasolta mérni, hogy hány e^+e^- pár keletkezik 0° -os és 90° -os relatív szögben. Ezeket a szögeket azért választotta, mert a 5.1 és 5.2 egyenletek ezen szögek esetén egyszerűbben értékelhetők ki ($\cos \Theta = 0$ esetén).



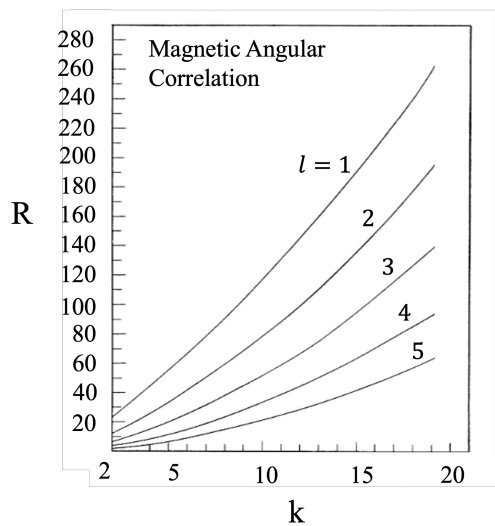
2.2. ábra. Az egy γ -kvantumra jutó teljes belső párkeltési együttható energiafüggése elektromos multipólusátmenetek esetén. A görbék felett a multipólus rendje (l) van feltüntetve.



2.3. ábra. Az egy γ -kvantumra jutó teljes belső párkeltési együttható energiafüggése mágneses multipólusátmenetek esetén. A görbék felett a multipólus rendje (l) van feltüntetve.



2.4. ábra. A 0° és 90° közötti relatív szögben kibocsátott e^+e^- párok számának aránya elektromos átmenetek esetén. A görbékhez tartozó multipólus rend (l) a megfelelő vonalak fölött olvasható.



2.5. ábra. A 0° és 90° közötti relatív szögben kibocsátott e^+e^- párok számának aránya mágneses átmenetek esetén. A görbékhez tartozó multipólus rend (l) a megfelelő vonalak fölött olvasható.

A kiválasztott szögekhez tartozó arány a 5.1 vagy 5.2 egyenlet integrálásával határozható meg:

$$R(W_+) = \frac{\int_1^{k-1} dW_+ \gamma_l(0)}{\int_1^{k-1} dW_+ \gamma_l(\pi/2)} \quad (2.37)$$

A 2.4. ábra az elektromos, míg a 2.5. ábra a mágneses átmenetekhez tartozó arányokat mutatja. A teljes IPCC-vel ellentétben ezek a görbék az energia (k) növekedésével egyre jobban elkülönülnek minden multipolaritás esetén, így az egyes átmenettípusok megbízhatóbb megkülönböztetése válik lehetővé – akár 20%-ot is meghaladó eltérésekkel. Azaz az e^+e^- párok szögeloszlása sokkal érzékenyebben reagál a multipolaritásra, mint a teljes kibocsátott párok száma. A Rose-modell így alapvetően átalakította a könnyű atommagok elektromágneses átmeneteinek vizsgálatát ezen a folyamaton keresztül.

2.3. A relativisztikus kéttest-bomlás kinematikája

Tömegközépponti rendszerben a bomlás során keletkező leptonpár (e^- és e^+) pontosan 180° -os szöget zár be egymással, az impulzusmegmaradás törvényének megfelelően. Ha azonban a feltételezett részecske a laboratóriumi rendszerhez képest $\sim 0,3c$ sebességgel mozog, akkor a labor rendszerben ez a szög kisebb lesz 180° -nál.

A kísérleti mérések során az e^+e^- párok által bezárt szöget használjuk fel a differenciális párkeltési együttható meghatározására. Az ismert belső párkeltési folyamat szögeloszlása jól leírt az elméletben. Amennyiben azonban a magátmenet egy közbenső, később elbomló részecske közvetítésével történik, az e^+e^- szögeloszlásban egy éles, csúcyszerű eltérés jelenhet meg egy adott szögnél. Ez a jellegzetes szög lehetőséget nyújt a feltételezett részecske invariáns tömegének meghatározására.

A szög mellett a részecskepár tagjainak (elektron és pozitron) energiáját is mérjük, amely szintén felhasználható a tömeg kiszámításához. Ezekből az adatokból a részecske invariáns tömege az alábbi összefüggéssel határozható meg [15]:

$$m_x^2 = 2m_{e^-}m_{e^+} + 2E_{e^-}E_{e^+} - 2|\vec{p}_{e^-}||\vec{p}_{e^+}|\cos(\Theta), \quad (2.38)$$

ahol értelemszerűen az m jelölés a lepton pár tömegét, a $\vec{p}_{e^\pm}$ vektorok abszolút értékei az impulzusuk nagyságát, és Θ a pár által közbezárt szöget.

A bomlásban részt vevő részecske kinematikai jellemzői (például energiája és impulzusa) különböző vonatkoztatási rendszerekből szemlélve eltérőek lehetnek. Ennek ellenére a fizikai törvények, így az energia- és impulzusmegmaradás, minden inerciarendszerben érvényesek, és a folyamat leírásának függetlennek kell lennie a választott vonatkoztatási rendszertől. Ez a kinematikai probléma leegyszerűsíthető négyesvektorok használatával, így tehát nyugalmi rendszerben egy bomló részecske négyesimpulzusa felírható a

$$P = p_1 + p_2 \quad (2.39)$$

kifejezéssel, ahol $P = (M, 0)$ a bomló részecske négyesimpulzusa, p_1 illetve p_2 pedig a bomlástermékek négyesimpulzusai. A fenti kifejezés segítségével a bomlás utáni részecskék tömegét és energiáját is felírhatjuk:

$$p_2^2 = (P - p_1)^2 = P^2 - 2Pp_1 + p_1^2, \quad (2.40)$$

$$m_2^2 = M^2 - 2ME_1 + m_1^2, \quad (2.41)$$

$$E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M}, \quad (2.42)$$

$$E_2 = \frac{M^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M} \quad (2.43)$$

Behelyettesítve a $p_1 = \sqrt{E_1^2 - m_1^2}$ és $p_2 = \sqrt{E_2^2 - m_2^2}$ kifejezéseket a fenti egyenlőségbe a két bomlástermék impulzusai:

$$p_1 = \frac{\sqrt{(M^2 + m_1^2 - m_2^2)^2 - 4M^2m_1^2}}{2M}, \quad (2.44)$$

$$p_2 = \frac{\sqrt{(M^2 + m_2^2 - m_1^2)^2 - 4M^2m_2^2}}{2M}. \quad (2.45)$$

A tömegközépponti rendszerben a bomlás úgy zajlik le, hogy a keletkező részecskék ellentétes irányban távolodnak el az origóból, ezért impulzusvektoraik 180° -os szöget zárnak be egymással. Feltételezzük, hogy

$$E_1^0 = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M}, \quad (2.46)$$

$$E_2^0 = \frac{M^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M}, \quad (2.47)$$

$$p_{1y}^0 = -p_{2y}^0 = p_1^0 \sin \theta, \quad (2.48)$$

$$p_{1x}^0 = -p_{2z}^0 = p_1^0 \cos \theta. \quad (2.49)$$

A folyamat másként jelenik meg egy olyan vonatkoztatási rendszerből nézve, amelyben a bomló részecske v sebességgel mozog. Ebben az esetben, ha a bomlás az $x - y$ síkban történik, a keletkező részecskék impulzusait és energiáit a Lorentz-transzformáció segítségével számíthatjuk ki a laboratóriumi rendszerre vonatkoztatva:

$$p_{1y} = p_{1y}^0 = p_1^0 \sin \theta^0, \quad (2.50)$$

$$p_{1x} = \gamma(p_{1x}^0 + vE_1^0), \quad (2.51)$$

$$\tan \Theta_1 = \frac{p_{1y}}{p_{1x}}, \quad (2.52)$$

$$p_{2y} = p_{2y}^0 = -p_2^0 \sin \theta^0, \quad (2.53)$$

$$p_{2x} = \gamma(p_{2x}^0 + vE_2^0), \quad (2.54)$$

$$\tan \Theta_2 = \frac{p_{2y}}{p_{2x}}. \quad (2.55)$$

Vizsgáljuk a következő kéttest-bomlást: ${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^8\text{Be} + \text{X17}$, ahol a gerjesztett és az alapállapot közötti energiakülönbség ΔE , az atommag és az X17 részecske nyugalmi tömege pedig rendre M és m [23]. A folyamat négyesvektoros alakban, a tömegközépponti rendszerben a következőképpen írható fel:

$$\left(\frac{E}{c}, 0, 0, 0\right) = \left(\frac{E_1}{c} + \frac{E_2}{c}, p_1 + p_2\right), \quad (2.56)$$

ahol az E a gerjesztett ${}^8\text{Be}$ atommag energiája, $E = Mc^2 + \Delta E$. Az E_1 a ${}^8\text{Be}$ atommag alapállapotú energiája, az E_2 pedig a X17 részecske energiája:

$$E_1 = \frac{M^2c^4 - m^2c^4 + E^2}{2E}, \quad (2.57)$$

$$E_2 = \frac{m^2c^4 - M^2c^4 + E^2}{2E}. \quad (2.58)$$

A ^8Be atommag nyugalmi tömegének, az átmeneti energiának, valamint az X17 részecske elméleti nyugalmi tömegének ismeretében meghatározhatók az E_1 és E_2 energiák. Az $E_2 = \gamma(v)mc^2$ összefüggést felhasználva kiszámítható az X17 részecske sebessége, ahol $\gamma(v) = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ a Lorentz-faktor. Az elmélet szerint az X17 saját vonatkoztatási rendszerében (amely v sebességgel mozog a labor rendszerhez képest) a részecske egy e^+e^- párra bomlik, amelynek tagjai egyenlő arányban osztoznak a nyugalmi energián. Az $E^\pm = \gamma(v^\pm)m_0c^2$ képlet alapján meghatározhatók az elektron és pozitron sebességei, amelyek segítségével végrehajtható a sebességtranszformáció az X17 rendszeréből a laboratóriumi rendszerbe:

$$\vec{V}_{lab}^\pm = \frac{1}{1 + \frac{\vec{V}^\pm \vec{V}_{17}}{c^2}} \left[\vec{v}_{17} + \frac{\vec{V}^\pm}{\gamma(v_{17})} + \frac{1}{c^2} \frac{\gamma(v_{17})}{1 + \gamma(v_{17})} (\vec{V}^\pm v_{17}) v_{17} \right], \quad (2.59)$$

Ahol $\vec{V}^\pm = v^\pm \vec{e}$, és $\vec{e}$ egy egységvektor. A keletkező részecskék közötti korrelációs szög a következő kifejezéssel határozható meg:

$$\cos \Theta = \frac{\vec{V}^+ \vec{V}^-}{v^+ v^-}. \quad (2.60)$$

A kísérletek során az e^+e^- párok energiáját és az általuk bezárt szöget mérjük, ezért a feltételezett részecske invariáns tömegének meghatározásához az alábbi képletet kell alkalmazni [13].

$$\begin{aligned} m_x c^2 &= 2E_{e^+} E_{e^-} - 2\sqrt{E_{e^+} - m_{e^+}} \sqrt{E_{e^-} - m_{e^-}} \cos \Theta + 2m_e^2 \\ &= \sqrt{1 - y^2} E \sin^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right) + 2m_{e^-}^2 \left(1 + \left(\frac{1 + y^2}{1 - y^2} \right) \cos \Theta \right) + m_{e^-}^4, \end{aligned} \quad (2.61)$$

ahol az $y = \frac{E_{e^+} - E_{e^-}}{E_{e^+} + E_{e^-}}$ az e^+e^- pár aszimmetria együtthatója, ami az e^+ és e^- energiák különbségét jellemzi, az $E = E_{e^+} + E_{e^-}$ pedig a pár teljes energiája.

3. fejezet

Kísérleti előzmények

3.1. Kísérletek, amelyekben korábban részt vettem

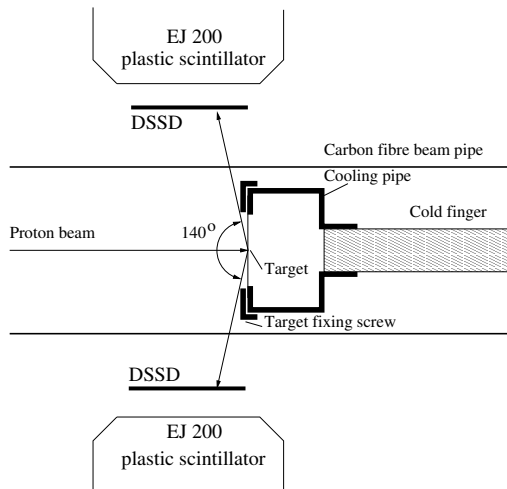
3.1.1. A ${}^4\text{He}$ mérésről

A kísérlet célja az volt, hogy e^+e^- párok szögeloszlásának vizsgálatán keresztül is megerősítsük a korábban ${}^8\text{Be}$ atommagban észlelt anomália jelenlétét a ${}^4\text{He}$ -ben is. A ${}^3\text{H}(p,\gamma){}^4\text{He}$ reakció segítségével a 21,01 MeV-es, $0^- \rightarrow 0^+$ átmenetet gerjesztettük. A mérés célja az volt, hogy az e^+e^- párok szögeloszlásának precíz mérésével kimutatható legyen az esetleges anomália jelenléte a ${}^4\text{He}$ atommagban is, és ezzel további bizonyítékot szolgáltatassunk az anomália létezésére [2].

A méréshez egy hat teleszkópból álló detektorrendszert alkalmaztunk, amelyben plasztik szcintillátorokat és kétoldalas szilícium sávdetektorokat (angolul Double-sided silicon strip detector, rövidítve: DSSD detector) kombináltunk egymással. A teleszkópokat egy síkban, a nyalábirányra merőlegesen, 60° -os szögekzökkel helyeztük el, így biztosítva a teljes körszimmetrikus lefedettséget az e^+e^- párok szögének meghatározásához. A rendszer megfelelő szögfelbontása és időzítése lehetővé tette a szögeloszlások részletes vizsgálatát.

A vizsgált ${}^4\text{He}$ atommag előállításához titánrétegbe abszorbeáltatott tríciumot használtunk egy 0,4 mm vastagságú molibdén hátlapon. A targetet folyékony nitrogénnel hűtöttük, hogy elkerüljük a trícium kijutását a targetből. Ez a konstrukció megfelelő termikus és mechanikai stabilitást biztosított, azonban a molibdén hátlap — nagy rendszámú anyag lévén — jelentős mértékben hozzájárult a háttérhez azáltal, hogy a nagyenergiás γ -sugarak külső párkeltési folyamatokat indukáltak benne. Ezek a folyamatok jelentősen megnövelték a detektált események számát a szögeloszlásban. A

targettartó háttérhatását nem lehetett közvetlenül elkülöníteni a mérés során, ezért annak mértékét csak szimulációs módszerekkel lehetett becsülni.

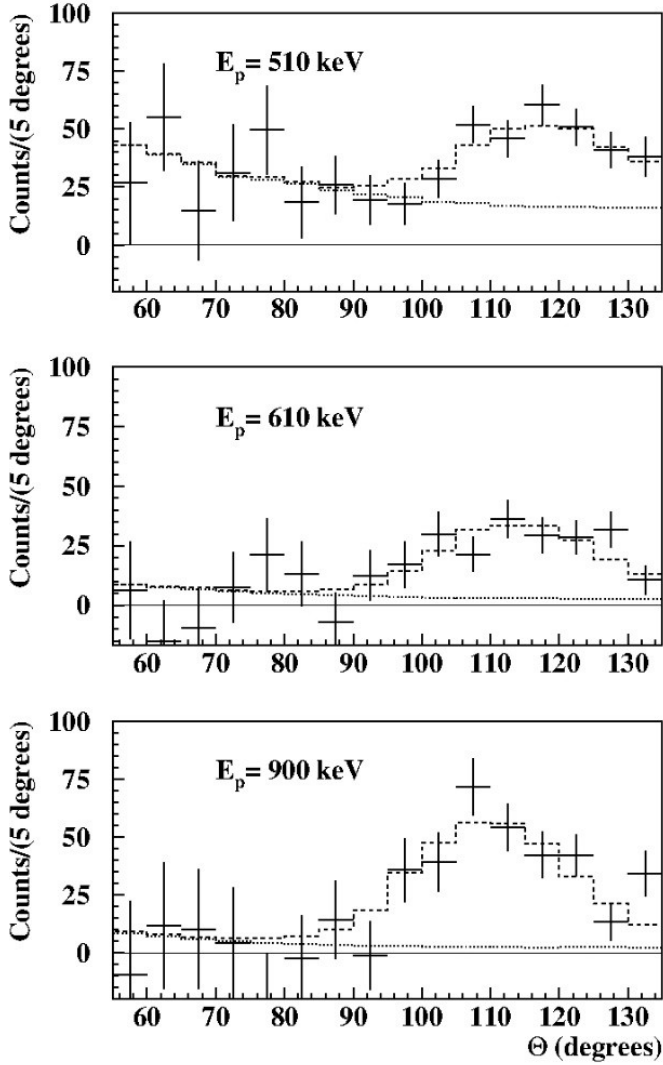


3.1. ábra. A targettartó elrendezése a detektorrendszerhez képest.

A céltárgyat a detektorrendszer középpontjától 23 mm-rel eltolva helyeztük el, ezzel elkerülve a targettartó és a hűtőrendszer árnyékolását. A detektorrendszer targettartójának elhelyezését a 3.1. ábrán szemléltettem. A szimulációk alapján jól látható volt, hogy különösen a közepes és nagy szögek tartományában a háttér jelentős mértékben torzíthatja a valódi szögeloszlást.

A detektorrendszer szögfüggő akceptanciáját kalibrációs méréssel határoztuk meg a jól ismert 6,03 MeV-es E0 átmenet alapján, amely a $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ reakcióval állítható elő. A kalibráció során kapott akceptancia-görbe eltért a korábbi konfigurációhoz képest, amely részben a megnövelt teleszkópszámnak, részben az eltérő detektortípusoknak volt köszönhető.

A mérést három különböző energiájú proton nyalábbal végeztük, $E_p = 510$ keV, $E_p = 610$ keV és $E_p = 900$ keV, amelyek rendre a $E_x = 20,21$; $20,29$ és $20,49$ MeV-es állapotot hozták létre. A ^4He -s mérések során kapott e^+e^- szögeloszlásokat a 3.2. ábra szemlélteti. Az ábrán jól látható egy csúcsszerű eltérés a $\sim 115^\circ$ -os szög környékén, amely eltér az IPC-től várható exponenciálisan csökkenő háttérformától. A szögeloszlás illesztése során a háttérkomponenst az EPC-re jellemző alak alapján modelleztük, míg a szignálkomponenst egy $m_X = 17$ MeV tömegű, e^+e^- párba bomló részecske szimulációs eloszlása alapján. Az illesztés eredményeként a csúcs szignifikanciáját $7,1\sigma$ -nak találtuk, amely hasonló a korábbi ^8Be magreakcióban észlelt értékekhez.



3.2. ábra. Az e^+e^- párok kísérleti és szimulált szögkorrelációinak összehasonlítása. A legjobban illeszkedő összeg (szaggatott vonal), amely a szimulált háttér (pontozott vonal) és a feltételezett X17 bozon szimulált hozzájárulásának összege, összehasonlítva a kísérleti mérési eredményekkel (bizonytalansággal ellátott pontok).

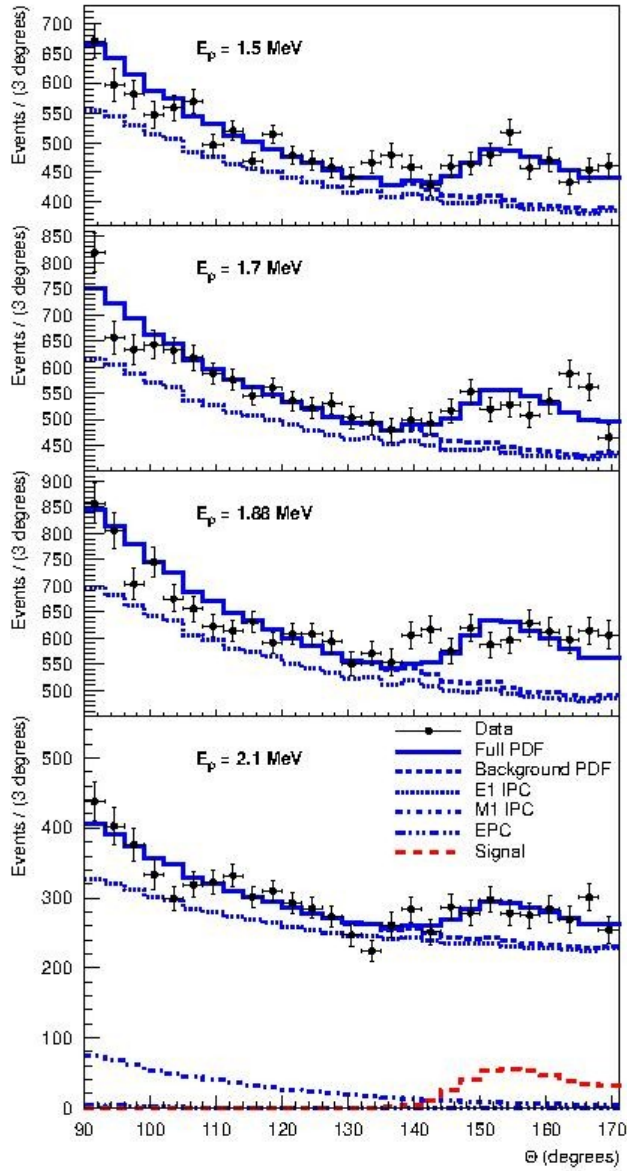
3.1.2. A ^{12}C mérésről

A kísérlet célja az volt, hogy megfigyeljük a korábban $^7\text{Li}(p,\gamma)^8\text{Be}$ valamint a $^3\text{H}(p,\gamma)^4\text{He}$ reakciók során megfigyelt e^+e^- szögkorrelációs anomáliát a ^{12}C atommagban is. A debreceni ATOMKI Tandetron gyorsítóját használtuk, ahol az $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ reakció segítségével előállítottuk a ^{12}C mag 17,23 MeV-os, $J^\pi = 1^-$ kvantumszámú állapotát [3]. A legerjesztődés egy $1^- \rightarrow 0^+$ típusú E1 sugárzással járó átmenet, amely elméleti szempontból alkalmas arra, hogy eldöntsük, az anomália, amennyiben részecske okozza, akkor vektor vagy axiál-vektor jellegű-e. A kísérletet öt különböző protonenergiánál végeztük: $E_p = 1,5; 1,7; 1,88; 2,1$ és $2,5$ MeV. Ezeket az energiákat úgy választottuk meg, hogy lefedjük a széles ($\Gamma = 1,15$ MeV) rezonancia-intervallumot, tekintettel arra is, hogy a használt ^{11}B céltárgyban jelentős energiaveszteség (300 keV) lépett fel. A mérés $2\ \mu\text{A}$ -es árammal zajlott 51 órán keresztül.

A kísérletben a már korábban épített spektrométert használtuk. A korábban használt plexi rudakat alumínium rudakra cseréltük, hogy jobb hűtése legyen a targetnek, ezzel növelve az élettartamát. Ennek azonban az volt a mellékhatása, hogy a céltárgyból származó γ -sugárzás által az alumíniumból külső párkeltéssel kiváltott háttér (EPC) némileg megnőtt, így a háttérspektrum kissé nagyobb lett a korábbi mérésekhez képest. A szimulációim szerint azonban a többlet háttér nem okozhat csúcyszerű szerkezeti változást a szögkorrelációban. A céltárgyat $5\ \mu\text{m}$ vastag tantál fóliára párolagtatták fel, és $2\ \text{mg}/\text{cm}^2$ vastag ^{11}B réteget alkalmaztak. Az egész detektorrendszer hitelesítését GEANT4 Monte Carlo-szimulációval végeztük. A szimulációk megbízhatóságát a $^7\text{Li}(p,\gamma)^8\text{Be}$ reakció során létrejövő, jól ismert M1 típusú átmenet szögkorrelációjának mérésével ellenőriztük. A 17,64 MeV-es átmenetből származó mérési adatokat összevetve a szimulációval, az átlagos eltérés 3% alatt maradt, ami megfelelő pontosságot biztosított az e^+e^- szögkorrelációs eloszlások értelmezéséhez.

A különböző energiákon végzett illesztések alapján a legjobban illeszkedő modell az anomáliához tartozó tömeg értékét $mc^2 = 16,86 \pm 0,17(\text{stat.}) \pm 0,20(\text{sys.})$ MeV-nek adta. A γ -bomlásokhoz viszonyított e^+e^- párkeltési arány (elágazási arány) az egyes protonenergiákon $2,7$ és $4,7 \times 10^{-6}$ között változott, az átlagos érték $B = (3,4 \pm 0,3) \times 10^{-6}$ lett. Az anomália nagysága és eloszlása minden vizsgált protonenergián hasonló volt, és a különbségek a statisztikai hibahatáron belül maradtak. A mérésben az anomália E1 típusú sugárzás során jelentkezett, ami összhangban akkor van a korábbi kísérleti eredményekkel, ha az X17 részecske a ^{12}C atommagból $L = 1$ pályaimpulszmomentummal lépett ki. Mivel korábban hasonló jelenséget M1 típusú átmenet esetén is megfigyeltünk (^8Be), ez arra utalhat, hogy az anomália nem kizárólag egy adott multipolaritáshoz köthető, ha megengedjük a nem

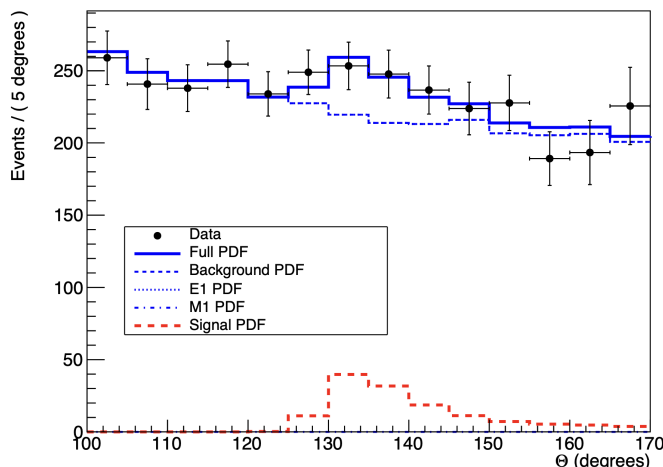
nulla pályaimpulzusmomentummal történő kilépést is.



3.3. ábra. Az e^+e^- párok szöghorrelációinak kísérleti mérési eredményei különböző protonenergiákon. Minden protonenergiához tartozó folytonos görbe a szimulált szögeloszlások alapján végzett illesztés eredményét mutatja.

3.2. Külföldi kísérletek, amelyek megerősítik az X17 anomália létét

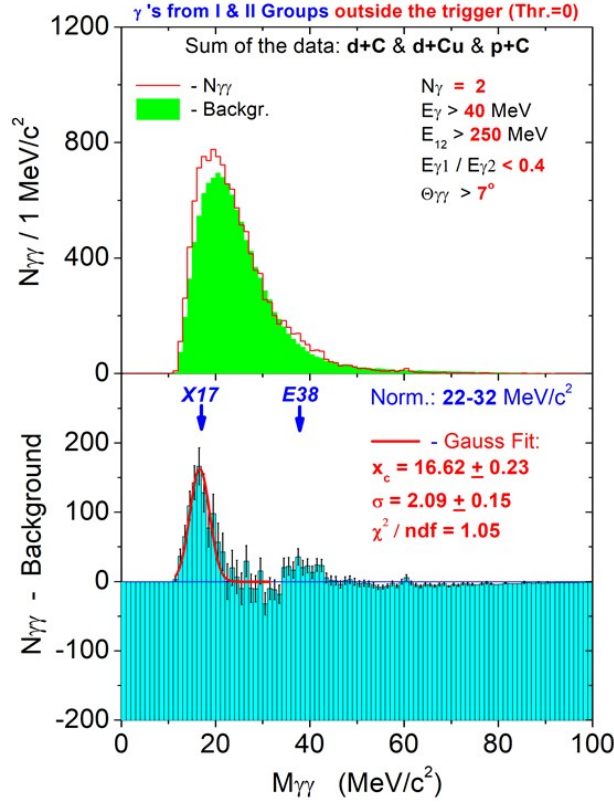
A legújabb, az X17 részecskére irányuló kísérleti keresések, amelyeket Tran The Anh és munkatársai [4] végeztek a Vietnami Tudományos és Technológiai Egyetemen (University of Science and Technology of Hanoi, USTH), Hanoiban, megerősítették az X17 anomália jelenlétét a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció esetében. Az e^+e^- párok szögeloszlását mérték 1225 keV-es protonenergia-nál (ami a 1040 keV-es rezonancia fölött van), és jelentős, legalább 4σ -szintű anomáliát figyeltek meg $\approx 135^\circ$ -nál, ami összhangban van az ATOMKI eredményeivel [26]. Eredményeiket a 3.4. ábra mutatja.



3.4. ábra. Az e^+e^- párok szögeloszlása, amikor a Li_2O céltárgyat $E_p = 1225$ keV energiájú protonnyalábbal bombázták így létrehozva a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ magreakciót. A háttérgörbe az E1 és M1 átmenetek összegzett hozzájárulásából adódik, azonban az M1 átmenet hozzájárulása elhanyagolható, így a háttérgörbe gyakorlatilag megegyezik az E1 átmenetből származóval.

Abramyan és munkatársai [27] az oroszországi Dubnában működő Egyesített Atomkutató Intézetben (JINR) szintén bizonyítékot közöltek az X17 részecske megfigyelésére a $\gamma\gamma$ invariáns tömegspektrumokban d+Cu ütközések során, nukleononként 3,83 GeV impulzussal. A γ -sugarakat 32 db ólomüveg szcintillációs spektrométerrel detektálták, amelyeket 300 cm-re helyeztek el a céltárgytól. A 17 MeV/ c^2 tömegnél megfigyelt csúcs szignifikanciája meghaladta a 6σ -t.

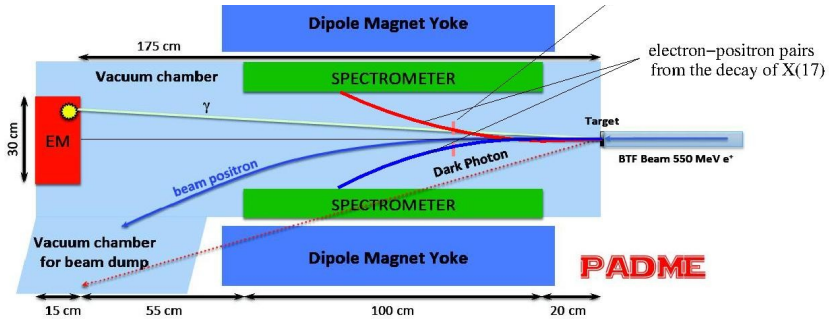
A $\gamma\gamma$ párokra megismételt kísérletben szintén jelentős csúcsot figyeltek meg az invariáns tömegspektrumban 17 MeV/ c^2 -nél [28]. Ennek eredményét a 3.5. ábra szemlélteti.



3.5. ábra. A kétfotonos($\gamma\gamma$) invariáns tömegspektrumokat könnyű ionütközésekben, szén- (C) és réz- (Cu) céltárgyakon, néhány GeV/nukleon energiánál vizsgálták. A felső ábrán látható fekete folytonos görbe azt az invariáns tömegeloszlást mutatja, amelyet ugyanabból az eseményből származó két foton kombinálásával kaptak. A zölddel satírozott tartomány azt az eloszlást mutatja, amit különböző eseményekből származó (ún. "mixed events") két foton kombinálásával nyertek. A korrelált fotonok jele, amelyet a "mixed event" háttér kivonásával kaptak, a kék tartományként jelenik meg az alsó ábrán. Itt rezonanciaszerű struktúrák figyelhetők meg körülbelül 17 és 38 MeV körüli invariáns tömegnél.

3.2.1. A PADME kísérlet

A PADME (Positron Annihilation for Dark Matter Experiment) kísérlet az INFN frascati kutatóközpontjában, Olaszországban zajlik. A kísérlet során pozitronnyalábokat ütköztetnek rögzített, aktív céltárgyval, hogy új, gyengén csatolt, könnyű részecskéket keressenek, amelyek az elektron-pozitron (e^+e^-) párokra bomlanak. A kísérlet detektorrendszerének elrendezését a 3.6. ábra szemlélteti. Az anomália tanulmányozását célzó kísérletek 2022-ben vették kezdetüket [24]. A 2023-as év az ún. Run III adatainak elemzésével telt, melynek eredményeit az ICHEP 2024 konferencián ismertették [25].



3.6. ábra. A Frascatiban zajló kísérlet detektorrendszerének geometriai elrendezése.

A kísérletben pozitronnyalábot gyorsítanak a Frascati DAΦNE LINAC gyorsítójában. A pozitronok energiája 262 és 296 MeV között változik, ami a tömegközépponti energiák 16,4–17,4 MeV tartományának felel meg, az X17 részecske várható tömegének környékén. A pozitronnyaláb egy fix, aktív céltárgyra irányítják, amely egy kb. 100 μm vastag, polikristályos gyémántlap. A gyémánt céltárgy aktív, vagyis nemcsak passzív célpont, hanem detektor is: a céltárgyban keletkező töltéshordozókat (elektronokat és lyukakat) kiolvassák, így pontosan mérhető a ráeső nyaláb intenzitása és pozíciója. A céltárgy anyaga és vastagsága fontos, mert befolyásolja az ütközések tömegközépponti energiájának eloszlását (az elektronok mozgása miatt a $\sqrt{s}$ kissé elkenődik), valamint a nyaláb paraméterei (pozíció, intenzitás) folyamatosan monitorozhatók, ami csökkenti a mérési bizonytalanságokat. A pozitronok a céltárgy elektronjaival ütköznek, és többféle folyamat játszódhat le.

Bhabha-szórás: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, ahol a pozitron és az elektron rugalmasan szóródik, két töltött részecske keletkezik.

Két γ -fotonra történő annihiláció: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, illetve az is előfordulhat, hogy egyszerűen a pozitronok áthaladnak a céltárgyon.

Amennyiben létezik az X17 részecske, akkor rezonánsan keletkezhet az e^+e^- annihiláció során, amikor a tömegközépponti energia megegyezik az X17 tömegével ($e^+e^- \rightarrow X17 \rightarrow e^+e^-$).

A céltárgy mögött, a nyaláb útjában több detektor található, amelyet a 3.6. ábra szemléltet. Az elektromágneses kaloriméter (ECal) 616 darab BGO-kristályból épül fel, és az elektronok, pozitronok, illetve fotonok energiájának és beesési irányának meghatározását teszi lehetővé. ETag szcintillátor hodoszkóp, amely segít megkülönböztetni a töltött részecskéket (elektron, pozitron) a fotonoktól. A nyaláb paramétereinek (pozíció, intenzitás) monitorozását pedig a céltárgy mögötti TimePix szilícium pixel detektor biztosítja. Található még a rendszerben egy SF57 ólomüveg blokk, amely a céltárgyon áthaladó pozitronok számát és energiáját méri, így pontosan meghatározható a céltárgyra érkező pozitronok száma.

A kísérlet során a nyaláb energiáját finoman változtatják (szkennelik), hogy a tömegközépponti energia pontosan lefedje az X17 várható tömegét. Minden energiaponton mérik a kéttest bomlásból származó események számát (e^+e^- párok, illetve $\gamma\gamma$ párok). A háttérfolyamatokat Monte Carlo-szimulációkkal modellezzik, és a mért adatokkal összevetik. Az X17 létezése esetén egy adott energián az e^+e^- események száma többletet mutat a háttérhez képest. Az elemzés vak (blind) módszerrel történik, ami azt jelenti, hogy az adatokból származó végső eredményekhez csak akkor férnek hozzá az elemzők, ha előzetesen már teljesen meghatározták és kipróbálták az elemzési eljárást. Ez a gyakorlat megakadályozza, hogy a kutatók tudatosan vagy tudattalanul befolyásolják az eredményeket a már ismert adatok alapján, így csökkentve a torzítás és a téves következtetések lehetőségét. Így a vakanalízis biztosítja, hogy az adatok értékelése objektív és megbízható legyen.

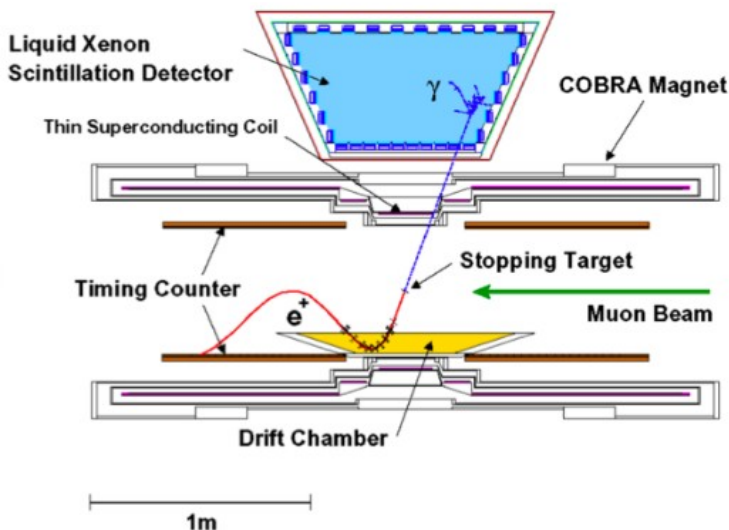
A legnagyobb kihívás a rugalmas e^+e^- (Bhabha) szórásból származó háttér, amely jelentős, így a jel-háttér arány kicsi (0,6–2,0%). Az adatfeldolgozás végső szakaszban van, eredmények 2026 elejére várhatók. A következő adatgyűjtés (Run IV) 2025 májusában indult, fejlettebb detektorral, nagyobb intenzitással és négyszeres statisztikai kapacitással.

3.3. Néhány további magfizikai kísérlet

Az alábbiakban néhány olyan, jelenleg is folyamatban lévő vagy előkészületben álló magfizikai kísérletet sorolok fel, amelyek várhatóan független információt nyújthatnak a megfigyelt anomáliával kapcsolatban.

3.3.1. A MEG II kísérlet

A Svájcban található Paul Scherrer Intézet (Paul Scherrer Institute) MEG II (Muon Electron Gamma) spektrométerével [29] kísérletet végeztek az ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció felhasználásával. A teljes detektorrendszerre és reális háttérmodellekre épülő szimulációk szerint ezzel az elrendezéssel akár 5σ -s érzékenység is elérhető.



3.7. ábra. A tervezett kísérlet sematikus ábrája.

Az ICHEP 2024 konferencián (Prága) A. Papa [30] ismertette a legfrissebb eredményeket, amely szerint az adatelemzés a háttértartományokra készen áll, de a jeltartományra vonatkozó végső eredményeken még dolgoznak. A detektorrendszer elrendezése a 3.7. ábrán látható.

3.3.2. Montreáli spektrométer

A montreali Université de Montréal Tandem gyorsítójánál egy kísérletet készítenek elő a feltételezett X17 részecske bomlásából származó e^+e^- párok mérésére, ugyanazon ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció felhasználásával [1] [31].

A detektorrendszer középpontjában hosszú többhuzalos proporcionális számlálók állnak, amelyek szinte teljes ($\approx 4\pi$) térszög-lefedettséget biztosítanak. A nyaláb a spektrométer szimmetriatengelye mentén halad, a céltárgy a középpontban helyezkedik el. A céltárgyat alumíniumfóliára helyezik és vízhűtött karboncsövön keresztül viszik majd be. Az elrendezés még telepítés alatt áll. A detektorrendszer előzetes tervei a 3.8. ábrán látható.



3.8. ábra. A montreáli kísérlet detektorrendszerének felépítése. Az ábrán a sokszálas proporcionális számláló (MWPC) látható, amelyet körkörös elhelyezett szcintillátorrudak vesznek körül.

3.3.3. A New JEDI kísérlet (GANIL)

A franciaországi GANIL intézet SPIRAL2 laboratóriumában hosszú távú program indult kis tömegű, MeV/c² es tartományba eső részecskék keresésére. A New JEDI (Judicious Experiments for Dark sectors Investigations) projektben a mi spektrométerünkhöz hasonlóan, szilícium detektorokat (DSSD) és plasztik szcintillátorokat alkalmaznak. A DSSD detektorok az elektronok és pozitronok szögét és energia-veszteségét, míg a szcintillátorok azok maradéke energiáját és a háttér események kiszűrését biztosítják [32].

Az első kísérletek során a $^3\text{He}(p,\gamma)^4\text{Li}$ reakciót vizsgálják egy vékony CD₂ céltárgyon, nagy intenzitású, impulzusos protonnyaláb használatával, körülbelül 18 MeV-os energián. A gerjesztett ^4Li állapotból származó gamma-sugárzás belső konverziója révén keletkező e^+e^- párok elemzése lehetőséget nyújthat kis tömegű részecskék azonosítására.

3.3.4. Legnaro (LNL) kísérlet

Az olaszországi Legnaro Nemzeti Laboratóriumban (LNL), az INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) egyik intézetében egy új kísérleti elrendezést fejlesztenek, amelynek alapegysége egy három rétegű pasztik szcintillátoros $\Delta E-E$ teleszkóp [33]. A teleszkóp a részecskék energiáját mérő detektora egy $(5 \times 5 \times 10)\text{cm}^3$ -es EJ-200 típusú pasztik szcintillátor, amelyet egy Silicon PhotoMultiplier-rel (SiPM) olvasnak ki.

A ΔE energiavesztésedet detektáló réteg két részből áll, amelyek az x és y koordinátákat mérik külön-külön. Mindkét alrész 10-10 darab EJ-200 típusú pasztik csíkból áll, amelyeket szintén SiPM detektorok olvasnak ki, lehetővé téve ezzel a belépő részecskék pontos pozíciómérését mindkét irányban (x és y). A teleszkópokat csoportokba szervezik, négy darabból álló „lóhere” alakú egységeket hozva létre, amelyeket műanyag keret tart össze. A tervek szerint legalább öt ilyen lóhere egységet fognak legyártani és különböző szögeknél helyeznek majd el, hogy minél egyenletesebb legyen a részecskék akceptanciája (azaz a detektor lefedettsége különböző irányokban). A berendezés vákuumban is üzemeltethető, így minimalizálható az anyagmennyiség, amelyeken a részecskék áthaladnak mielőtt elérnék az első detektor réteget, ezzel csökkentve az energia- és irányvesztésedet, illetve az irányszóródás lehetőségét.

Jelenleg a projekt építés alatt áll.

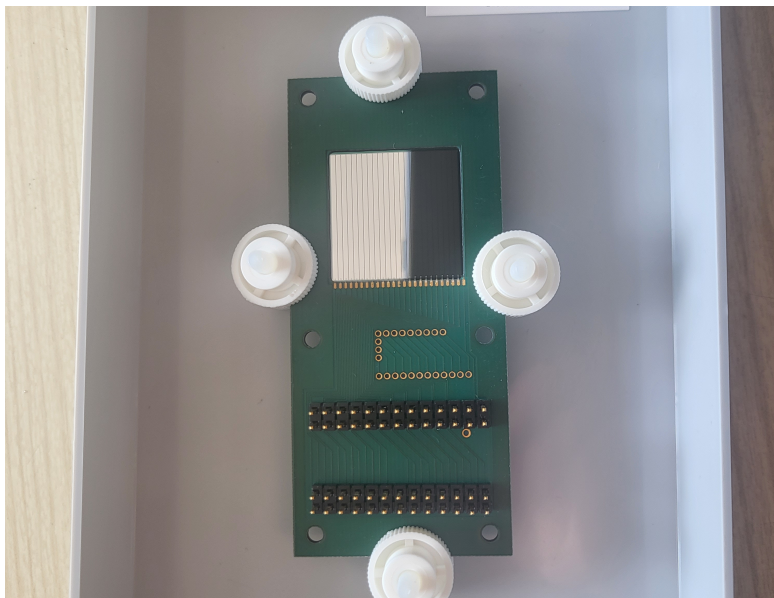
4. fejezet

Az új elektron-pozitron párspektrométer in-beam tesztelése

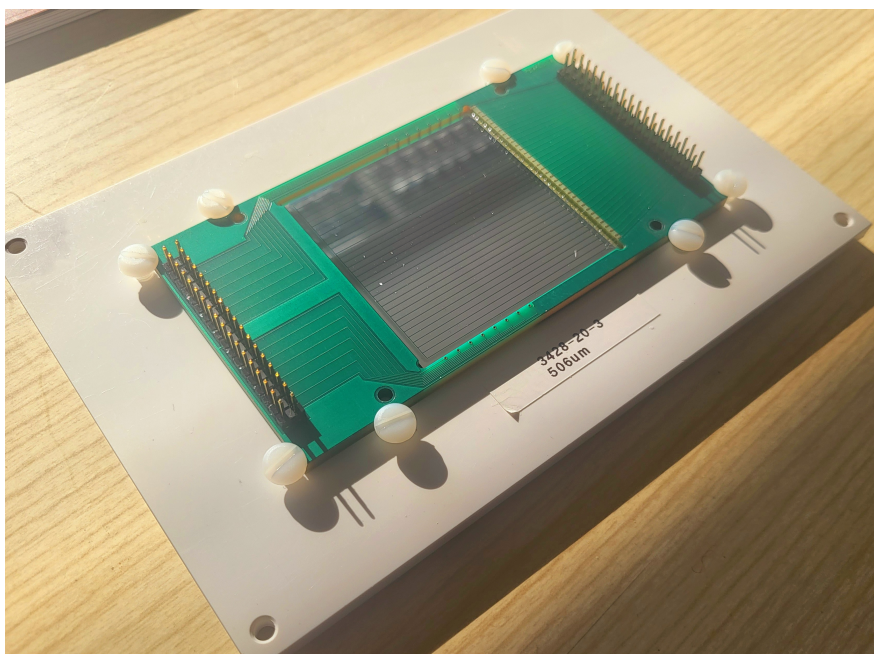
A tesztmérés időtartama 90 óra volt. Az eseményráta a plasztik detektorok esetében 50–200 Hz között mozgott, míg a kis és nagy DSSD detektorok esetében 200 és 500 Hz volt. Az adatgyűjtő rendszer (DAQ) 20 Hz-en üzemelt, amely nagyrészt kettős koincidencia eseményeket tartalmazott, valamint néhány egyszeres eseményt (1/32 arányban). Ennek megfelelően az adatgyűjtő rendszer holtideje elhanyagolható volt.

4.1. Az elektron-pozitron párspektrométerünk bemutatása

A spektrométer hat teleszkópból áll, melyek egy kör mentén helyezkednek el, és az egyes teleszkópok pedig egyenként három aktív térfogatú elemet tartalmaznak. Egy teleszkópban egy $(86 \times 82 \times 80)\text{mm}^3$ EJ-200 típusú (plasztik) szcintillációs detektor szolgáltatja az energia jelet, valamint két DSSD (double-sided silicon strip detector) detektor is helyett kapott, amelyek lehetővé teszik a plasztik detektorban észlelt részecskék pontos helyzetének és irányának meghatározását a laboratóriumi rendszerben. Ezek a pozíciódetektorok hozzájárulnak az események precíz rekonstrukciójához, biztosítva a detektált részecskék pontos helyzetének és irányának meghatározását a laboratóriumi rendszerben. A teleszkópokban található két DSSD detektor eltérő méretezésű, a nagyobbik $(50 \times 50 \times 0,5)\text{mm}^3$ nagyságú térfogattal rendelkezik, 1,5 mm csíkszélességgel, valamint 32 x 32 csatornával.



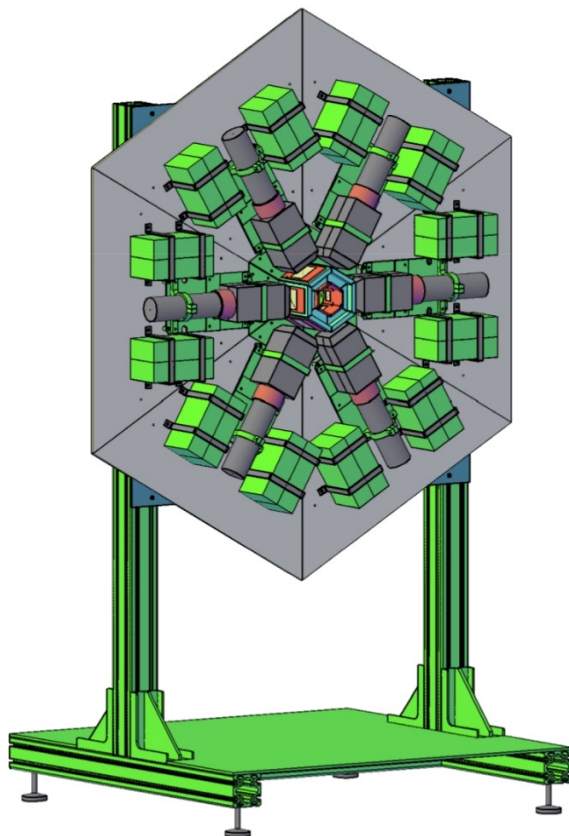
4.1. ábra. A kísérletben alkalmazott egyik kis méretű DSSD detektor fotója.



4.2. ábra. A kísérletben használt egyik nagy méretű DSSD detektor fotója.

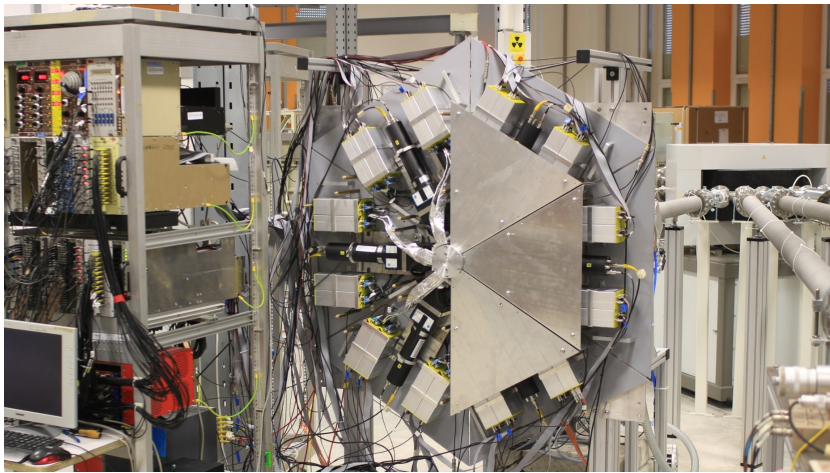
Ezzel szemben a vizsgált forráshoz közelebb elhelyezkedő kisebbik DSSD detektor ($25 \times 25 \times 0,3$ mm³ térfogattal, valamint 24×24 csatornás felbontással rendelkezik. A két alkalmazott DSSD detektor a 4.1. ábrán, illetve a 4.2. ábrán látható.

A teleszkópok a szomszédaikkal 60°-os szöget zárnak be, a plastik detektorok felületei pedig 10,342 cm-re helyezkednek el a forrástól, amely ennek a labor rendszernek az origójában helyezkedik el. A DSSD detektorok felszínei pedig 7,8 cm-re, illetve 4,1 cm-re vannak a forrástól. A teleszkóp CAD-ábrája a 4.5. ábrán, míg a teljes spektrométer CAD-ábrája a 4.3. ábrán látható; a spektrométerről készült fotó a 4.4. ábrán látható.



4.3. ábra. A teljes spektrométer CAD-ábrája. A berendezés hat azonos teleszkópból épül fel, minden teleszkóp egy kétrétegű DSSD detektorrendszer és egy nagy méretű EJ-200 plastik szcintillátort tartalmaz.

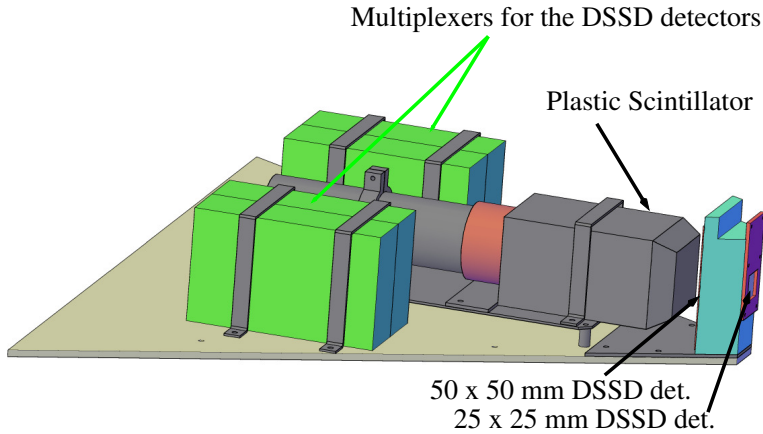
A plasztik detektorok fotomultipliereiből érkező jeleket a CFD (constant fraction discriminator) egységek (CF8000) dolgozzák fel. A diszkriminátorok küszöbértéke a zajszint fölé lett állítva. A CFD a megfelelő időzítő jeleken túl egy olyan jelet is generált, aminek az amplitúdója a megszólalt detektorok számával volt arányos. A kettes multiplicitású triggerjelet ebből az analóg jelből egy megfelelően beállított diszkriminátor hozta létre.



4.4. ábra. A teljes spektrométer fényképe összeszerelt állapotában. A spektrométer alumínium burkolata ezen az ábrán még nem teljes, ami ugyanakkor szemléletesebbé teszi a belső elrendezést; az ábra bal oldalán a kiolvasó elektronika egységei láthatók.

A CFD egységek logikai jeleit 270 ns késleltetés után VME 32 csatornás TDC egységek digitalizálták, míg a szcintillátorok analóg energia jeleit 150 ns késleltetés után VME 32 csatornás QDC egységek digitalizálták.

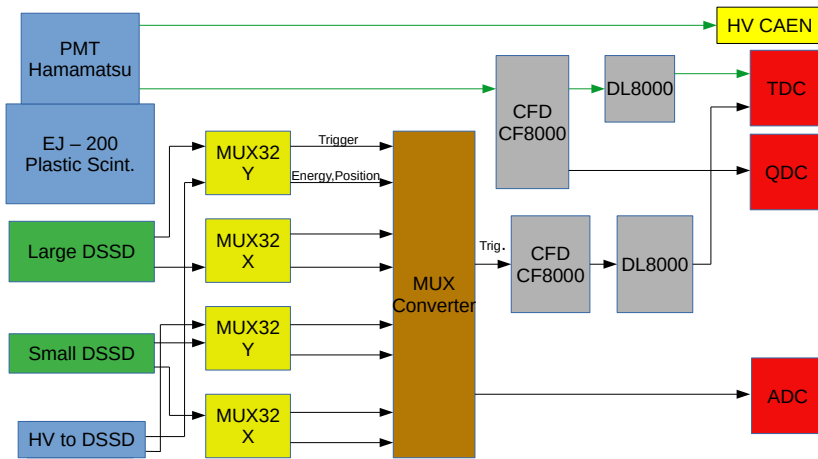
Mindegyik DSSD detektor két 32 csatornás analóg feldolgozó egységgel (angolul 32-channel multiplexer, röviden MUX-32) van felszerelve, amelyeket a mesytec GmbH gyártott. A MUX-32 egy 32 csatornás előerősítő, kiváló jelformáló, diszkriminátor és multiplexer, ami jó energia- és időfelbontással rendelkezik. Egyszerre akár két csatorna is kiválasztható, amelyek amplitúdója és pozíciója egy közös buszra csatlakozik. A MUX-32 egységek amplitúdó- és pozíciójeleit közös buszra továbbítják, amelyhez akár nyolc modul is csatlakozhat. Egy DSSD detektor teljes energia- és pozícióinformációjának digitalizálásához nyolc ADC csatornát használunk. A 4.5. ábra a spektrométer egyik teleszkópjának CAD-ábráját mutatja, a teleszkópról készült fénykép a 4.6. ábrán látható, míg a 4.7. ábra a kiolvasóelektronika egyszerűsített blokkdiagramját szemlélteti.



4.5. ábra. Az egyik teleszkóp sematikus CAD-ábrája. A részecskék pályájának rekonstrukcióját két, egymás mögött elhelyezett DSSD detektor biztosítja, míg energiájuk mérését a mögöttük található EJ-200 plastikszcintillátor végzi. Az ábrán továbbá a DSSD detektorokhoz tartozó multiplexer egységek, valamint a plastik detektorhoz csatlakoztatott PMT-cső is látható.



4.6. ábra. Az egyik teleszkóp fényképe a főbb szerkezeti elemek feltüntetésével. A képen látható a kis DSSD detektor, a hozzá tartozó vezetékek alumínium árnyékolása, mögötte a plastik detektor, valamint oldalt a MUX-32 kiolvasóegységek.



4.7. ábra. A spektrométer egyik teleszkópjához tartozó detektor- és elektronikai lánc áttekintő blokkdiagramja, amely bemutatja az egyes alrendszerek közötti kapcsolódásokat.

4.1.1. A plasztik szcintillációs detektorok

A plasztik szcintillátor detektorok széles körben használt eszközök a részecske- és magfizikai kísérletekben, különösen gyors töltött részecskék detektálására. Népszerűségük fő oka a gyors válaszidő és a jó időbeli felbontás, amely nagy érzékenységet biztosít könnyű, közepes kinetikus energiájú töltött részecskék detektálása során. Működésük a szcintilláció jelenségén alapul: amikor egy töltött részecske áthalad a szcintillátor anyagán, energiájának egy részét átadja a közegnek, és gerjesztett állapotú molekulákat hoz létre. Ezek a molekulák visszatérve alapállapotba, fényimpulzusokat bocsátanak ki, jellemzően a látható fény vagy a közeli ultraibolya tartományban.

A szcintillátorban keletkező fény intenzitása és időbeli lefolyása az áthaladó részecske energiájától, valamint a szcintillátor anyagától függ. A szcintillátor a belépő részecske kinetikus energiájának körülbelül 1–10%-át alakítja át fényimpulzussá. Az így keletkezett fényt egy csatolt fényérzékelő, legtöbbször egy fotoelektron-sokszorozó (PMT-cső) detektálja, amely az optikai jelet elektromos impulzussá alakítja. A fotoelektron-sokszorozóban a fotonok fotoelektronokat keltenek, amelyek több fokozaton keresztül erősödnek, végül egy mérhető nagyságú elektromos jelet hoznak létre. Ez a jel arányos a szcintillátorban elnyelt energia mennyiségével, és lehetővé teszi nemcsak az energia-, hanem az időinformáció kinyerését is, amely kulcsfontosságú az időalapú méréseknél, például időkalibrációknál vagy koincidenca vizsgálatoknál.

A kísérlet során használt szcintillátor az EJ-200 típusú plasztik, amelyet az Eljen Technology gyárt. A mérőrendszer fő elemei (EJ-200 szcintillátor és a kiolvasást végző fotoelektron-sokszorozó) a 4.8. ábrán láthatók. Ez a szcintillátor egy polisztirol (C_9H_{10}) alapú, nagy tisztaságú anyag, amely kiváló fénykibocsátási tulajdonságokkal rendelkezik. A hatékony szcintilláció érdekében az alapanyagot kétféle szerves fluoreszcens adalékkal dúsítják: az elsődleges adalék az ionizáló sugárzás energiáját ultraibolya (UV) fénné alakítja, míg a másodlagos adalék ezt az UV-fényt a látható – elsősorban kék – tartományba tolja. Ez a hullámhossz-eltolás elősegíti a hatékony fénydetektálást, mivel a legtöbb fotoelektron-sokszorozó ebben a tartományban mutatja a legnagyobb érzékenységet.

A keletkező fény hatékony összegyűjtéséhez és továbbításához a szcintillátor és a PMT közé optikai csatolóanyagot alkalmaznak. A leggyakrabban használt anyag ebben az esetben egy akril alapú optikai ragasztó vagy közvetítő réteg, amely jól illeszkedik a szcintillátor törésmutatójához ($n \approx 1,49$). Az optikai csatolóanyag célja, hogy csökkentse a fénytörésből és visszaverődésből eredő veszteségeket, és biztosítsa a stabil mechanikai kapcsolatot a fényérzékelővel.

Az EJ-200 anyagi tulajdonságai lehetővé teszik a detektor vákuumban történő alkalmazását is anélkül, hogy ez bármiféle működési problémát okozna. Az anyag emellett mechanikailag stabil és hőállósági jellemzői is kedvezőek: lineáris hőtágulási együtthatója 67°C -ig kisebb, mint $7,8 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$, amely megfelelő stabilitást biztosít a különböző laboratóriumi környezetekben. A detektor tulajdonságait a 4.1. táblázat foglalja össze.

A plasztik szcintillátorok további előnye, hogy viszonylag olcsók, könnyen formázhatók és különböző méretű vagy alakú aktív térfogatok kialakítása is egyszerűen megvalósítható. Ez különösen előnyös olyan kísérleti elrendezések esetében, ahol nagy geometriai lefedettség vagy speciális forma szükséges a részecske-érzékenység optimalizálása érdekében.

Az EJ-200 plasztik szcintillátor fényimpulzusának lecsengési ideje $2,1\text{ ns}$, de ez önmagában nem határozza meg teljesen a detektor időfelbontását. A detektorok időfelbontását számos más tényező is befolyásolja, beleértve a PMT-csövek válaszidejét, a CFD diszkriminátorok zaját, a TDC egységek időbeli felbontását, valamint az elektronikai késleltetéseket. A CFD-k alkalmazása minimalizálja az amplitúdófüggő time walk-t, míg a TDC egységek digitális feldolgozása pontos időmérést tesz lehetővé. Az EJ-200 plasztik szcintillátor, illetve a PMT-cső kombinációja jellemzően $200\text{--}500\text{ ps}$ időfelbontást biztosít, de optimális körülmények között, megfelelő elektronikai konfigurációval akár $100\text{--}200\text{ ps}$ időfelbontás is elérhető.

4.1. táblázat. Az EJ-200 típusú szcintillátor legfontosabb fizikai paramétereit.

Sűrűsége, (g/cm ³)	1,023
Anyaga	Polyvinyltoluene
Fénykibocsátás, (% Antracén)	64
Szcintillációs hatásfok, foton/1 MeV e^-	10,000
Hullámhossz spektrum maximuma, (nm)	425
Bomlási idő, (ns)	2,1
H atom/cm ³ , (10 ²²)	5,17
C atom/cm ³ , (10 ²²)	4,69
e^- /cm ³ , (10 ²²)	3,33
Refrakciós index	1,58



4.8. ábra. Az EJ-200 típusú szcintillátor detektor és a mellette elhelyezett fotoelektron-sokszorozó.

4.1.2. A DSSD detektorok felépítése

A DSSD detektorok kiváló idő- és térbeli felbontásuk miatt gyakran alkalmazott eszközök a kísérleti mag- és részecskefizikában. A DSSD technológia a hagyományos félvezető detektorok működési elveire épül. A DSSD-k energiafelbontása szobahőmérsékleten 50 keV, lehűtve néhány keV, ami alkalmassá teszi őket alacsony energiájú töltött részecskék detektálására is. A használt detektorok kétoldali szegmentáltsággal rendelkeznek, amely lehetővé teszi az áthaladó töltött részecskék pontos helymeghatározását mind az x -, mind az y -irányban. Ezek a detektorok ultra tiszta szilícium hordozóból készülnek, amelyeken mindkét oldalon ortogonálisan elrendezett vezetősávok találhatók. Ez a kialakítás lehetővé teszi a beérkező részecskék kétdimenziós pozíciójának meghatározását.

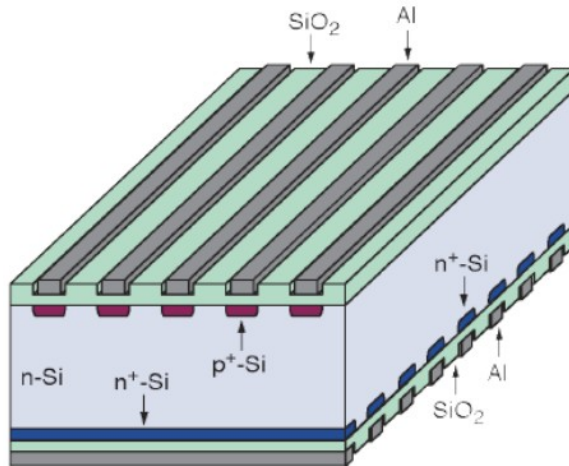
A szilícium-félvezető rétegben az áthaladó töltött részecskék elektron-lyuk párokat hoznak létre, amelyek száma arányos a leadott energiával. A pozícióérzékeny detektorkonstrukció különösen alkalmassá teszi ezeket az eszközöket nyomkövetési célokra és magreakciók tanulmányozására, ahol a térbeli és energia-információk egyidejű rögzítése elengedhetetlen.

Az alap egy nagy tisztaságú, n -típusú szilícium hordozóból indul ki, amely a detektor fő érzékelő térfogatát képezi. Ezen szilíciumlapka mindkét oldalán speciális elektróda-struktúrákat alakítanak ki, amelyek egymásra merőlegesen helyezkednek el, lehetővé téve a becsapódó részecskék kétdimenziós helyzetének meghatározását.

A detektor elülső oldalán (a szakirodalomban gyakran junction side-ként hivatkozott oldalon) jellemzően p -típusú szilícium csíkokat alakítanak ki, amelyek implantációval vagy diffúzióval készülnek az n -típusú szubsztrát felületén. Az n -típusú oldal - amelyet gyakran angolul ohmic side-nak vagy resistive side-nak neveznek - szolgál a pozitív előfeszítő feszültség csatlakoztatására. Ezek a p -, illetve n -típusú csíkok vékony, párhuzamos elektródák. A p -típusú csíkok mellett általában vékony SiO_2 szigetelő réteg található. Az egyes p -típusú csíkokhoz vezető felületek csatlakoznak, amelyek alumíniumból vagy más fémrétegből készülnek, biztosítva a jó elektromos kapcsolatot a kiolvasó elektronikához. A detektor hátoldalán az n -típusú térfogatban n -típusú implantációval vagy diffúzióval kialakított csíkok az elülső oldali p -típusú csíkokra merőlegesen helyezkednek el. Ezek felett szintén SiO_2 szigetelő réteg és fém (általában alumínium) kontaktusok találhatók, amelyek a jelet továbbítják a hátoldali kiolvasó elektronikához.

A szubsztrátum vastagsága jellemzően néhány száz mikrométer, amely meghatározza a detektor érzékenységet a különböző energiatartományokban. A p -típusú csíkok az elülső oldalon p - n átmeneteket képeznek az n -típusú szubsztrátummal, amelyek az alkalmazott fordított előfeszítés hatására kiürített réteget hoznak létre. Ezek a p -típusú csíkok gyűjtik össze a

töltött részecske által generált lyukakat, amelyeket a kiolvasó elektronika felé továbbítanak. Az n-típusú csíkok a detektor hátoldalán jó elektromos kapcsolatot biztosítanak az n-típusú szilícium hordozóval, és ezek gyűjtik össze az áthaladó részecske által létrehozott elektronokat. A DSSD detektor sematikus ábrája a 4.9. ábrán látható.



4.9. ábra. A DSSD detektor sematikus felépítése [35][36].

4.2. A tandetron gyorsító

A kísérlet a debreceni Atommagkutató Intézet tandetron típusú gyorsító laborjában zajlott le, amely egy 2 MeV-es középáramú tandetron gyorsító. A gyorsító protonok esetén 250 keV-től 4 MeV-ig, héliumionoknál 250 keV-től 6 MeV-ig, míg más elemek (pl. bór, szén, oxigén, réz) esetén akár 10 MeV-ig képes a részecskék gyorsítására. Az áramerősség az ion típusától függően 10-200 μA között változik, miközben a nyaláb fényessége 8-16 $\text{Amp} \cdot \text{rad}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ értéket ér el, amely a nyaláb fókuszálhatóságát jellemző mennyiség. A terminálfeszültség ± 30 V-os stabilitást mutat 4 órás időtartam alatt, a feszültség-ingadozás (ripple) pedig csupán 25 V RMS marad [37]. A gyorsító hosszúidejű stabilitása lehetővé teszi olyan precíziós kísérletek elvégzését, amelyek más, régebbi gyorsítók esetén technikailag kivitelezhetetlenek voltak. A 4.10. ábra egy tandetron típusú elektrosztatikus tandem gyorsítót mutat be.

A töltött részecskék a gyorsítóban két lépcsőben nyerik el végső energiájukat. A gyorsító fő részei:

- **Ionforrás:** Az első lépésben az ionforrás semleges atomokból negatív ionokat állít elő elektront kapcsolva hozzájuk. Például a hidrogénatomhoz egy elektront csatolva negatív hidrogéniont (H^-) iont hoz létre.
- **Negatív ionok gyorsítása:** A negatív töltésű ionok a gyorsító csövön keresztül a pozitív nagyfeszültségű elektróda irányába gyorsulnak.
- **Töltéscsere a középelektrodánál:** A gyorsító közepén található sztripperfólia vagy sztrippergáz (esetünkben argon) segít abban, hogy a negatív ionok elektronokat veszítsenek, és pozitív ionokká alakuljanak.
- **Második gyorsítás:** A pozitív ionokat a gyorsító hátralévő szakasza tovább gyorsítja, mivel a középelektrodához képest taszító erő hat rájuk.

A nagyfeszültséget egy nagyfrekvenciás generátor jelének kaszkád generátorhoz hasonló feszültségsokszorozó egyenirányításával állítják elő.



4.10. ábra. Tandetron típusú elektrosztatikus tandem gyorsító.

4.3. A céltárgy

A kísérlet során egy $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú lítium-fluorid (LiF) céltárgyat alkalmaztunk, amelyet $0,01 \text{ mm}$ vastagságú alumínium fóliára párologtatunk. A céltárgyat vákuumban, körülbelül 10 cm távolságból tantál csónakból vákuumpárologtatással vittük fel. A tantál magas, 3020°C -os olvadáspontja lehetővé tette a szükséges hevítést anélkül, hogy a csónak szerkezeti épségét veszélyeztette volna. A LiF olvadáspontja 845°C , és mivel ebben a hőmérséklet-tartományban a gőz nyomása már kellően nagy, néhány perc alatt hatékony párologtatás lehetséges. A céltárgy elkészítése a kísérlet szempontjából nem jelentett technikai kihívást, továbbá az előállított céltárgy a mérés során alkalmazott nagy nyalábáram mellett is stabilnak bizonyult.

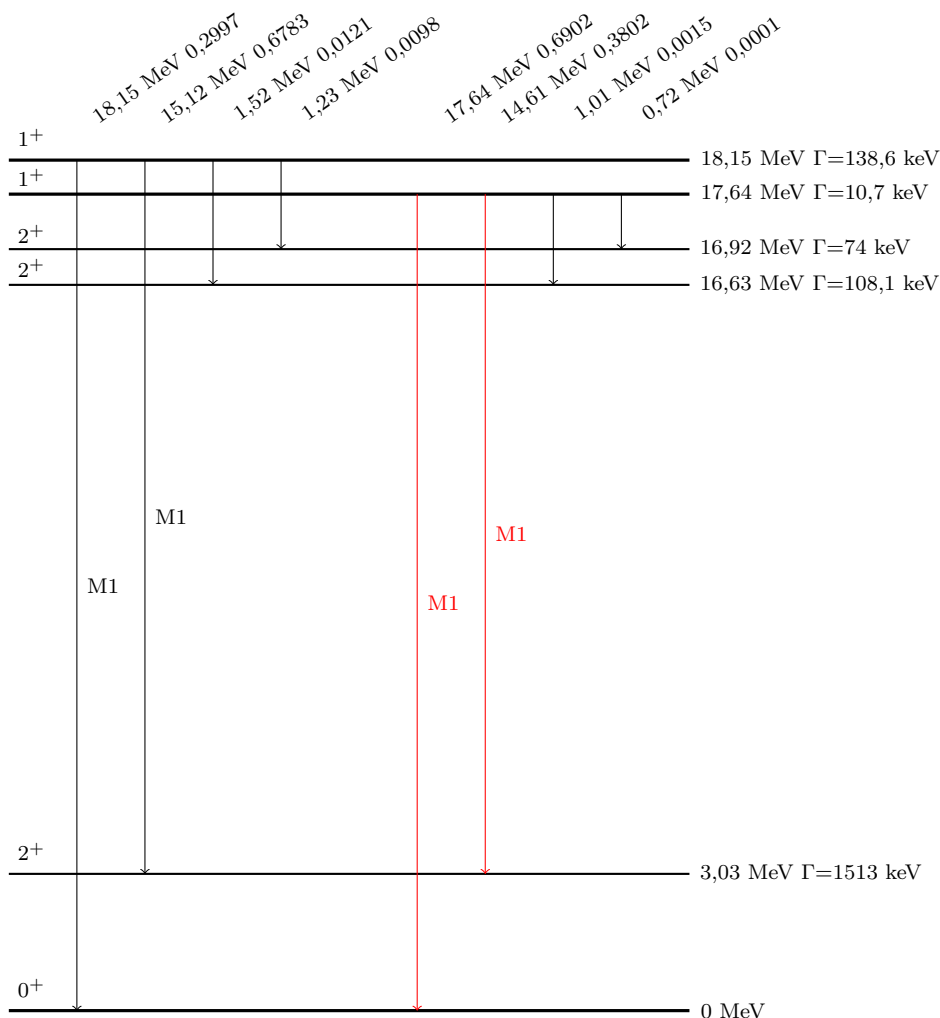
Az alumínium fólia vastagságát úgy választottuk meg, hogy minimalizálja az általa okozott külső párkeltésből származó e^+e^- párok számát, miközben a mérés során keletkező hőt hatékonyan elvezeti. A céltárgyat vákuumkamrába helyeztük, amely egy 5 cm átmérőjű, 1 mm falvastagságú szénszálas csőből készült. A céltárgyfóliát eredetileg két, egyenként 3 mm átmérőjű plexi rúd tartotta a kamrát lezáró Faradaytól a megfelelő távolságban. A nem megfelelő hővezetés miatt ezeket a rudakat alumíniumból készült, azonos méretű tartókra cseréltük. Az alumínium jóval nagyobb hővezető képessége lehetővé teszi a fóliában keletkező hő hatékonyabb elszállítását, ezáltal csökkentve a túlmelegedés kockázatát a mérés során.

A tesztmérés során a $17,64 \text{ MeV}$ -es átmenet gerjesztéséhez 441 keV gyorsítóenergia szükséges, míg a vizsgált, korábban anomáliát mutató $18,15 \text{ MeV}$ -es átmenethez 1030 keV szükséges. Mivel a céltárgyban a protonok energiát vesztenek, ennek megfelelően a gyorsító energiáját a két vizsgált esetben $E_p = 450 \text{ keV}$ -re, illetve $E_p = 1100 \text{ keV}$ -re módosítottuk.

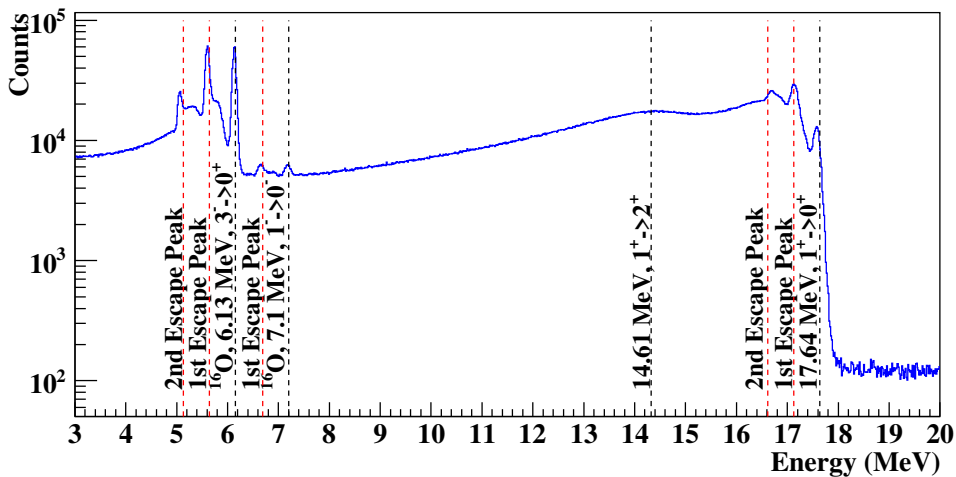
4.4. A vizsgált magreakció

A mérés során egy LaBr_3 detektort is használtunk a vákuumcsövön kívül, a forrástól 25 cm -re a céltárggyal szemben elhelyezve. A detektorral a mérés során keletkezett γ -sugárzást mértük monitorozás céljából. A tesztmérés során vizsgált ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakcióban a gerjesztett $17,64 \text{ MeV}$ -es állapot az alapállapotra bomlik ($1^+ \rightarrow 0^+$), amely $\Gamma = 10,7 \text{ keV}$ széles, illetve a $3,03 \text{ MeV}$ -es ($1^+ \rightarrow 2^+$) és $\Gamma = 1513 \text{ keV}$ széles első gerjesztett állapotra bomlik. A ${}^8\text{Be}$ megfelelő gerjesztett állapotait és elektromágneses átmeneteit a 4.11. ábrán feltüntettem [39].

A 4.12. ábrán a LaBr₃ detektorral mért γ -spektrum látható. A spektrumban láthatóak a 17,64 MeV-es átmenethez tartozó teljesenergiás csúcs, illetve az első és második kiszökési csúcsa is. Hasonlóan látható a $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ reakciójából származó 6,13 MeV-es ($3^- \rightarrow 0^+$) átmenet teljes energiás csúcsa, illetve annak első valamint második kiszökési csúcsa. Mivel 14,61 MeV-es átmenet sokkal szélesebb ($\Gamma = 1513 \text{ keV}$) a 17,64 MeV-es átmenethez képest, ezért szinte beleolvad a spektrum háttérébe.



4.11. ábra. A 17,64 MeV-es és 18,15 MeV-es ^8Be gerjesztett állapotok részleges bomlási sémája, a $^7\text{Li}(p,\gamma)^8\text{Be}$ reakcióban, 441 keV és 1030 keV protonenergiákon.



4.12. ábra. A ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció 441 keV-es rezonanciáján LaBr_3 detektorral mért γ -sugárzás spektruma.

4.5. Az adatfeldolgozás lépései

Ebben a fejezetben bemutatom az adatfeldolgozás főbb lépéseit, valamint az eseményválogatás során alkalmazott módszereket. Az ismertetett eljárások célja, hogy a nyers adatokból kiválasszam azokat az eseményeket, amelyek a vizsgált fizikai folyamatokra jellemzőek, miközben kiszűröm a háttérből származó vagy irreleváns eseményeket. Az adatfeldolgozás során végrehajtott lépések szorosan épülnek egymásra, ezért a feldolgozási láncot logikailag tagoltan, három fázisban mutatom be.

I. Kalibrálás és preszelekció A mérés során keletkezett nyers adatokat `.hbook` kiterjesztésű fájlokban tároltuk, félórás időintervallumokra bontva. Ezeket a fájlokat `.root` formátumra konvertáltam, majd összefűztem egyetlen nagy állományba. A kettős koincidencia hisztogramok segítségével végeztem el a spektrométer energiakalibrációját. Az így létrejött ROOT fájl feldolgozása során a fizikai információt nem tartalmazó `underflow` és `overflow` változókat elhagytam, továbbá a teleszkóponként kettős koincidencia eseményeket tartalmazó eseményekre sem volt a továbbiakban szükségem.

II. Szelekciós vágások alkalmazása A 3. Szelekciós csoportot alkalmaztam, amely a korábban 4.8. alfejezetben már definiáltam.

III. Az akceptancia meghatározása és szöghkorrelációs spektrum normalizálás Az előző 4.9.2. alfejezetben definiált extra kiválasztási feltételt is alkalmaztam, majd az így szűrt adatok alapján meghatároztam a szöghkorrelációt. Ezt megelőzően az 4.4. táblázatban megadott korrekciós tényezőkkel módosítottam az egyes teleszkópok pozícióját a laboratórium vonatkoztatási rendszer origójához viszonyítva.

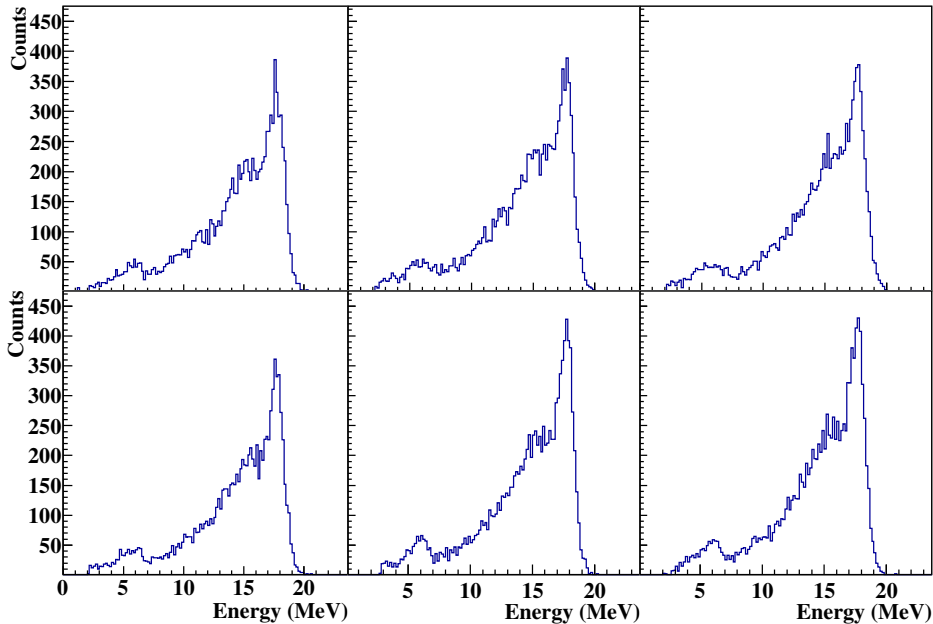
Ezt követően a 4.10. alfejezetben bemutatott módszerrel meghatároztam a kísérleti adatokból a spektrométer akceptanciafüggvényét, amellyel végül normáltam a szelektált, korrelált e^+e^- párok szöghkorrelációs spektrumát. Ennek eredményeit a 6. fejezetben ismertetem.

4.6. A plasztik detektorok válaszfüggvényei és kalibrációi

Ebben az alfejezetben a plasztik detektorok energia- és időkalibrációját, valamint a detektorrendszer időfelbontásának vizsgálatát mutatom be.

4.6.1. Energiakalibráció

Mivel a plasztik szcintillátor által detektált e^+e^- párok energiaspektruma folytonos, az események szelektálásához több, egymást kiegészítő kapuzást alkalmaztam. Elsőként a plasztik detektorok energiaspektrumaira egy-egy alsó vágási küszöböt állítottam be, amelyeket a spektrumban megjelenő nulla energiájú eseményekhez tartozó csúcs pozíciójához igazítottam. Ez a jel akkor keletkezik, amikor a trigger jelet egy másik detektor adja. Ezzel kizártam az elektronikai zajból és a más szcintillátorok megszólalásakor keletkező jeleket, biztosítva, hogy a továbbiakban csak az adott detektor valódi részcseke által kiváltott detektálási eseményei kerüljenek feldolgozásra.



4.13. ábra. A plasztik detektorok kalibrált energiaspektrumain az egy teleszkópban detektált e^+e^- párok energiaösszege látható, ahol a jól elkülönülő csúcsok a 6,05 MeV-es és a 17,64 MeV-es atommag-átmenetek jellegzetes csúcsai.

A belső párkeltés során az elektronok és pozitronok nagy része kis szögben lép ki az atommagból, és nagy valószínűséggel ugyanabban a teleszkópban detektálódik. Ezeket az eseményeket a kettős multiplicitású DSSD-események kiválogatásával határoztam meg, és az így képzett spektrumok kizárólag a kettős multiplicitású eseményeket tartalmazzák. Ugyanezt a módszert alkalmaztam a nagy DSSD detektorokra is. Továbbá mind a kis, mind a nagy DSSD detektorok pozíciójel-spektrumaira is kapukat helyeztem el a releváns tartományokban, amelyek szintén a kettős multiplicitású eseményeket reprezentálják. Ezen kombinált vágások segítségével biztosítottam, hogy az e^+e^- párok mindkét komponensét ugyanazon plasztik detektor és a hozzá tartozó DSSD rendszer detektálja, ezzel elősegítve az energiák összeadását, és a kívánt csúcspozíciók kialakulását a spektrumban.

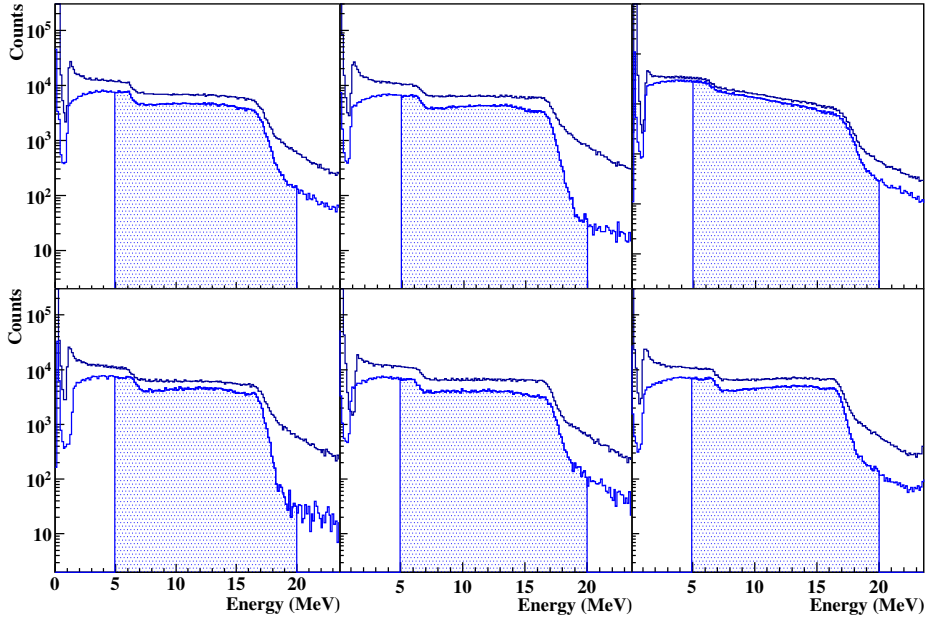
A kapuzások eredményeként az egyes plasztik szcintillátorokban detektált e^+e^- párok energiája összeadódik, így a 6,05 MeV és 17,64 MeV átmenetekhez tartozó csúcsok jól elkülöníthető módon megjelennek a kalibrációs spektrumokban. A csúcshelyek pontos meghatározása érdekében többféle binméretet alkalmaztam, és minden esetben élsimítást végeztem a spektrumokon. A kapott spektrumok a 4.13. ábrán láthatók. A meghatározott csúcshelyek és a hozzájuk tartozó ismert energiák alapján lineáris illesztést hajtottam végre az egyes detektorokra külön-külön, a következő összefüggés alapján:

$$E_i = (\text{csatorna} \cdot p_{1i}) + p_{0i}, \quad (4.1)$$

ahol a p_{1i} az i . plasztik detektor kalibrációs meredeksége, illetve a p_{0i} annak kalibrációs eltolása.

A kalibrációs pontok kiválasztásakor arra törekedtem, hogy a detektorokban egyértelműen azonosítható és jól elkülönülő csúcsokat használjak referenciaértékként. A lineáris illesztés a vizsgált energiatartományban megfelelő közelítésnek bizonyult, ezért a csatornaszám és az energia közötti kapcsolatot ezzel az egyszerű modellel írtam le. Az így kapott kalibrációs egyenesek segítségével az egyes plasztik detektorok spektrumai egységes energia-skálára hozhatók, ami megkönnyíti a teleszkópok közötti összehasonlítást és a későbbi szelekciós lépéseket. Az így kapott illesztési paraméterek segítségével transzformáltam a plasztik detektorok eredeti spektrumait a kalibrált energiatartományba. A végeredményként kapott energiaspektrumokat a 4.14. ábrán tüntettem fel fekete színnel. Ugyanezen ábrákon kék színnel jelöltem azokat a hisztogramokat, amelyeket a plasztik és a nagy DSSD detektorok közötti időkülönbség-spektrumok alapján végzett szelekció eredményeként kaptam a γ -fotonok által keltett jelek kiszűrése érdekében. Az egyes teleszkópok nagy DSSD detektorai, illetve a plasztik detek-

torai közötti időkülönbség-spektrumok az A függelék A.2 ábráján láthatók. Kék színnel jelöltem azokat az időkülönbség-tartományokat, amelyeket a γ -fotonok által keltett jelek kiszűrése érdekében alkalmaztam.



4.14. ábra. A plaztik detektorok kalibrációt követően mért energiaspektrumai (fekete színnel). A kék színnel jelölt spektrum a DSSD és plaztik detektorok jeleinek időbeli különbségére alkalmazott kapuzás eredménye, amely elsődlegesen az elektronokat tartalmazza, miközben hatékonyan kiszűri a γ -fotonok által okozott jeleket. A színezett energiatartomány az eseményválogatás során alkalmazott kiválasztási intervallumot jelöli.

4.6.2. A plaztik detektorok energiafelbontása és a spektrométer időfelbontása

A plaztik detektorok kalibrációját követően a 4.13. ábra alapján meghatároztam a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció 17,64 MeV-es M1 átmenetére a detektorok energiafelbontását, melyeket a 4.2. táblázat tartalmazza. Ezeket az értékeket a későbbi szimulációkban is felhasználtam, hogy a detektorrendszer válaszát minél pontosabban modellezhessem.

Ezt követően meghatároztam a spektrométer plaztik detektorpárjainak időkülönbségeit, melyek alapján jellemezhető az egész rendszer időfelbontás. Az eredményeket a 4.3. táblázatban tüntettem fel, és amelyeket az A melléklet A.1. ábrája szemlélteti. Ezeket az időkülönbségeket felhasználtam

az egyes teleszkóp-párokhoz tartozó időkapuk meghatározására, melyekkel a kettős multiplicitású eseményeket válogattam ki a további elemzéshez.

Az itt bemutatott energia- és időfelbontási paraméterek nemcsak a detektorok teljesítményét jellemzik, hanem alapvető szerepet játszanak a későbbi eseményszelekció és háttérscsökkentés során is. A meghatározott időkapuk segítségével kiszűrhetők a véletlen koincidenenciák. Az időkülönbségtartományokat a 4.8 szakaszban ismertetett e^+e^- párok szelekciójához használtam; a választott tartományokkal a véletlen koincidenenciák háttérét csökkentettem.

4.2. táblázat. A plastik detektorok energiafelbontási paraméterei (FWHM, szórás).

Detektor	FWHM (MeV)	σ (MeV)	Relatív energiafelbontás(%)
detektor ₁	1,2050	0,5117	6,8313
detektor ₂	1,2074	0,5127	6,8455
detektor ₃	1,2428	0,5277	7,0462
detektor ₄	1,1048	0,4691	6,2638
detektor ₅	1,0773	0,4574	6,2780
detektor ₆	1,2059	0,5120	6,8369

4.3. táblázat. A plastik detektorpárok időkülönbségeinek szórásai (σ), FWHM értékei.

ΔT_{ij}	σ (ns)	FWHM(ns)
ΔT_{12}	0,30745	0,72405
ΔT_{13}	0,31816	0,74926
ΔT_{14}	0,42176	0,99324
ΔT_{15}	0,29299	0,68999
ΔT_{16}	0,33226	0,78247
ΔT_{23}	0,34037	0,80158
ΔT_{24}	0,30377	0,71539
ΔT_{25}	0,37250	0,87723
ΔT_{26}	0,30443	0,71700
ΔT_{34}	0,30906	0,72783
ΔT_{35}	0,34307	0,80794
ΔT_{36}	0,31054	0,73133
ΔT_{45}	0,29514	0,69506
ΔT_{46}	0,30581	0,72018
ΔT_{56}	0,29824	0,70236

4.7. A DSSD detektorok válaszfüggvényei és kalibrációi

A kísérleti adatok helyes értelmezéséhez elengedhetetlen a pozíciódetektorok pontos kalibrációja, amely több lépésben valósult meg. A munkát a pozíciódetektorok időkalibrációjával kezdtem, majd meghatároztam a detektorok csíkjainak pontos helyzetét a saját koordináta-rendszerükben. Ezt követően a detektorok térbeli elhelyezkedését egy közös globális koordináta-rendszerben rekonstruáltam. Ezeket követte a detektorok energiaspektrumainak kalibrációja.

4.7.1. Időspektrumok és kalibrációik

Az adatgyűjtő programban az időspektrumok kalibrációját úgy állítottuk be, hogy a 4096 csatorna 500 ns időintervallumnak felelt meg, ami csatornánként 0,125 ns időfelbontást jelent. A kalibrációt követően az eseményeket úgy választottam ki, hogy a kiválasztott csúcs benne legyen a valós koincidenca intervallumban. A plasztik detektorok és a nagy DSSD detektorok, valamint a plasztik detektorok és a kis DSSD detektorok jelei közötti időkülönbségek spektrumai a A.2. és a A.3. ábrákon láthatók (lásd az A. függelék). A spektrumokon a vágási tartományokat kék színnel jelöltem, amelyeket később a korrelált e^+e^- párok szelekciójához használtam fel.

4.7.2. Pozíció meghatározás, szögmérés és hitelesítés

Minden DSSD detektor x és y irányban külön-külön olvassa ki az áthaladó töltött részecskék által keltett töltéshordozókat. Ennek megfelelően minden detektorhoz két darab, egyenként 32 csatornás MUX32 előerősítő egység csatlakozik, amelyek egy közös BUS-ra továbbítják az amplitúdó- és pozíciójeleket. Egy-egy koordináta irányból így két amplitúdó-, két pozíció- és egy triggerjel érkezik a kiolvasó rendszerbe. A második energia- és pozíciójel megjelenése két, egyidejűleg detektált részecske jelenlétére utal, amelyet a plasztik detektorok energia-kalibrációjának meghatározására használtam fel. A teleszkópos elrendezés esetén minden olyan eseményt rögzítettünk, amely megfelelt a kettős-koincidenca-feltételnek. Ezt a feltételt egyrészt a plasztik detektorok időbeli kalibrációjához, másrészt a különböző teleszkóppárok közötti egyes, kettes vagy hármas koincidencafeltételek teljesítésének ellenőrzésére is felhasználtuk. Az így szelektált eseményeket külön spektrumokba gyűjtöttük, így minden DSSD detektorhoz összesen négy darab pozíciós spektrum (x és y irány, elő- és hátoldal) tartozik.

A nagy DSSD detektorok csíkjainak pozíció-kalibrációja során a kísérleti eseményekből származó jelek csatornatartományaiban vágási feltételeket

alkalmaztam a kerítés-spektrumok elején és végén $x_{D1,h1}$ és $x_{D1,h2}$, ahol a D1 index a nagy DSSD pozíciódetektorra utal, míg a h1 és h2 indexek a vágási tartomány alsó és felső határát jelölik. A kerítésspektrum (angolban gyakran "strip spectrum") a DSSD detektorban a különböző pozíciósávok (strip-ek) által detektált események eloszlását mutatja. Tehát a kerítés-spektrum megmutatja, hogy az egyes pozíciósávok milyen intenzitással voltak aktívak. Az alsó ($x_{D1,h1}$) és felső ($x_{D1,h2}$) határértékeket úgy határoztam meg, hogy jól elkülönüljenek a háttérzajtól (mely jellemzően az elektronikai rendszerből eredő alacsony intenzitású jeleket jelenti). Ezeket az értékeket szemrevételezéssel választottam ki a kerítés-spektrum alapján. A valódi pozíciócsatornák ehhez képest erősen kirajzolódó csúcsokat adtak, így az elkülönítés egyértelmű volt. Az így meghatározott csatornatartományhoz 50 mm hosszúságú referencia-intervallumot rendeltem, amely a detektor mérete az x és y irányban. A koordináta-transzformációt ennek megfelelően végeztem el egyszerű lineáris transzformációval. A spektrális pozíciókat tehát a következő egyenletek szerint alakítottam át fizikai koordinátákká:

x-irány:

$$\begin{aligned}\Delta x_{D1} &= x_{D1,h1} - x_{D1,h2} \\ Cx_{D1} &= \frac{50}{\Delta x_{D1}} \\ X_{D1} &= \left(x_{D1} - \left(x_{D1,h1} + \frac{\Delta x_{D1}}{2} \right) \right) \cdot Cx_{D1}\end{aligned}\tag{4.2}$$

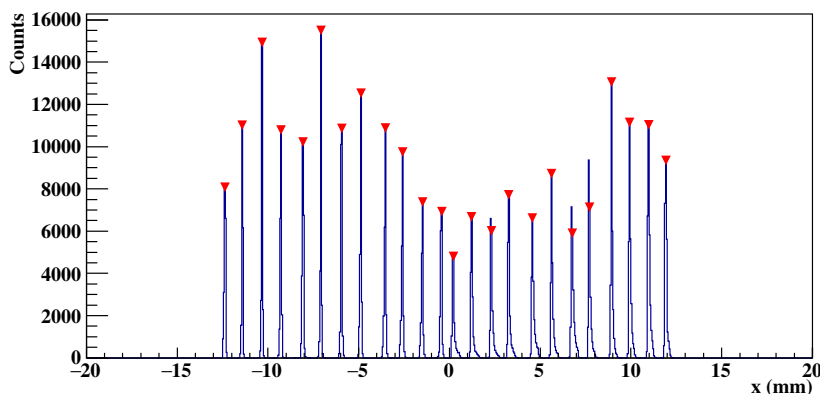
y-irány:

$$\begin{aligned}\Delta y_{D1} &= y_{D1,h1} - y_{D1,h2} \\ Cy_{D1} &= \frac{50}{\Delta y_{D1}} \\ Y_{D1} &= \left(y_{D1} - \left(y_{D1,h1} + \frac{\Delta y_{D1}}{2} \right) \right) \cdot Cy_{D1}\end{aligned}\tag{4.3}$$

A transzformáció eredményeként a korrigált pozícióértékek már egy -25 mm és $+25$ mm közötti tartományba esnek, így fizikailag értelmezhető helykoordinátákat kaptam az egyes eseményekhez.

A továbbiakban a kalibráció során két fő problémával kellett szembenéznem. A MUX32 egység pozíciókimenetelének nem elhanyagolható zaja, valamint differenciális és integrális nem-linearitás következtében a kerítésjelek nem minden esetben azonos amplitúdóval jelennek meg, és az egyes csíkok spektrális kiszélesedése sem egységes. Ez a kombinált hatás azt eredményezi, hogy a teljes kerítés-spektrum alakja esetleges és zajos lesz. A probléma nem csupán esztétikai jellegű: a forrásból kiinduló részecskeeloszlás elvileg egyenletes, így a detektor csíkjaiban megjelenő jelek intenzitásának is arányban kellene állnia az adott térszögbeli valós eloszlással. A DSSD detektorok zaj is torzítja ezt a képet, és ha a zajküszöb nem megfelelően kerül meghatározásra, akkor a spektrumban hamis események is megjelenhetnek.

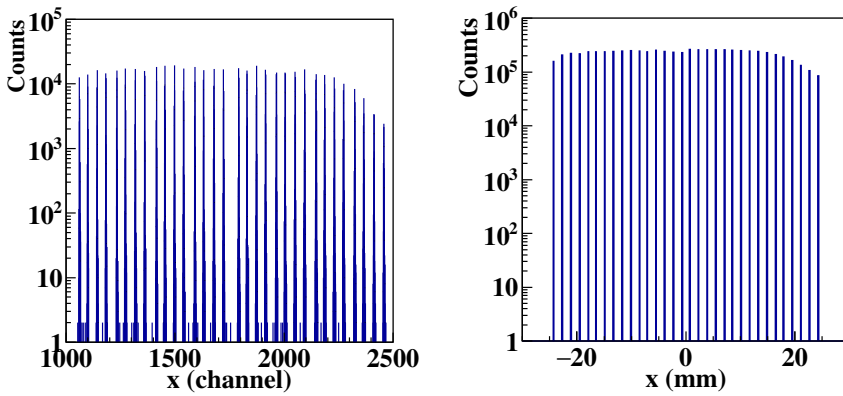
A másik fő probléma a kis DSSD detektorokat érintette: technikai okokból a pozíciódetektorok kiolvasási csatornakiosztása nem követte a valós geometriai sorrendet, ezért a jeleket először a helyes sorrendbe kellett rendezni.



4.15. ábra. Az egyik kis DSSD detektor x irányú pozícióeloszlásának kerítésspektruma a csúskereső algoritmus alkalmazását követően.

A fenti problémák megoldására, illetve a kerítés-spektrum csúcspontjainak pontos meghatározására saját ROOT-alapú csúskereső algoritmust fejlesztettem ki (PeakFinder.C), amely a spektrum lokális maximumait automatikusan azonosítja. Az így meghatározott csúcsokat egy $6 \times 32 \times 2$ -es (nagy DSSD-k), illetve egy $6 \times 24 \times 2$ -es (kis DSSD-k) tömbben tárolom. Ezeket az adatokat a CalibLiF450.C nevű ROOT-alapú kalibrációs programba olvasom be, amely lehetőséget ad arra, hogy a detektor csatornához a valós, fizikai pozíciókat rendeljem. Ez a lépés korrigálja mind az elektronika okozta pozíciós torzításokat, mind pedig a csatornakiosztás hibáit. Emellett az elektronika hosszú idejű instabilitása következtében fellépő csúcseltolódá-

sokat is kompenzálom, így egyenletesen eloszló, valóban diszkrét spektrum jön létre. A korrekció során minden azonosított csúcshoz egy szimmetrikus pozíciós intervallumot rendelék, amelyet az adott csúcs és a szomszédos csúcsok közötti távolság átlagán alapuló szabály szerint határozok meg. Így minden pozíciócsatornához hozzárendelhető egy pontos referenciapozíció, amely jelentősen javítja az adatelemzés pontosságát, valamint lehetővé teszi a szögtartományok precíz meghatározását és a megbízhatóbb rekonstrukciókat is. A módszer eredményét a 4.16. ábra szemlélteti, amely az egyik nagy DSSD detektor x pozíció kalibrációját és annak korrekcióját mutatja be



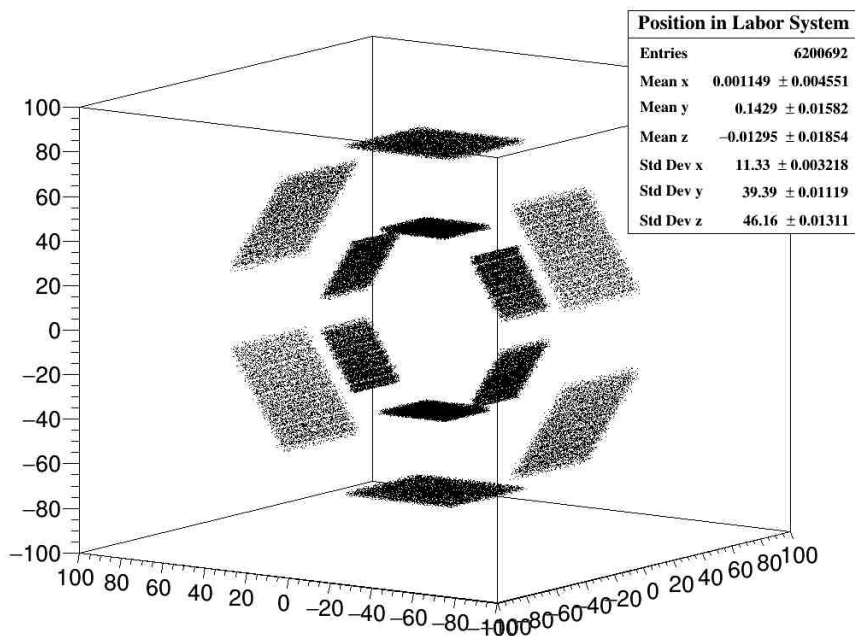
4.16. ábra. A nagy DSSD detektor x irányú pozícióeloszlásának kalibrációját és a koordináták korrekcióját szemléltető ábra. Az eredeti spektrumhoz viszonyítva a transzformáció az eseményeket fizikailag értelmezhető tartományba helyezi át.

A kis DSSD detektorok pozíciókalibrálása jóval összetettebb feladatnak bizonyult, mint a nagy detektoroké. A nehézség egyik fő oka az volt, hogy a pozícióspektrumban nem egy folyamatos, szabályos eloszlás jelent meg, hanem két, egymástól elkülönülő intenzitástartomány volt megfigyelhető. Ez a kettős szerkezet abból adódott, hogy az egyes detektorok csíkjaikat (24 csíkot) 2×16 csatornás multiplexerrel olvastuk ki. Az első 12 csíkot az első 16 csatornással, a második 16 csíkot pedig a második 16 csatornással. Így 4 csatorna a spektrumok végein mindkét esetben kimaradt. A két tartomány nemcsak elhelyezkedésükben, hanem felbontásukban is különböztek: az egyik oldal jóval szétkenődöttebb volt, míg a másik tömörebb, rendezettebb csúcsokat mutatott. Ez a jelenség arra utal, hogy az erősítőlánc viselkedése nem-lineáris, ami torzítja a csatornák közötti távolságot, és

megbontja a csúcsok egyenletes eloszlását. A kalibráció során tehát nemcsak a kiolvasott csatornák eltolódását kellett figyelembe venni, hanem a hézagok változó méretét is, hogy pontosabb pozíciórekonstrukciót lehessen végezni. Tovább bonyolította a helyzetet, hogy – amint azt korábban már röviden említettem – a kis DSSD detektorok esetében a kiolvasási sorrend nem felelt meg a detektor fizikai szálainak sorrendjének. Másként fogalmazva: a kiolvasott csatornaszámok nem tükrözték a valódi térbeli elrendezést.

Tehát első lépésben külön-külön el kellett végezni a megfelelő transzformációt, hogy alkalmazni tudjam második lépésben a nagy DSSD detektoroknál már bevált kalibrációs eljárást. A harmadik lépésként dokumentáció alapján rekonstruáltam a helyes szál-sorrendet, majd ezt hozzárendeltem a kiolvasott csatornákhöz a kalibrációs programon belül.

Ezt követően a DSSD detektorok lokális koordináta-rendszereit a spektrométer közös globális koordináta-rendszerébe transzformáltam, ahogyan az a 4.17. ábrán is látható. Az így kapott koordináták segítségével egyszerűen lehetett az előválogatott eseményekhez –, amelynek módszerét a következő alfejezetben ismertetem – szöveget rendelni.

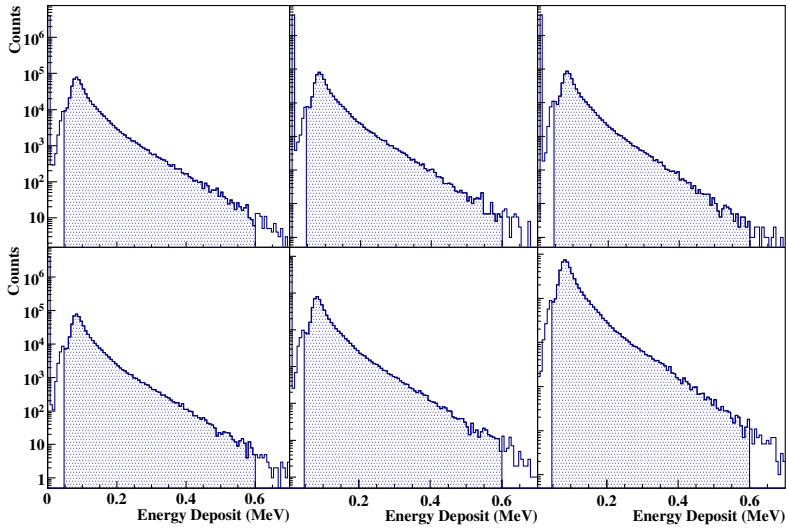


4.17. ábra. A DSSD detektorok lokális koordináta-rendszerei a spektrométer közös koordináta-rendszerében.

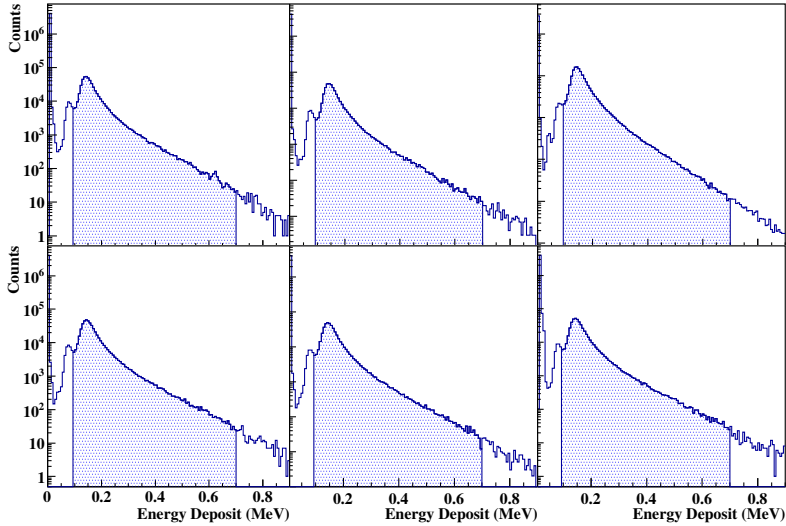
A későbbi munkám során a szimulált és kísérleti szögeloszlások spektrumai között tapasztalt eltérések arra utaltak, hogy a hibák forrása valószínűleg a kis pozíciódetektorokban keresendő. Ennek megállapítására a kis és nagy DSSD detektorok korrelációs spektrumait elemeztük. Az elemzés során kiderült, hogy a korábban rendelkezésre álló dokumentumok, amelyek a detektorok bekötését és a csíkok sorrendjét tartalmazták, nem voltak megbízhatóak. A dokumentumokban talált hibákat korrigálni kellett, hogy a pozíciók korrelációs spektrumai pontosak legyenek. A korrekció után kapott pozíciók korrelációs spektrumai a A.4. és a A.5. ábrákon láthatóak.

A töltött részecskék által létrehozott töltések az x illetve y sávokon külön kerültek kiolvasásra, aminek következtében a leadott energia két 4096 csatornán oszlik el. A kapott információk alapján ez 2 MeV-nek felel meg összesen, így a kalibrált spektrumok a 4.18. és a 4.19. ábrákon láthatóak. Az ábrákon feltüntettem a későbbi vágási tartományokat is, amelyeket a korrelált e^+e^- párok válogatásához használtam. Az alsó energiahatárok meghatározásakor elsődleges szempont volt a detektor zajszintjének kizárása. Emellett figyelembe vettem a γ -fotonok által kiváltott hamis események lehető legnagyobb mértékű elnyomását is, mivel a szimulációk alapján ezek túlnyomórészt az alacsony energiás tartományban jelennek meg, amint az a 4.20. ábrán is látható. A felső energiahatárok kijelölésekor arra törekedtem, hogy a lehető legtöbb valódi e^+e^- eseményt megőrizsem, ezzel biztosítva a spektrométer hatásfokának megbízható validálását a jelen tesztmérés során. A jövőbeli mérésekben szűkebb energiaintervallum alkalmazását tervezem annak érdekében, hogy tovább csökkentsem a DSSD rétegekben, nagyobb energiavesztések esetén fellépő szórási hatásokat.

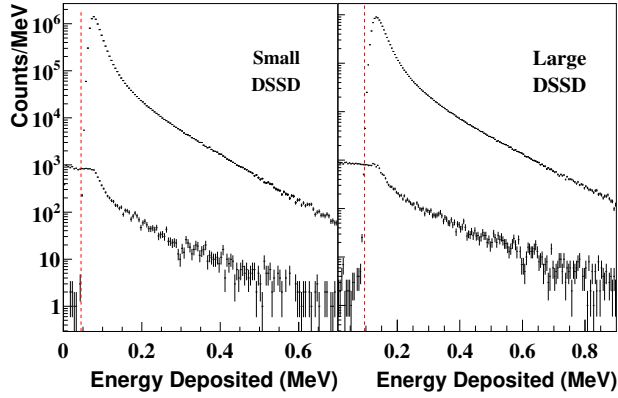
Az eseményválogatás szigorú feltételeinek alkalmazását követően, az egyes teleszkópok nagy- és kisméretű DSSD detektoraiban mért pozícióadatok alapján meghatároztam a részecskék pályáját leíró egyenesek irányát. Ezt követően kiszámítottam a pályák metszéspontjait az origóban elhelyezkedő, a detektorok síkjával párhuzamos síkkal. Ez a referencia-sík a 4.21. ábra bal felső részén látható. A metszéspontok x és y irányú vetületeinek eloszlását is megvizsgáltam, és ezekből meghatároztam a középértékeket és a félértékszélességeket. Az eloszlások a 4.21. ábra bal alsó, illetve jobb felső részén láthatók. A számított értékeket a 4.4. táblázat foglalja össze, amely szemléletesen bemutatja az egyes teleszkópokhoz tartozó metszéspont-eloszlások illesztési paramétereit. Az így meghatározott középértékeket a teleszkópok relatív pozíciókorrekciójára használtam fel, majd az ezzel korrigált geometriával újraszámoltam a spektrométer akceptanciafüggvényét, és ennek megfelelően a kísérleti korrelált párok szögeloszlását is korrigáltam.



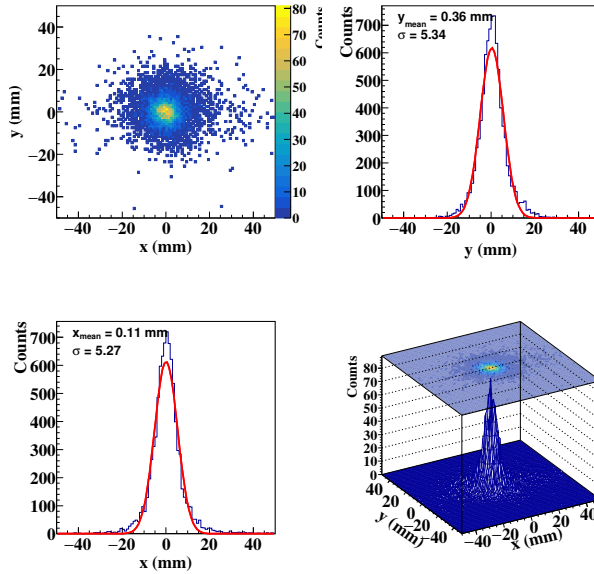
4.18. ábra. A kis DSSD detektorok energiaspektrumai, ahol a kék színnel kiemelt tartomány mutatja az eseményválogatásnál alkalmazott energiavágás határait. Az ezen intervallumon belüli események kerülnek megtartásra.



4.19. ábra. A nagy DSSD detektorok energiaspektrumai, ahol a kék színnel kiemelt tartomány mutatja az eseményválogatásnál alkalmazott energiavágás határait, az ezen intervallumon belüli események kerülnek megtartásra.



4.20. ábra. A GEANT4 szimulációval meghatározott válaszfüggvények a kis (bal) és nagy (jobb) DSSD detektorok esetén. Mindkét panelen a felső eloszlások a tiszta e^+e^- párok által kiváltott detektorválaszt, míg az alsó eloszlások a γ -forrás által indukált energiaspektrumot mutatják. A függőleges piros szaggatott vonal a választott alsó energiaküszöböt jelöli.



4.21. ábra. A rekonstruált pályák metszéspontjai egy, az origóban elhelyezkedő, a detektorok síkjával párhuzamos referencia-síkon (felső bal panel). A metszéspontok x és y irányú vetületeinek eloszlása a bal alsó, illetve jobb felső paneleken látható.

4.4. táblázat. A különböző teleszkópokban rekonstruált vetületi eloszlások illesztett paramétereit.

Tengely	1. teleszkóp		2. teleszkóp		3. teleszkóp	
	mean (mm)	σ (mm)	mean (mm)	σ (mm)	mean (mm)	σ (mm)
x	0,11	5,27	0,99	6,74	0,26	7,19
y	0,36	5,34	-0,23	6,77	-1,73	7,09
	4. teleszkóp		5. teleszkóp		6. teleszkóp	
	mean (mm)	σ (mm)	mean (mm)	σ (mm)	mean (mm)	σ (mm)
x	0,26	7,09	1,34	7,17	1,64	6,22
y	-1,73	7,09	-1,49	7,15	0,37	6,97

Fontosnak tartom kiemelni, hogy az A.4., A.5. és 4.21. ábrák elsősorban a pozíciókalibráció és a geometriai rekonstrukció validálásához, illetve konzisztencia-ellenőrzéséhez hordoznak lényeges információt. Egyrészt lehetőséget adnak annak ellenőrzésére, hogy az egyes DSSD detektorok a megfelelő teleszkópokhoz vannak-e hozzárendelve, mivel egy esetleges felcserélés a szimulált és mért eloszlások közötti eltérésben is megjelenne. Másrészt segítséget nyújtanak annak vizsgálatában, hogy a DSSD detektorok x valamint y irányú tengelyei helyesen vannak-e hozzárendelve a laboratóriumi koordináta-rendszerhez, ami a pontos iránymeghatározás és rekonstrukció szempontjából elengedhetetlen. Harmadrészt az ábrák a pozíciók irányának, illetve a detektorok relatív geometriai elrendezésének konzisztencia-ellenőrzését is lehetővé teszik.

Hasonló ellenőrzési lehetőséget biztosítanak az A melléklet A.9. és A.8. ábrái is, amelyek a nagy, illetve kis DSSD detektorok pozícióadataiból számított szögeloszlásokat mutatják a lehetséges teleszkóppárok szerint csoportosítva. Ezek az eloszlások felhasználhatók annak vizsgálatára, hogy az egyes teleszkóppárokhoz tartozó események a várt szögtartományokban jelennek-e meg, valamint hogy az aktív detektorelemek relatív elhelyezkedése összhangban van-e a spektrométer geometriai modelljével.

4.8. Az adatfeldolgozás során alkalmazott szelekciós kritériumok

Az in-beam mérés során vizsgált átmenet nyers adatállománya nemcsak a belső párkeltéses (IPC) eseményeket tartalmazza, hanem háttérkomponenseket is. Ezek több forrásból származhatnak: egyrészt a célreakció során keletkező nagy energiájú γ -sugarak által a spektrométer anyagában (pl. a target tartószerkezetekben) kiváltott külső párkeltési folyamatokból; másrészt a kozmikus háttérből származó töltött részecskék által okozott véletlenszerű kettős koincidencia-eseményekből. A célzott fizikai események

hatékony kiválasztása érdekében vágási feltételeket alkalmaztam. A vágási tartományokat először spektrumonként egyenként határoztam meg, azaz külön-külön vizsgáltam az időkülönbség- és energiaspektrumokat. Az 4.5. táblázat részletezi azokat az idő- és energiavágási tartományokat, amelyek mentén az egyes detektorok (plasztik, nagy/kis DSSD) adataiból a releváns eseményeket kiválasztottam az adatfeldolgozás során.

Ezt követően a meghatározott vágásokból három különböző szelekciós csoportot alakítottam ki, amelyek a detektortípusok szerint fokozatosan bővülő kombinációkat képviseltek: két csoport kizárólag a plasztik detektorokra vonatkozott, további kettő ezek kiegészítéseként a nagy DSSD detektorokra is tartalmazott feltételeket, míg az utolsó két csoportban a kis DSSD detektorokra vonatkozó feltételek is szerepeltek. Ez a lépcsőzetes felépítés lehetővé tette annak vizsgálatát, hogy az egyes detektorrétegekre alkalmazott vágások milyen mértékben csökkentik a detektált események számát, és hogyan befolyásolják az adatállomány minőségét. A 4.6. táblázatban összefoglaltam ezen szelekciós csoportok felépítését.

4.5. táblázat. A felhasznált vágási feltételek és az eseményválogatás során alkalmazott energia- és időintervallumok részletezése.

Megnevezés	Vágási feltétel	Vágási tartomány
1. Szelekciós feltétel	Teleszkóp időspektrumaira tett vágások	$\Delta t_i = 50$ ns
2. Szelekciós feltétel	Teleszkóppárok időkülönbségeire tett vágások	$\Delta t_{ij} = 8$ ns
3. Szelekciós feltétel	Plasztik detektorok energiaspektrumai.	$5 \text{ MeV} < E_{\text{Plasztik}_i} < 21 \text{ MeV}$
4. Szelekciós feltétel	Teleszkóp párok energiaösszegei.	$8 < E_{\text{Tel}_{ij}} < 21 \text{ MeV}$
5. Szelekciós feltétel	Nagy DSSD energiaspektrumai.	$0,095 \text{ MeV} < E_{\text{LD}_i} < 0,7 \text{ MeV}$
6. Szelekciós feltétel	Kis DSSD energiaspektrumai.	$0,045 \text{ MeV} < E_{\text{SD}_i} < 0,6 \text{ MeV}$

A plasztik detektorok kalibrációjának ellenőrzése céljából ábrázoltam a különböző teleszkóppárok energiakorrelációs spektrumait, amelyeket az A melléklet A.6. ábrája mutat be. Az eseményválogatást a 3. szelekciós csoportban szereplő, a plasztik detektorokra vonatkozó energiafeltételek módosításával végeztem. Az plasztik detektorpárok energiaösszegére vonatkozó vágási tartományt kiszélesítettem 3 MeV - 50 MeV közötti intervallumra, míg az egyes plasztik detektorokra megadott energiafeltételeket 1 MeV - 21 MeV közé terjesztettem ki.

Az ábrákon jól megfigyelhetők a kozmikus sugárzásból származó, nagy-energiájú (~15 MeV) koincidenciaesemények energiaeloszlásai. Ezek az események elsősorban az 1–4., illetve a 3–6. teleszkóppárok esetében figyelhetők meg. Emellett jól elkülöníthetők a 17,64 MeV-es M1, valamint a 6,05 MeV-es E0 átmenetekhez tartozó események is, amelyek átlósan helyezkednek el, mivel az energiaösszegük 6,05 MeV, illetve 17,64 MeV. Továbbá megfigyelhető, hogy az egymással szomszédos teleszkóppárok intenzitása nagyobb, mint az egymással szemben elhelyezkedő pároké. Ez jól tükrözi a ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ re-

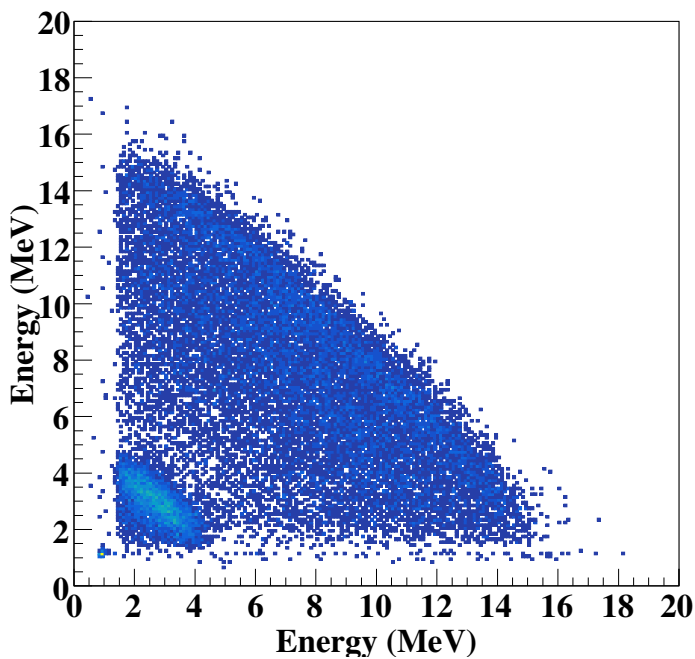
4.6. táblázat. A táblázat az alkalmazott eseménykiválasztási feltételcsomagok felépítését mutatja.

Alkalmazott feltételhalmazok:	Plasztik detektorok: Energia, Idő, Időkülönbség
1. Szelekciós csoport	1. Szelekciós feltétel 2. Szelekciós feltétel 3. Szelekciós feltétel 4. Szelekciós feltétel
2. Szelekciós csoport	1. Szelekciós feltétel 2. Szelekciós feltétel 3. Szelekciós feltétel 4. Szelekciós feltétel 5. Szelekciós feltétel
3. Szelekciós csoport	1. Szelekciós feltétel 2. Szelekciós feltétel 3. Szelekciós feltétel 4. Szelekciós feltétel 5. Szelekciós feltétel 6. Szelekciós feltétel

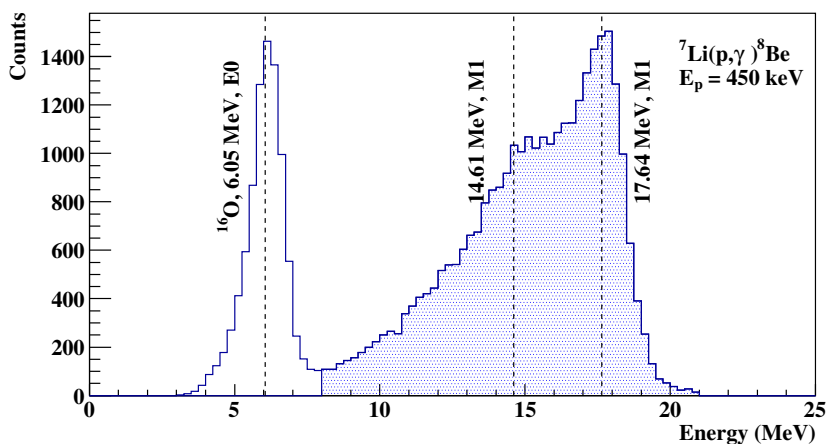
akció 17,64 MeV-es M1 átmenetének szögtartomány-függő belső párkeltési valószínűségét, amely szerint a kisebb szögekülönbségek esetén detektálható a legtöbb esemény. Ezzel szemben a $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$ reakcióból származó 6,05 MeV-es E0 átmenet szöghorrelációjának maximuma 60° körül van, így ebben az esetben a legnagyobb intenzitást a minden második teleszkóppárosítás mutatja.

A 4.22. ábra már a A.6. spektrumainak összegeként létrejött eloszlást mutatja, a módosítatlan 3. szelekciós csoport alkalmazásával. A kombinált spektrumból az is megállapítható, hogy a plasztik detektorok válasza nem teljesen lineáris, azonban ez a további szögeloszlás-elemzések szempontjából nem jelentős, mivel az alkalmazott szelekciós feltételek mellett az eredményekre gyakorolt hatása elhanyagolható. A későbbiekben, ha jobb energiafeloldásra lesz szükségünk, a nonlinearitás korrekciókat is el fogjuk végezni. A 4.23. ábrán található energiaösszeg spektrum szintén a 3. szelekciós csoport módosított változatával készült, amelyben a plasztik detektorpárok energiaösszegére vonatkozó vágási tartományt 3 és 21 MeV közötti intervallumra szélesítettem ki.

Az így kapott e^+e^- párok energiaösszegének spektrumát a 4.23. ábrán tüntettem fel. Az ábrán megjelenő 6 MeV körüli csúcs a $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$ reakció 6,05 MeV-es E0 átmenetének felel meg. A 14 MeV feletti tartományban elkülöníthető a $^7\text{Li}(\text{p},\gamma)^8\text{Be}$ reakció 14,61 MeV-es ($1^+ \rightarrow 2^+$) M1 átmenete, illetve a vizsgálat tárgyát képező 17,64 MeV-es ($1^+ \rightarrow 0^+$) M1 átmenet is. Ezzel demonstrálható, hogy a kalibráció, és az alkalmazott vágási feltételek, valamint azok energiatartományai a gyakorlatban is jól működnek.



4.22. ábra. A lehetséges teleszkóppárokhoz tartozó energiakorrelációs spektrumok összege a 3. szelekciós csoport alkalmazása mellett.



4.23. ábra. A ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$, illetve a ${}^{19}\text{F}(p,\alpha){}^{16}\text{O}$ magreakciókból származó e^+e^- párok energiaösszegének spektruma. A kék színnel jelölt tartomány a 4. szelekciós feltételhez tartozó energiatartományt jelöli, amelyet a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ magreakcióból származó e^+e^- párok kiválasztásához használtam.

4.9. A kozmikus sugárzásból származó háttér csökkentése

A földfelszíni részecskefizikai mérések során a kozmikus sugárzásból származó háttér jelentős zavaró tényező lehet. A detektorrendszer szempontjából különösen fontosak a légkörben keletkező másodlagos részecskék, elsősorban a müonok, mivel ezek nagy áthatolóképességük miatt a detektorrendszeren is könnyen áthaladhatnak, és koincidenciaeseményeket hozhatnak létre. Emiatt a mért események között olyan jelek is megjelenhetnek, amelyek nem a vizsgált magreakcióból származnak, hanem kozmikus eredetű háttérhez köthetők. Ennek megfelelően az adatfeldolgozás során szükséges a kozmikus sugárzásból származó háttér kvantitatív becslése és hatékony csökkentése.

A kozmikus sugárzást eredete alapján két fő kategóriába soroljuk: elsődleges (primer) és másodlagos (szekunder) sugárzás. Az elsődleges kozmikus sugárzás olyan nagyenergiájú részecskékből áll, amelyek közvetlenül az űrből érkeznek a Föld légkörébe. E részecskék származásuk szerint tovább bonthatók: egyik részük a Napból származik, jellemzően napkitörések és más intenzív naptevékenységek során kilökött részecskék formájában; ezeket szoláris kozmikus sugárzásnak nevezzük. A sugárzás főként nagyenergiájú protonokból, elektronokból és kisebb mennyiségben alfa- és nehézionokból áll, melyeket a Nap felső légkörében zajló erőteljes mágneses események – így napkitörések és koronakidobódások – gyorsítanak fel. Bár ezek energiája általában kisebb, mint a galaktikus kozmikus sugárzásé, a Föld közelsége és az időszakosan megnövekvő fluxusuk miatt fontos szerepet játszanak az űridőjárási jelenségekben, valamint az alacsony Föld körüli pályán működő műholdakat érő sugárzási terhelés alakulásában. A másik, jelentősebb, hánnyad a galaktikus térségből érkezik, távoli asztrofizikai forrásokból – például szupernóva-robbanásokból, pulzárokból vagy aktív galaxismagokból – származik, és galaktikus kozmikus sugárzásként ismert. Ezek az objektumok hatalmas mennyiségű energiát képesek felszabadítani, amely a részecskéket relativisztikus sebességre gyorsítja. A galaktikus eredetű részecskék a Földre érkező kozmikus sugárzás nagy energiájú komponenseit alkotják, energiájuk jellemzően több GeV, de akár ennél nagyságrendekkel nagyobb értékeket is elérhet.

A kozmikus sugárzás szekunder komponensei a Föld légkörében keletkeznek, amikor az elsődleges nagyenergiás részecskék ütköznek a légköri atommagokkal (többnyire nitrogénnel és oxigénnel). E kölcsönhatások során hadronzárpor alakul ki, amely pionokat, kaonokat és más mezonokat hoz létre, ezek pedig tovább bomlanak, például müonokat, neutrínókat és elektronokat generálva. A másodlagos részecskék közül a müonok jellemzően képesek akár több kilométeres mélységig is behatolni a földfelszín alá,

és mivel viszonylag hosszú az élettartamuk és gyengén hatnak kölcsön az anyaggal, fontos háttérkomponenst jelentenek számos földfelszíni kísérleti elrendezésben.

A GEANT4 szimulációs eszközt gyakran használják a kozmikus sugárzás modellezésére és annak kísérleti eredményekre gyakorolt hatásának vizsgálatára. Ezzel a szoftverrel lehetőség van a kozmikus sugárzás által okozott háttérjelenségek szimulálására és a detektorokra gyakorolt hatásuk elemzésére. Például, a CRY (Cosmic Ray Shower Library) könyvtárat használják a kozmikus sugárzás szimulálására GEANT4-ben, amely lehetővé teszi a különböző ionok energiaspektrumának modellezését. A eddigi szimulációinkba ez nem volt beleépítve, azonban ezzel a rendszerrel kapott eredményeket a későbbiekben fel lehetne használni, hogy szimulációt tudjuk végezni az off-beam mérésből származó események szimulálására is.

A korábbi, egyrétegű DSSD detektorokat alkalmazó spektrométerrel végzett mérések során nem állt rendelkezésre elegendő információ ahhoz, hogy az in-beam mérés során detektált események között egyértelműen meg lehessen különböztetni a vizsgált magreakcióból származó eseményeket a kozmikus sugárzás által indukált kettős koincidenziát okozó eseményektől. Ennek következtében a kozmikus háttérből származó kettős koincidenzia-események is rögzítésre kerülhettek. A mérések után ezért külön háttérmérést végeztünk, amely során az azonos szelekciós feltételek mellett rögzített, időarányosan súlyozott az off-beam mérésből származó eseményeinek szögeloszlás-spektrumát kivontuk a kísérleti adatgyűjtés során gyűjtött korrelált párok spektrumából. Az újonnan kifejlesztett kétrétegű DSSD spektrométer alkalmazásával végzett mérések során hasonló eljárást alkalmaztunk az adatok feldolgozására. Azonban a kétrétegű kialakítás lehetővé tette szigorúbb eseménykiválasztási feltételek bevezetését, amelyek révén jelentősen csökkent a háttér okozta események száma. További szelekciós kritériumok alkalmazásával különösen a kritikus szögterományban sikerült tovább szűkíteni a kozmikus eredetű események előfordulását, a fennmaradó háttér pedig a korábban alkalmazott módszerrel került levonásra.

4.9.1. Kozmikus sugárzásból származó háttér elemzése

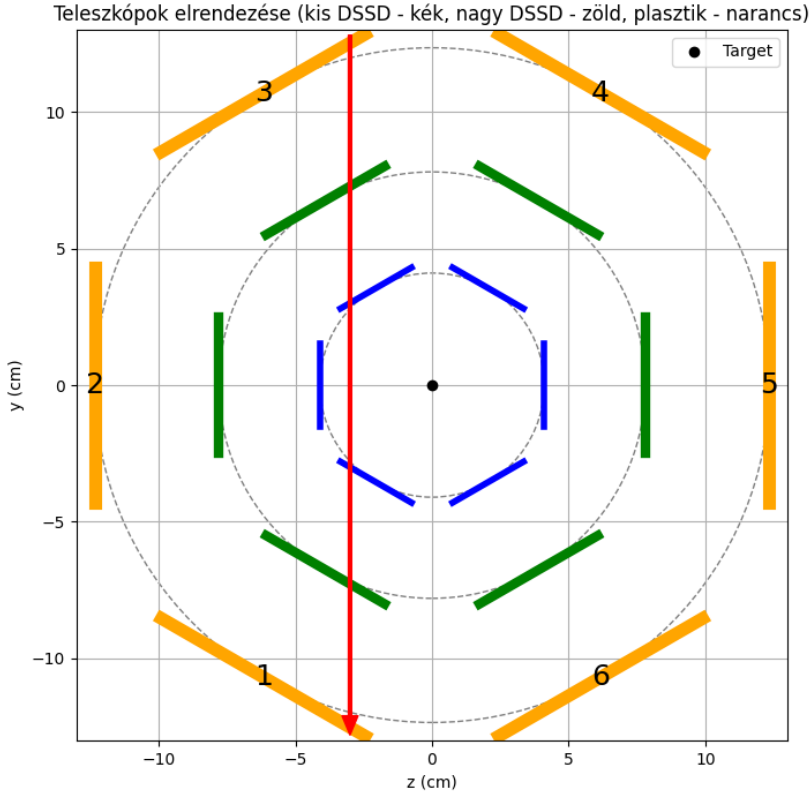
A kozmikus sugárzásból származó háttérkomponens kvantitatív becslése érdekében a kísérletet követő héten off-beam mérést végeztünk. A mérés során a detektorrendszer elektronikai beállításait változatlanul hagytuk, így az off-beam és in-beam adatok közvetlenebbül összehasonlíthatóvá váltak. Az adatgyűjtés teljes időtartama 118 óra volt. Az alábbiakban részletesen bemutatom a mérés eredményeit. Az off-beam mérésből származó adatok feldolgozásához ugyanazokat az általam fejlesztett programokat alkalmaztam, mint az in-beam adat kiértékelés során, beleértve a kalibrációt, az

eseményválogatást és minden egyéb beállítást, melyeket változatlanul hagytam.

A háttéradatak vizsgálatát azzal kezdtem, hogy az in-beam mérés során alkalmazott eseményszelekciós feltételcsomagokat használtam – ezek részletes ismertetését a 4.8. alfejezet tartalmazza, és a 4.6. táblázat foglalja össze. A vizsgálat célja az volt, hogy kvantitatívan meghatározzam, mely detektorpárok érzékenyek, illetve érzékenyebbek a kozmikus háttérsugárzásra; továbbá, hogy az egyes vágási feltételek milyen mértékben befolyásolják ezek észlelését. Ez lehetővé tette a detektorrendszer azon komponenseinek azonosítását, amelyek különösen érzékenyek a háttérhatásokra. Különösen kíváncsi voltam arra, hogy a háttérmérés során detektált események rendelkeznek-e olyan egyedi, azonosítható jellemzőkkel, amelyek alapján a kozmikus sugárzásból származó koincidenčiaesemények elkülöníthetők az in-beam mérés során rögzített, reakcióból és háttérből származó események keverékéből. Az alkalmazott szelekciós feltételek eredményeit a 4.7. táblázat foglalja össze. A táblázatból jól látható, hogy az 1–3, 1–4, 1–5, 2–4, 6–9, valamint különösen a 4–6 teleszkóp-párok esetében a regisztrált eseményszám kiemelkedően nagy.

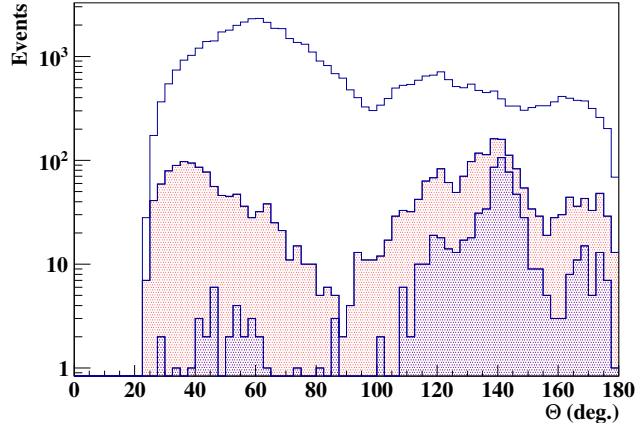
A további, részletesebb háttérelemzés érdekében a korábban, a 4.22. ábrán bemutatott energiakorrelációs spektrumot komponenseire bontottam, azaz lehetséges teleszkóppárosításokra. Emellett az energiaösszeg-tartományt kiszélesítettem 3–50 MeV-re, mind az in-beam, mind az off-beam mérések adatai esetén. Ehhez az eredetileg alkalmazott *3. Szelekciós csoportot* módosítottam. Az így kapott eloszlásokat az A melléklet A.6. és A.7 ábrái szemléltetik. Az eredmények alapján a háttérszennyezettség különösen számottevő az 1–3, 1–4, 1–5, 2–4, 2–6, 3–6 és 4–6 teleszkóppárok esetében. A teleszkópok elrendezését a 4.24. számú sematikus ábra mutatja be.

Az A melléklet A.9. és A.8. ábrái a kis, illetve nagy DSSD detektorok pozícióadatai alapján meghatározott szögeloszlásokat mutatják teleszkóppárookra bontva, három különböző eseményszelekciós feltétel alkalmazásával. A fehér háttérű hisztogramok az *1. Szelekciós csoport*, a piros színűek a *2. Szelekciós csoport*, míg a kék színűek a teljes spektrométerre alkalmazott *3. Szelekciós csoport* mellett kapott eloszlásokat mutatják. Az eredmények alapján feltételezhető, hogy a megfigyelt jelenség háttérében nagyenergiájú, közel merőlegesen felülről érkező müonok állnak. Ezek a részecskék áthaladnak mind az 1–3., mind a 4–6. teleszkóppárokon, miközben pályájuk során keresztezik a plasztik, a kis DSSD és a nagy DSSD detektorokat is. A detektorrendszer geometriáját figyelembe véve ez úgy valósulhat meg, hogy a felülről érkező töltött részecskék a nagyobb méretű DSSD detektorokat az egyik oldalon, míg a kisebbeket az ellenkező oldalon érik el, így egy egyenes vonal mentén több detektorrétegen is áthatolnak.

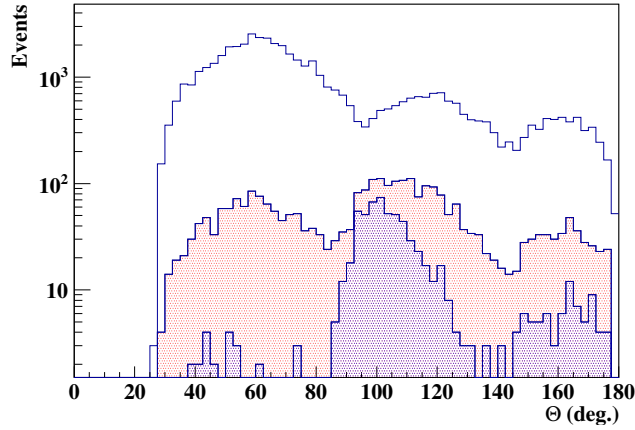


4.24. ábra. A spektrométer sematikus geometriája és a teleszkópok számozása; a piros nyíl az átmenő (felülről érkező) részecske olyan pályáját mutatja, amely két teleszkópban koincidens jelet adhat.

Ezt követően annak vizsgálata érdekelt, hogy a különböző méretű DSSD detektorokból számított szöghorrelációkban hogyan jelenik meg ez a háttérsugárzási mintázat. A 4.25. és 4.26. ábrák a korrelált események szöghorrelációit mutatják, külön a nagy és kis DSSD detektorok esetére, eltérő szelekciós feltételek mellett. A fehér hisztogramok az *1. Szelekciós csoport*, a pirosak a *2. Szelekciós csoport*, míg a kékek a *3. Szelekciós csoport* alkalmazásával készült eloszlásokat ábrázolják. Mindkét esetben jól megfigyelhető, hogy a két detektortípus szöghorrelációi eltérnek egymástól.



4.25. ábra. Az off-beam mérés korrelált eseményeiből számított szögkorrelációs eloszlások a nagy DSSD detektorok pozícióadatai alapján, különböző eseményszelekciós csoportok alkalmazásával. A fehér hisztogram az *1. Szelekciós csoport*, a piros hisztogram a *2. Szelekciós csoport*, a kék hisztogram a *3. Szelekciós csoport* alkalmazásával kiválasztott események eloszlását mutatja.



4.26. ábra. Az off-beam mérés korrelált eseményeiből számított szögkorrelációs eloszlások a kis DSSD detektorok pozícióadatai alapján, különböző eseményszelekciós csoportok alkalmazásával. A fehér hisztogram az *1. Szelekciós csoport*, a piros hisztogram a *2. Szelekciós csoport*, a kék hisztogram a *3. Szelekciós csoport* alkalmazásával kiválasztott események eloszlását mutatja.

4.7. táblázat. Eseményszámok teleszkóppárokra bontva az 1., 2. és 3. szelekciós csoport szerint az off-beam mérésből származó adatok alapján.

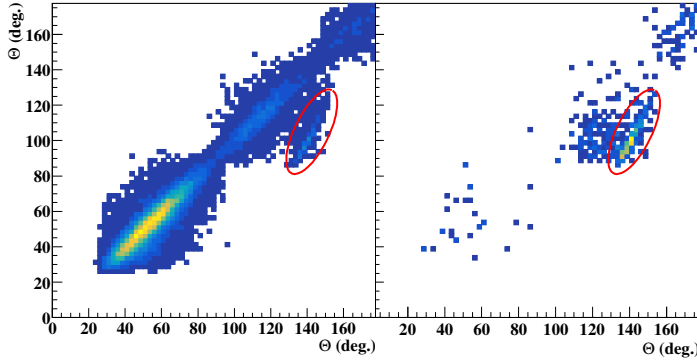
Teleszkóppárok	1. szelekciós csoport	2. szelekciós csoport	3. szelekciós csoport
1 - 2	7871	254	5
1 - 3	2190	170	45
1 - 4	2383	246	49
1 - 5	1217	175	55
1 - 6	2532	106	17
2 - 3	7683	254	0
2 - 4	1459	199	84
2 - 5	730	78	19
2 - 6	1282	194	69
3 - 4	2039	15	0
3 - 5	852	47	12
3 - 6	1005	57	8
4 - 5	6981	206	2
4 - 6	3546	713	287
5 - 6	7449	231	9

4.9.2. Háttéreseemények szelekciója szögbeli eltérés alapján

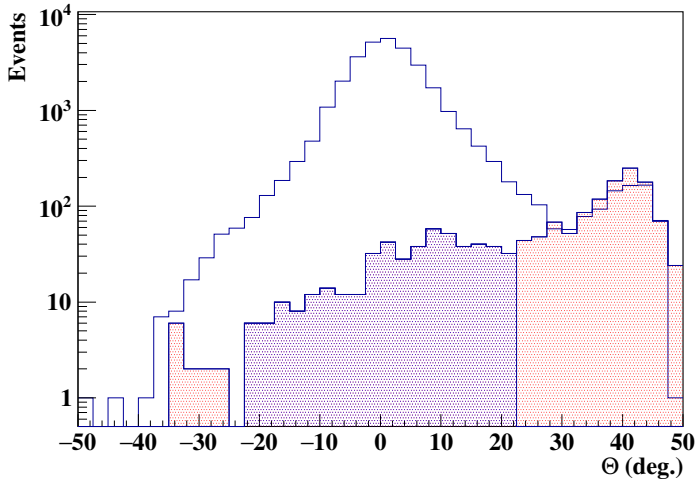
Összehasonlításképpen a 4.27. ábra bal oldali panelje az in-beam mérés során rögzített adatokból, a 3. Szelekciós csoport szelekciós csomag alkalmazásával számított kétdimenziós szöghorrelációs spektrumot mutatja, amely a kis- és nagyméretű DSSD detektorok által mért szögek közötti kapcsolatot ábrázolja. A jobb oldali panelen ugyanezen szelekciós csomag mellett az off-beam mérés eseményeiből képzett korrelációs spektrum látható.

Az analízis következő lépéseként a 3. Szelekciós csoport alkalmazásával kiválasztott korrelált párokra meghatároztam a nagy és a kis DSSD detektorok által rekonstruált szögek közötti eltérést, azaz a két detektorrendszer szögbeli mérésének különbségét. Az így kapott szöghkülönbségek eloszlását a 4.28. ábra mutatja: a fehér hisztogram az in-beam mérésből, míg a piros az off-beam mérésből származó eseményeket ábrázolja. A háttérből származó események további elnyomása érdekében $\Delta\theta$ alapú szűrést alkalmaztam, amelynek tartományát – a korábbi szelekciókhoz hasonlóan – kék szín jelöli.

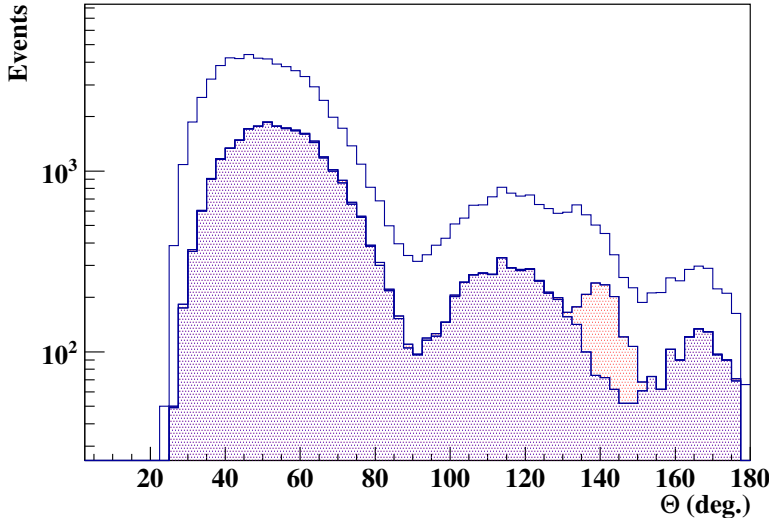
A 4.29. ábra bemutatja a kísérleti adatokon alkalmazott további szelekciós feltétel hatását. A fehér hisztogram a 2. Szelekciós csoport szerinti események eloszlását ábrázolja, míg a piros görbe azt mutatja, hogyan módosul az eloszlás a 3. Szelekciós csoport kritériumainak érvényesítését követően. A kék hisztogram pedig a teljes szelekciós rendszer – beleértve a kiegészítő, $\Delta\theta$ alapú feltételt is – alkalmazása után megmaradt eseményeket szemlélteti.



4.27. ábra. A kis és nagy DSSD detektorok pozícióadataiból rekonstruált szögek kétdimenziós korrelációs spektrumai a 3. szelekciós csoport alkalmazása után. Az egyik tengelyen a kis, a másikon a nagy DSSD detektorokból meghatározott szögek szerepelnek. A bal oldali panel a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció in-beam méréséből, a jobb oldali panel az off-beam háttérmérésből származó eseményeket mutatja. A piros színnel jelölt tartomány azokat az eseményeket foglalja magában, amelyek jelentős mértékben hozzájárulnak a nem kívánt detektált háttérhez; ezek az események a szimulációban nem jelennek meg.



4.28. ábra. A kis és nagy DSSD detektorok által detektált események pozícióiból számított szögekülönbség-eloszlások a 3. Szelekciós csomag alkalmazása után. A fehér háttérrel az eseménymérés, pirossal a háttérmérés eredménye, kékkel a kiválasztott szögtartomány van kiemelve.



4.29. ábra. A szögeloszlások a nagy pozícióérzékeny detektorok alapján kerültek meghatározásra, a kísérleti adatok felhasználásával, különböző szelekciós (vágási) feltételek alkalmazásával. A fehérrel jelölt eloszlások azt az esetet mutatják, amikor kizárólag a plastik detektorokra és a nagy DSSD detektorokra vonatkozó feltételek kerültek alkalmazásra. A piros hisztogramok esetében a kis DSSD detektorokra vonatkozó szelekciós feltételek is érvényesítésre kerültek. A kék hisztogramok a teljes detektorrendszerre alkalmazott, legszigorúbb szelekciós feltételek mellett fennmaradó eseményeket ábrázolják.

A $\Delta\theta < 22,5^\circ$ kiválasztási feltétel alkalmazásával a háttéresemények 92,18%-át sikerült eltávolítani, miközben a valódi kísérleti események száma csupán 3,41%-kal csökkent. Ez jelentős előrelépést jelent a korábban alkalmazott háttérkezelési eljáráshoz képest, amely az off-beam háttér spektrum időarányos normalizálásán és levonásán alapult. Az utóbbi módszer nem tette lehetővé az eltávolított események egyedi azonosítását, ezért a háttérrel együtt potenciálisan a vizsgált fizikai folyamatból származó események is elveszhettek. A kétrétegű DSSD-rendszer által biztosított pályarekonstrukció viszont lehetővé teszi a háttéresemények eseményszintű elkülönítését, így a háttér jelentős része célzottan szűrhető ki, miközben a potenciális jel események döntő többsége megőrizhető. Ez különösen fontos a kis statisztikájú, ritka folyamatok vizsgálata során, ahol minden megtartott esemény növelheti a keresett jel kimutathatóságát.

4.10. A spektrométer akceptanciájának meghatározása korrelálatlan elektron-pozitron párok segítségével

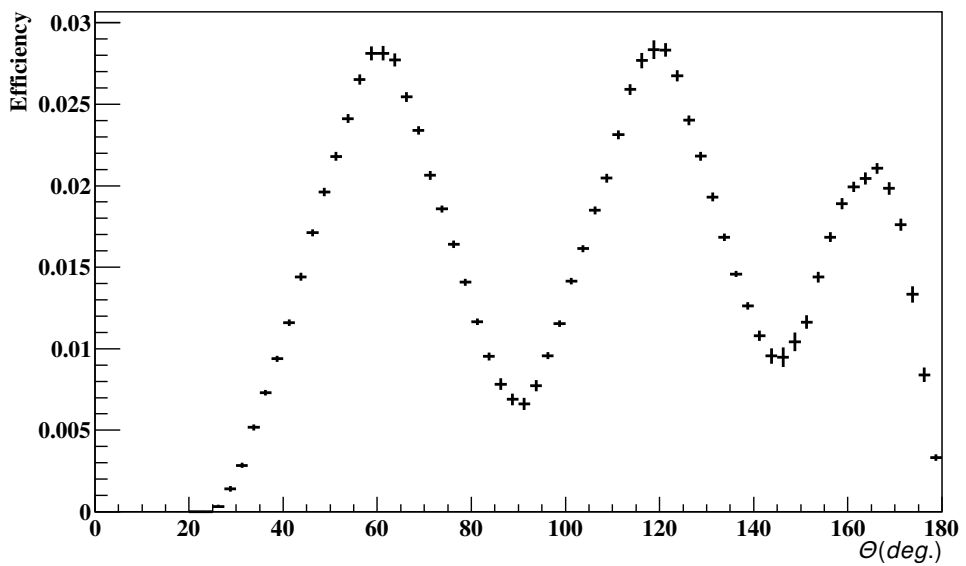
A szögfüggő akceptancia ismerete kulcsfontosságú a mért e^+e^- párok szögkorrelációs spektrumának helyes értelmezéséhez, mivel a nyers mérési adatok önmagukban nem tükrözik, hogy a detektorrendszer az egyes szögtartományokban milyen valószínűséggel érzékeli az eseményeket. Ezért a mért eloszlásokat az akceptanciafüggvénnyel kell normalizálni. Ennek pontos ismerete különösen lényeges, mivel a hibás akceptanciafüggvénnyel történő normalizálás torzulásokat eredményezhet a kapott eloszlásban, ami könnyen azzal a félrevezető következtetéssel járhat, hogy a kísérleti eredmények eltérnek például a jól ismert 17,64 MeV-es M1 átmenet elméleti jóságtól.

Ideális esetben a spektrométer akceptanciájának meghatározásához korrelálatlan szögeloszlású e^+e^- párokra lenne szükség. Ilyen eloszlás azonban természetes módon nem keletkezik, ezért mesterségesen generáltam az e^+e^- párokat oly módon, hogy két egymást követő eseményből véletlenszerűen kiválasztottam az e^+e^- párok egy-egy tagját, majd ezeket egy párként kezeltem.

Ehhez a válogatáshoz az alábbi szelekciós feltételeket alkalmaztam:

- 1. Szelekciós feltétel,
- 3. Szelekciós feltétel,
- 5. Szelekciós feltétel,
- 6. Szelekciós feltétel,
- az előző pontban bevezetett extra feltétel, valamint
- az 1-es multiplicitás megkövetelése a plasztik szcintillátorok esetében.

E feltételek halmaza, valamint az egymást követő eseményekből véletlenszerűen kiválasztott részecskék egy párként való kezelése biztosította, hogy egy korrelálatlan e^+e^- szögkorrelációs spektrum jöjjön létre. Ezt a spektrumot később a kiválasztott e^+e^- párok szögkorrelációs spektrumának normalizálásához használtam fel, annak érdekében, hogy kompenzáljam a detektorrendszer — elsősorban a sajátos geometriai kialakításából eredő — torzító hatásait. Az így kapott akceptanciafüggvény a 4.30. ábrán látható. A kísérleti és szimulációs eredmények összehasonlítását a 6. fejezetben tárgyalom.



4.30. ábra. A spektrométer szögfüggő akceptanciafüggvénye, amelyet egymást követő eseményekből véletlenszerűen kiválasztott részecskékből képzett, korrelálatlannak tekintett e^+e^- párokból állítottam elő. Az akceptanciafüggvényt a teljes eseményszámra normaláltam, majd ezzel normalizáltam a korrelált e^+e^- párok szöghkorrelációs spektrumát.

5. fejezet

A szimuláció

A kísérletben alkalmazott detektorrendszer válaszfüggvényének meghatározása érdekében Monte Carlo-szimulációt végeztem a CERN által fejlesztett GEANT4 v11.2.1 programcsomaggal [42, 43]. A GEANT4 kiváló eszköz a detektorrendszerek tervezésére (például anyagok és geometria megválasztására), validálására, hatásfokuk modellezésére, valamint kísérletek előkészítésére és elméleti modellek tesztelésére. A GEANT4 egy C++ alapú objektum-orientált programcsomag, amely számos előre definiált, de rugalmasan bővíthető osztályt és függvényt kínál. Ezek segítségével modellezhetők a detektorrendszerek anyagok és geometria leírása, részecskeforrások generálása, részecskék anyagokon való áthaladása elektromágneses térben, illetve elektronikai hatások is. A különböző anyagokkal és részecskékkel történő kölcsönhatások modellezésére többféle lehetőség kínálkozik, a választott modell pedig általában az alkalmazástól és a vizsgált részecskék energiájától függ. Ennek köszönhetően a GEANT4 nemcsak a nagyenergiájú részecskefizika, hanem a nukleáris és orvosi fizikában is széleskörűen alkalmazható [44].

A szimulációs kód szerkezetét a GEANT4 alkalmazás-architektúrájához igazítottam. A toolkit hivatalos B1 példaprogramját vettem alapul, amelyet a kísérlet specifikus igényeinek megfelelően adaptáltam és bővítettem ki saját komponensekkel. A főprogram (`main.cc`) feladata a GEANT4 alkalmazás összeállítása és indítása: itt hívja meg a `RunManager`-t, amelyhez a felhasználó regisztrálja a kernel által megkövetelt inicializáló objektumokat. Ezek a Geant4 dokumentációja szerint tipikusan a detektorgeometria leírását adó `G4VUserDetectorConstruction` interfész egy konkrét megvalósítása, a fizikai folyamatok készletét leíró fizikai lista (saját `G4VUserPhysicsList`/`G4VModularPhysicsList` megvalósítás, valamint a felhasználói „action”-ök regisztrálását végző `G4VUserActionInitialization`

megvalósítás. Az „ActionInitialization”-n belül az elsődleges részecskék előállítását végző generátort (egy példányosított `G4VUserPrimaryGeneratorAction`-t) kötelező beállítani, mivel ez generálja az események elsődleges részecskéit.

A `main.cc` ezen kívül beállítja a véletlenszám-generátort (engine és seed) a Monte Carlo mintavételezéshez, inicializálja a vizualizációt, és parancssori argumentum alapján batch üzemmódban macro fájlt futtat, vagy interaktív módban UI sessiont indít.

Esetemben a fizikai modellezés szempontjából a `main.cc`-ben választom ki, hogy a szimuláció saját, kézzel összeállított `PhysicsList` konfigurációt használ-e, vagy egy referencia physics listát (pl. `QBBC`). Referencia lista alkalmazásakor lehetőség van az elektromágneses fizika konstruktorának célzott cseréjére (pl. `Option4/Livermore/Penelope`), így azonos geometria és generátor mellett különböző elektromágneses modellek összehasonlíthatók.

A szimulációm az alábbi komponensekből épül fel:

Kernel által megkövetelt inicializálások:

- **DetectorConstruction** – A detektorrendszer geometriai felépítését és az anyagdefiníciókat tartalmazza, vagyis itt történik a teljes geometria (aktív és inaktív elemek) felépítése és elhelyezése a választott koordináta-rendszerben. A detektorokhoz tartozó anyagok és azok szükséges tulajdonságai szintén ebben az osztályban kerülnek megadásra. Az érzékeny detektorvolumenek kijelölése (és amennyiben használok ilyet, az SD/mező beállítása a `ConstructSDandField()` metódusban) szintén ehhez a komponenshez tartozik.
- **PhysicsList** – Ez a komponens fogja össze a szimulációban alkalmazott fizikai folyamatokat és azok beállításait. Ennek részeként hozzárendelem a releváns kölcsönhatásokat a vizsgált részecskékhez (például γ esetén fotoeffektus, Compton-szórás és párkeltés; $e^\pm$ esetén ionizáció, többszörös szórás, bremsstrahlung és e^+ -annihiláció), és itt adom meg azokat a numerikus paramétereket, amelyek az eredmények pontosságát és a futásidőt befolyásolják. A Geant4-ben a *production cut* (más néven *range cut*) azt szabályozza, hogy az elektromágneses folyamatok során keletkező nagyon kis hatótávolságú másodlagos részecskéket a program explicit módon legenerálja-e. A kisebb cut részletesebb és pontosabb leírást adhat, de növeli a futásidőt, míg a nagyobb cut gyorsabb szimulációt eredményez a finom részletek rovására. A *cuts per region* lehetőség azt jelenti, hogy ugyanezt a küszöböt geometriai

régiónként külön is megadhatjuk: az aktív detektorrészekben jellemzően kisebb, a kevésbé fontos, inaktív szerkezetekben nagyobb értéket választunk a számítási teljesítmény optimalizálására.

- **ActionInitialization** – Az „Action” osztályok (pl. run/event/stepping szintű kezelők) regisztrálását és példányosítását végző komponens; multithreading futtatás esetén ennek szerepe különösen fontos, mivel a worker szálak számára külön példányosítja a szükséges „Action” objektumokat, és lehetőséget ad a master és worker logika szétválasztására. Ha valamely „Action” osztálynak szüksége van a geometriai leírásra vagy más, megosztott konfigurációra, azt ezen a csatornán keresztül is át lehet adni.
- **PrimaryGeneratorAction** – Az elsődleges részecskék generálását végző eseménygenerátor, amelyet a GEANT4-ben mindenképpen biztosítani kell, mivel ez hozza létre az események bemeneti (elsődleges) részecskéit. A vizsgálat céljától függően itt állítom be a részecsketípust és az energiát (monoenergiás vagy eloszlásból mintavételezett), a forrás térbeli helyzetét és irányeloszlását (kollimált, izotróp vagy egyedi szögeloszlás). Jelen munkában a **PrimaryGeneratorAction** osztályban valósítottam meg a vizsgált magreakció elsődleges eseményeinek generálását. Ez az osztály hívja meg az **IPC.hh** modult, amely a megadott átmenet típusa és átmeneti energiája alapján előállítja a szükséges e^+e^- eloszlást. A generálás során az adott átmenet természetes szélességét is figyelembe vettem, amelyet szintén ebben az osztályban adtam meg. Emellett ebben az osztályban implementáltam a feltételezett részecske kéttest-bomlásának kinematikáját is, amely a hipotetikus bomlási csatorna megfelelő generálását teszi lehetővé.

Eseményfeldolgozás közben meghívott (opcionális) „Action” osztályok:

- **RunAction** – A futás elején és végén végrehajtandó műveleteket definiálja. Itt inicializálom az adatkiírást (fájlok megnyitása, kimeneti struktúra létrehozása) és az összesítő statisztikák/hisztogramok run-szintű előkészítését, majd a futás végén a felhalmozott eredményeket lezárom és kiírom. A globális beállítások (pl. seed-kezelés) run-szintű kezelése is ide szervezhető. Ezzel a komponenssel a teljes futásra vonatkozó összesített információkat egységesen tudom kezelni és kimenteni.
- **EventAction** – Eseményenként, az esemény elején és végén hívódik meg, és az eseményszintű mennyiségek összegzésére szolgál (például detektoronkénti energialeadás, találatok száma). A kiírás előtti ese-

ményszűrés (csak „hasznos” események mentése) természetes helye ez a komponens, és itt kezelem az event ID-hez, metaadatokhoz kapcsolódó logikát is, összekötve a lépés szinten gyűjtött információkkal. Ez biztosítja az egyes események adatainak összegyűjtését, mielőtt azok a run-szintű kimenetbe kerülnének.

- **SteppingAction** – Lépésenként futó „Action”-k, amely az aktív detektortérfogatokban történő energiaátadások és egyéb, lépésenként elérhető mennyiségek nyomon követését teszi lehetővé. Itt gyűjtöm az adott lépésben leadott energiát, és szükség esetén rögzítem a részecske pozícióját/impulzusát/típusát kritikus helyeken (például a DSSD detektorok határfelületeinél). A térfogat specifikus logika (csak az aktív részek mérése) és egyes folyamatok azonosítása/szűrése is jellemzően ebben a rétegben történik. A SteppingAction tehát a legfinomabb felbontású információforrás, amelyből az eseményszintű összegzés felépül.

Saját kiegészítő osztály:

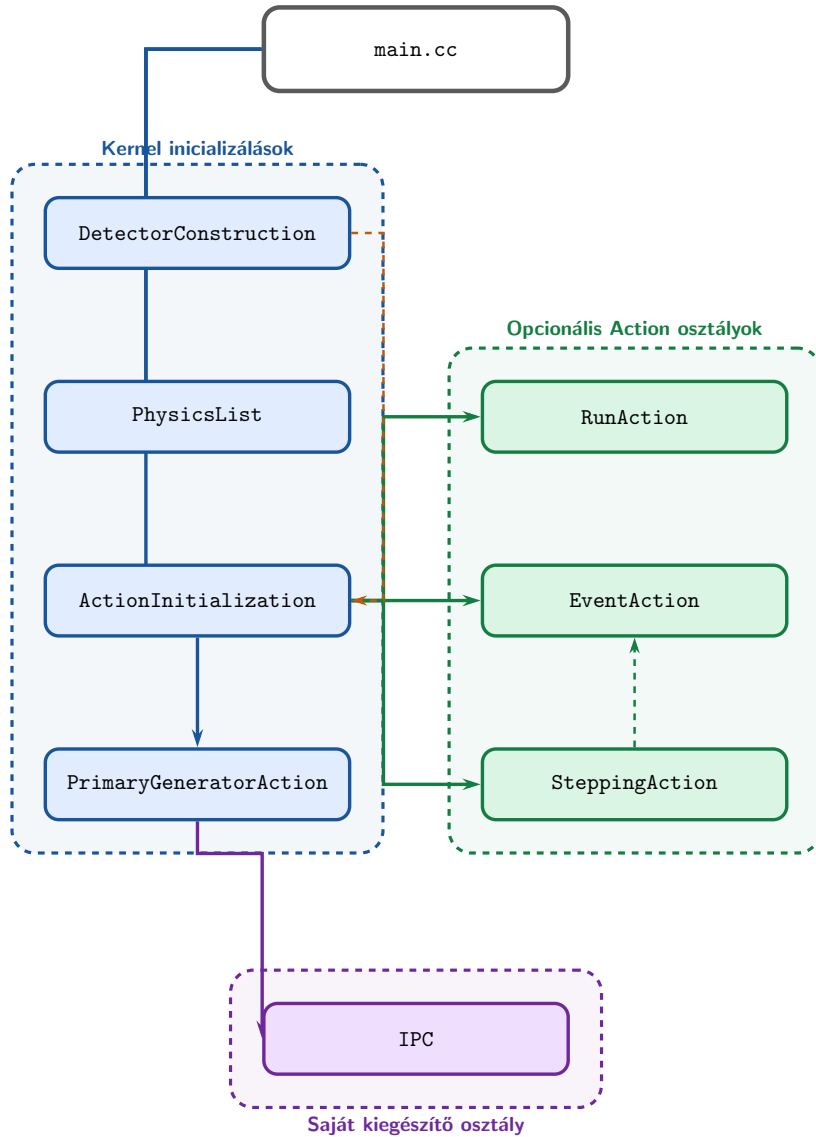
- **IPC** – A belső párkeltés (Internal Pair Creation) folyamatát megvalósító komponens. Ennek részeként kiszámítom a differenciális hatáskeresztmetszetet elektromos (E0, E1, E2, ...) és mágneses (M1, M2, ...) multipolaritású átmenetekre, majd az ebből származtatott energia- és szögeloszlások alapján generálok az e^+e^- párokat.

A kód felépítése lehetővé teszi a különböző vizsgálati scenáriók (pl. háttér-folyamatok, belső párkeltési folyamatok, hipotetikus részecskebomlás) gyors cseréjét és futtatását. A program futása során minden eseményhez eltároltam a detektoronkénti energiaátadásokat, valamint a részecske áthaladási pozícióit a DSSD detektorok határfelületein, amelyeket később az analízis során dolgoztam fel.

A szimuláció kódja a GEANT4 struktúrájához igazodva moduláris felépítést követ. Az alábbi 5.1. ábra összefoglalja a legfontosabb osztályokat és azok kapcsolatait. Ez az architektúra lehetővé teszi a detektorgeometria, a részecskeforrások és a fizikai kölcsönhatások rugalmas kezelését, valamint az események részletes kiértékelését és adatmentését. A szimuláció működése lépésekre bontható, amelyek logikusan követik egymást a szimuláció indításától az eredmények mentéséig.

5.1. A szimuláció felépítése

A Monte Carlo-szimulációk lehetővé teszik a detektorrendszer fizikai jellemzőinek és a benne zajló kölcsönhatások részletes vizsgálatát. Modellem



5.1. ábra. Ez az ábra azt szemlélteti, hogyan hívja meg a GEANT4 keretrendszer a felhasználó által megírt osztályokat a szimuláció különböző szakaszaiban. A detektorgeometria és a kezdeti beállítások létrehozása a felhasználó feladata, míg az események és lépések során a GEANT4 automatikusan meghívja a megfelelő felhasználói függvényeket.

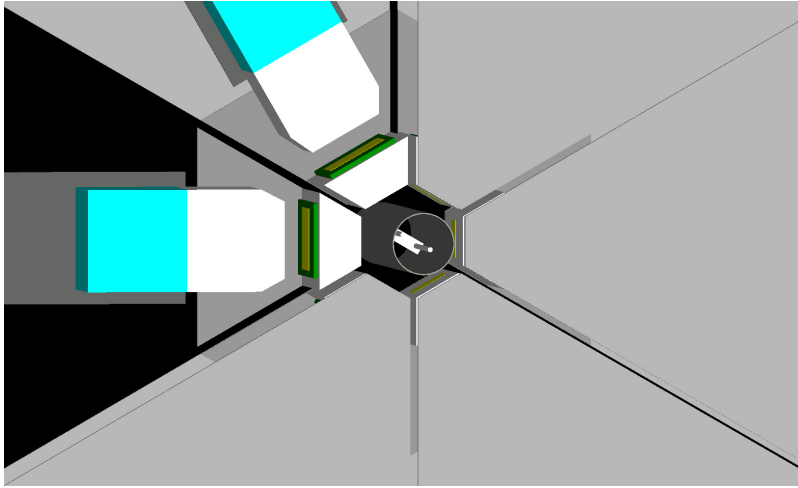
pontosan ábrázolja mind az aktív detektorelemeket és azok anyagát, mind pedig az inaktív szerkezeti komponenseket, így lehetőség nyílik a részecskék anyaggal való kölcsönhatásának, pályájuk alakulásának és az energiavesztések, valamint visszaszóródások hatásainak átfogó elemzésére. A moduláris felépítés rugalmasságot biztosít a különböző fizikai folyamatok — például belső és külső párkeltés, elektromágneses szóródások, valamint feltételezett új részecske bomlások — hatékony tanulmányozásához.

5.1.1. A spektrométer modellezése

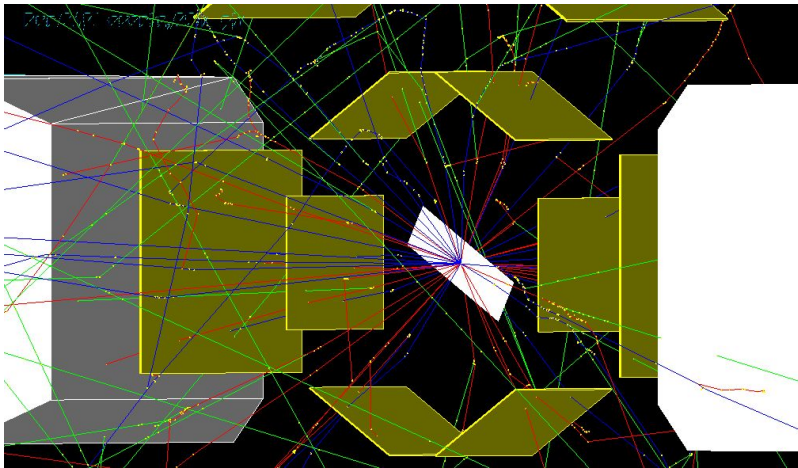
A detektorrendszer pontos geometriai modellezése elengedhetetlen a akceptancia, háttér és szögfelbontás hiteles szimulációjához. A szimuláció során különös figyelmet fordítottam az aktív elemek pozíciójára, méretére és anyagára. Az alábbiakban bemutatom a spektrométer két legfontosabb aktív komponensét: a plaztik szcintillátorokat és a szilícium DSSD detektorokat. A szimuláció során az aktív detektorelemek mellett a főbb inaktív tartószerkezeti is definiáltam, mivel ezek befolyásolhatják az e^+e^- párok pályáját és az érzékeny térfogatba való bejutásuk valószínűségét. A teleszkópok elhelyezését és orientációját a korábban ismertetett kísérleti konfiguráció alapján valósítottam meg. A detektorokat a szimulációban ugyanazon szögpozíciókba helyeztem, mint a valós kísérlet során, azaz 60° -os szögekzökkel, körkörösén, a nyalábirányra merőleges síkban. A spektrométer szimulációjának geometriáját az 5.2. illetve az 5.3. ábra szemlélteti.

Plasztik detektorok felépítése

A plaztik detektorok anyaga tehát EJ-200 típusú plaztik, amelyet korábban már bemutatottam. Az EJ-200 anyagának definiálása után a geometriai leírást készítettem el. A detektorokat három részből állítottam össze: az első elem egy téglalap alapú csonkagúla, amelyet az UnionSolid függvény segítségével egyesítettem a téglatest alakú detektorelemmel, majd ehhez kapcsolódik a harmadik komponens, az optikai csatolás, amely a szcintillátort a PMT-csővel köti össze, ahogyan az 5.4. ábrán látható. A plaztik második eleme tehát a téglatest, amelynek középpontja 15,342 cm-re helyezkedik el a középponttól, az optikai csatolás pedig 22,342 cm-re. A plaztik detektor legfontosabb adatait a 5.1. táblázatban, az optikai csatolás adatait pedig a 5.2. táblázatban foglaltam össze. A POM anyag főbb anyagi és geometriai paramétereit a 5.3 és a 5.4 táblázatban foglaltam össze.



5.2. ábra. A szimulált spektrométer vizualizációja, amely a hat teleszkóp-ból álló detektorrendszer térbeli elrendezését, a target helyzetét, valamint a DSSD detektorok, a hozzájuk tartozó nyáklapok és a plastik detektorok egymáshoz viszonyított pozícióját szemlélteti. A DSSD detektorok sárga, a nyáklapok zöld, a plastik detektorok fehér, az optikai csatolás kék, a vákuumrendszer széncsője sötétszürke, a targettartó pedig fehér színnel jelenik meg.



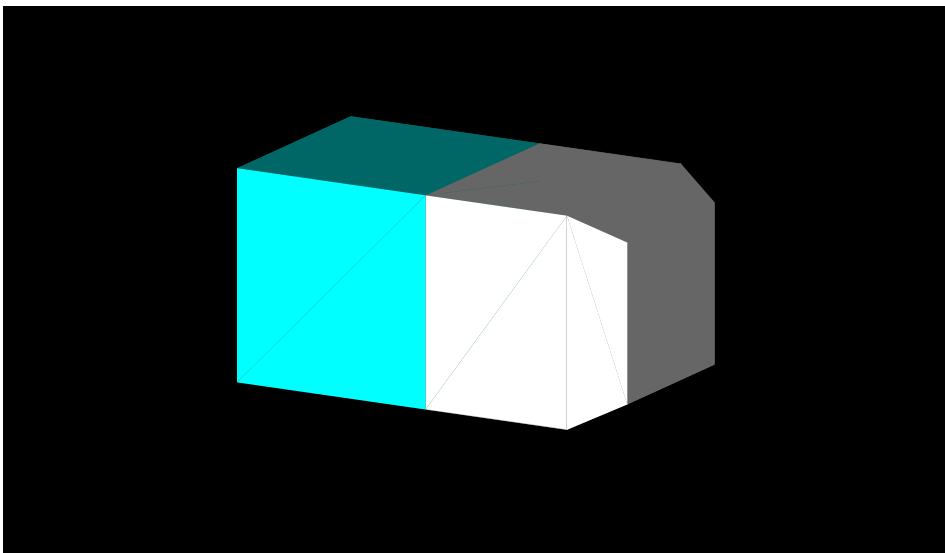
5.3. ábra. A szimulált spektrométer aktív elemeinek, illetve targettartójának vizualizációja. Az ábrán sárga színnel a DSSD detektorok aktív elemei, fehér színnel a plastik detektorok, valamint középen a targettartó látható futás közben. A kék trajektóriák a pozitronokat, a pirosak az elektronokat, a zöldek pedig a fotonokat szemléltetik.

5.1. táblázat. Az EJ-200 típusú plastik szcintillátor anyagjellemzői és geometriai paraméterei a detektorszimulációban alkalmazott modell szerint.

Paraméter	Érték
Anyagi összetétel	
Sűrűség	1,023 g/cm ³
Alapanyag	EJ-200
Hozzáadott elemek	$C : 9, H : 10$
Moláris tömeg (M)	$M_C = 12,01$ g/mol, $M_H = 1,01$ g/mol
Rendszám (Z)	$Z_C = 6, Z_H = 1$
Geometriai paraméterek	
Téglatest (x -irány)	4,3 cm
Téglatest (y -irány)	4,1 cm
Téglatest (z -irány)	3,0 cm
Trapézoid (dx_1)	3,3 cm
Trapézoid (dx_2)	4,3 cm
Trapézoid (dy_1)	3,1 cm
Trapézoid (dy_2)	4,1 cm
Trapézoid (dz)	1,0 cm

5.2. táblázat. Az optikai csatoló anyag főbb anyagi paraméterei és optikai tulajdonságai a szimulációban alkalmazott modell szerint.

Tulajdonság	Érték
Kémiai összetétel	$C_5H_8O_2$
Sűrűség	1,17 g/cm ³
Moláris tömeg (M)	$M_C = 12,01$ g/mol, $M_H = 1,01$ g/mol, $M_O = 16,00$ g/mol
Rendszám (Z)	$Z_C = 6, Z_H = 1, Z_O = 8$
Refrakciós index (n)	1,49
Geometriai paraméterek	
Téglatest (x -irány)	4,3 cm
Téglatest (y -irány)	4,1 cm
Téglatest (z -irány)	4,0 cm



5.4. ábra. A plasztik detektor geometriája a hozzátartozó optikai csatolással.

DSSD detektorok és rögzítő elem szimulációja

A DSSD típusú detektorok aktív régióját szilícium alkotja, amelyet a szimuláció során egyszerűsítve egy homogén tömbként modelleztem. Ezeket a szilíciumtömböket az inaktív hordozószerkezet – a nyomtatott áramkörtől (NYÁK) – belsejébe ágyaztam, és a detektorrendszer középpontjától 4,1 cm, illetve 7,8 cm távolságra helyeztem el. A nyomtatott áramkörtől (NYÁK-ok) leggyakrabban használt anyaga az FR-4, ami üvegszál erősítésű epoxigyanta. Ezt az FR-4 anyagot definiáltam és alkalmaztam a DSSD detektorok inaktív térfogatához. A pontos geometriai elrendezést a korábbi 4.1. fejezetben részleteztem.

A két detektorelem között egy polioximetilén (POM, angol nevén polyoxymethylene) nevű műanyagból készült tartóelem található, amelyre a detektorok rögzítve lettek. Ez a szerkezeti elem mechanikai kapcsolatot biztosít a detektorok és a teljes detektorrendszer tartószerkezete között.

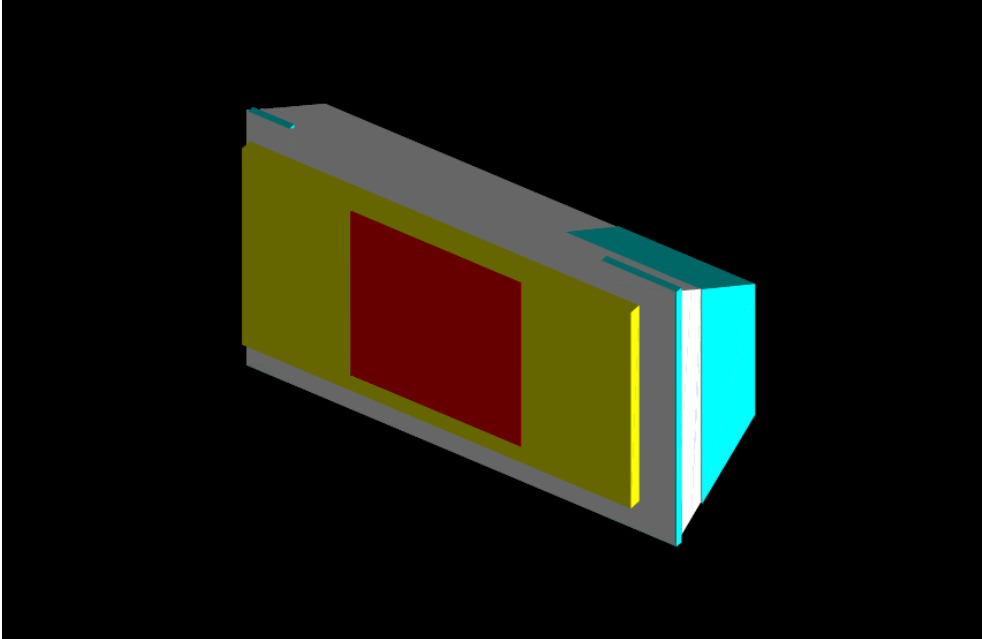
A tartóelem geometriáját a szimulációban is megőriztem, azonban annak összetett alakja miatt több egyszerű alkotóelemből építettem fel. Ez nemcsak a modellezés technikai kivitelezését könnyítette meg, hanem így pontosan vissza tudtam adni a tervrajzok alapján meghatározott eredeti geometriát is. A szimulált tartóelem, valamint a hozzá rögzített kis DSSD detektor geometriáját az 5.5. ábra mutatja be.

5.3. táblázat. A POM anyag legfontosabb kémiai paramétereit az általam felépített modell szerint.

Tulajdonság	Érték
Kémiai összetétel	CH_2O
Sűrűség	$1,41 - 1,42 \text{ g/cm}^3$
Moláris tömeg (M)	$M_C = 12,01 \text{ g/mol}, M_H = 1,01 \text{ g/mol}, M_O = 16,00 \text{ g/mol}$
Rendszám (Z)	$Z_C = 6, Z_H = 1, Z_O = 8$

5.4. táblázat. A POM anyag legfontosabb fizikai paramétereit az általam felépített modell szerint.

Index	dy_1 (mm)	dy_2 (mm)	dx_1 (mm)	dx_2 (mm)	dz (mm)	h (mm)
0	74,202	39,000	63,500	63,500	3,500	7,000
1	72,214	38,000	63,500	63,500	2,500	5,000
2	70,735	37,000	63,500	63,500	2,500	5,000
3	68,757	36,000	63,500	63,500	2,500	5,000
4	66,778	35,000	63,500	63,500	2,500	5,000
5	65,302	34,000	63,500	63,500	3,265	6,530



5.5. ábra. A kis- és nagyméretű DSSD detektorok között elhelyezkedő, POM anyagból készült tartóelem, valamint a nagy DSSD detektor aktív érzékelő-eleme és nyomtatott áramkört lapja (PCB) vizualizálva GEANT4-ben.

5.1.2. A szimuláció fizikája

A GEANT4 egyik lényeges eleme, hogy a részecske–anyag kölcsönhatások modellezéséhez a felhasználó előre definiált referencia-fizikalisták közül választhat, illetve saját vagy testreszabott fizikai összeállítást (*PhysicsList*) is létrehozhat. A *PhysicsList* határozza meg, hogy a szimuláció mely részecskéket és fizikai folyamatokat veszi figyelembe, valamint hogy ezekhez milyen modellek tartoznak; a választott fizikai konfiguráció és a kapcsolódó beállítások közvetlenül befolyásolják a szimuláció pontosságát és számítási igényét.

A GEANT4 a gyakorlatban gyakran használt, előre összeállított konfigurációkat referencia fizikai listák formájában is biztosít. A teljesség igénye nélkül, a leggyakrabban előforduló listák közé tartoznak például az alábbiak:

- **FTFP_BERT**: általános célú referencia physics lista széles energia-tartományra, elsősorban hadronfizikai alkalmazásokhoz.
- **FTFP_BERT_EMV** / **EMZ**: a fenti lista olyan változatai, ahol az elektromágneses rész eltérő beállításokkal fut (pontosság-futásidő kompromisszum).
- **QGSP_BIC** / **QGSP_BERT**: referencia listák alternatív hadronfizikai modellekkel, speciális alkalmazásokban használt konfigurációk.
- **G4EmStandardPhysics_option1–4**: a standard elektromágneses folyamatok különböző pontossági és optimalizációs szintjeit megvalósító fizikai konstruktorok.
- **Livermore** / **Penelope**: alacsony energiás elektromágneses csomagok, amelyek a standard EM folyamatokhoz alacsony energián részletesebb modelleket rendelnek (különösen γ és $e^\pm$ transzport esetén).
- **QBBC**: kiegyensúlyozott referencia physics lista, amely általános célú összeállítást ad az elektromágneses és hadronikus folyamatokra, és alkalmas háttérfolyamatok szimulációjára is.

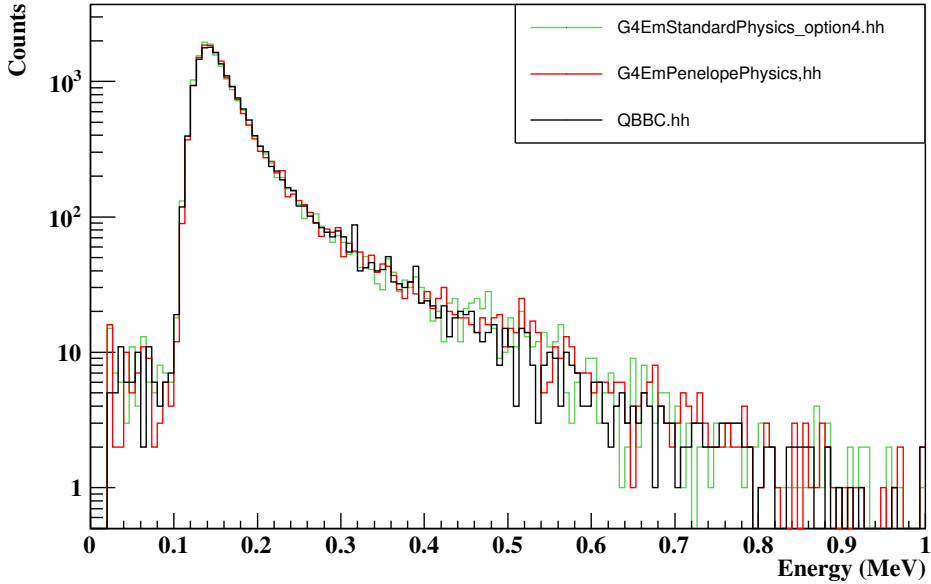
A jelen munka szempontjából elsősorban az elektromágneses kölcsönhatások relevánsak, ezért az összehasonlító vizsgálatokban az elektromágneses fizika leírásában eltérő konfigurációkat vizsgáltam. A programot úgy alakítottam ki, hogy a `main.cc` fájlban – kommentekkel – egyszerűen lehessen váltani több fizikai konfiguráció között: használható a referencia-fizikalistaként szolgáló QBBC, ennek elektromágneses része alternatív EM konfigurációkra (Option4/Livermore/Penelope) cserélhető összehasonlító futásokhoz, illetve egy egyszerűsített saját *PhysicsList* is beállítható kontrollszámítások céljára.

A saját **PhysicsList** konfigurációt azért készítettem el, hogy a válaszfüggvény alakulását az egyes elektromágneses kölcsönhatási folyamatok szerint vizsgálni tudjam (azaz kontrolláltan ki- és bekapcsolhassam a releváns folyamatokat), miközben a felhasznált fizikai modellkészlet minimális és átlátható marad.

A szimuláció részletességét a szekunderkeltési küszöb (*production cut*, ún. *range cut*) beállításával szabályoztam. A GEANT4-ben ez hatótávolság-alapú vágás: a felhasználó egy hossz méretet ad meg (például 0,01 mm), amelyből a program az adott anyagra kiszámítja a hozzá tartozó ekvivalens energiát külön-külön γ , e^- és e^+ részecskékre. A küszöb azt szabályozza, hogy az elektromágneses folyamatok a kis hatótávolságú szekunder részecskéket (például δ -elektronokat vagy kisenergiás fotonokat) explicit módon hozzák-e létre és követik-e, vagy hatásukat a részecske pályája mentén folyamatos energialeadásként veszik figyelembe; ez a beállítás a pontosság és a számítási igény közötti kompromisszum egyik fő meghatározója.

A megfelelő elektromágneses konfiguráció kiválasztását összehasonlító szimulációkkal alapoztam meg. Ehhez 10^7 darab monoenergiás, 10 MeV energiájú elektront generáltam izotróp eloszlásban, és azonos geometriai konfiguráció mellett lefuttattam a szimulációt három különböző elektromágneses konfigurációval: **G4EmStandardPhysics_option4**, **G4EmPenelopePhysics** és **QBBC**. A cél az volt, hogy ellenőrizsem, a választott elektromágneses modell okoz-e érdemi eltérést a detektor válaszában, különösen a mért energialeoszlások és a részecskék anyagbeli transzportjának jellemzői tekintetében. A vizsgálat érzékeny a töltött leptonok anyagbeli transzportjára, mivel a detektorok előtt található passzív anyagokban fellépő energiavesztés és többes szórás megváltoztatja a részecskék DSSD-re érkezési energiáját és irányát, ami közvetlenül befolyásolja a válaszfüggvényt és a geometriai akceptanciát. A vizsgált konfigurációkkal kapott energiaspektrumok és a kapcsolódó eloszlások nem mutattak számottevő különbséget. Ez alapján a modell választás a vizsgált energiatartományban és geometriában nem okoz érdemi változást a detektor válaszában (lásd 5.6. ábra).

A további szimulációk során referencia konfigurációként a **QBBC physics** listát használtam. A kiértékelésben az $e^\pm$ és γ részecskék elektromágneses transzportjához tartozó alapfolyamatokra fókuszáltam (fotoeffektus, Compton-szórás, e^+e^- párkeltés, ionizáció, fékezési sugárzás, többszörös szóródás, pozitron-annihiláció), mivel ezek határozzák meg a töltött leptonok és fotonok anyagban történő energia-vesztését és szóródását a vizsgált energiatartományban.



5.6. ábra. A különböző elektromágneses konfigurációk mellett kapott válaszfüggvények összehasonlítása egy $(3 \times 25 \times 25)$ mm³ méretű DSSD detektor esetében.

A plastik szcintillátor detektor válaszána szimulációjára két alapvető megközelítés adódik: (i) energiaveszteség-alapú modell, ahol a detektorban elnyelt energiát használjuk a jel becslésére, illetve (ii) részletes optikai modell, amely a szcintillációt és az optikai fotonok transzportját is tartalmazza. Az utóbbihoz az anyagok optikai tulajdonságainak és a felületmodelleknek a részletes megadása szükséges, és a számítási igény tipikusan nagyságrendekkel nagyobb. Mivel a jelen vizsgálat céljaihoz elegendő a szcintillátorban elnyelt energia ismerete, a továbbiakban az energiaveszteség-alapú megközelítést alkalmaztam. A kódban az optikai folyamatok lehetőségként elő voltak készítve, de a jelen munkában nem aktiváltam.

A plastik detektorokra vonatkozóan szintén elvégeztem a kiválasztott elektromágneses konfigurációk összehasonlítását, melynek eredményeit a 5.2.1. alfejezetben ismertetem.

5.1.3. Részecskegenerátor

A szimuláció során nemcsak a belső párkonverzió (IPC) folyamatát kellett modellezni, hanem a háttérként megjelenő, például γ -fotonok által kiváltott külső párkeltés (EPC) hatását is figyelembe kellett venni. A `PrimaryGeneratorAction.cc` forrásfájlom ennek megfelelően három fő egységre tagolódik: az első a belső párkonverzió (IPC) eseményeit generálja, a második a külső párkeltés (EPC) folyamatát valósítja meg, míg a harmadik egy feltételezett, m_x tömegű részecske relativisztikus kéttest-bomlását.

Belső Pár Konverzió

Az e^+e^- párok szögeloszlását, amelyek belső párkeltés (IPC) során keletkeznek, a szimuláció során a már korábban említett M.E.Rose által levezetett analitikus kifejezések alapján valósítottam meg.

Az elektromos multipólusátmenetek esetén az eloszlás a következő alakot ölti:

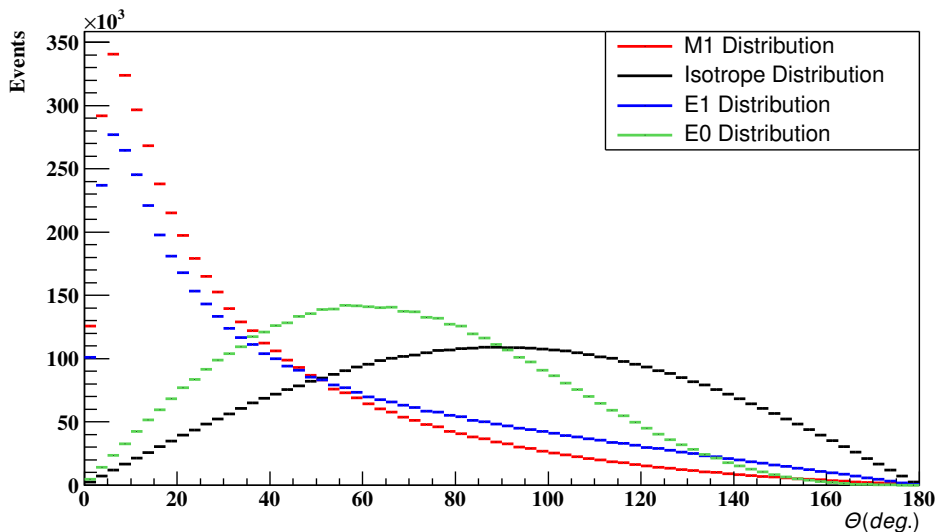
$$\begin{aligned} \gamma_l(\Theta) = & \frac{2\alpha}{\pi}(l+1)\frac{p_+p_-}{q}\frac{(q/k)^{2l-1}}{(k^2-q^2)^2} \times \\ & \times \left\{ (2l+1)(W_+W_- + 1 - \frac{1}{3}p_+p_- \cos \Theta) + \right. \\ & + l\left[\frac{q^2}{k^2} - 2\right](W_+W_- - 1 + p_+p_- \cos \Theta) + \\ & \left. + \frac{1}{3}(l-1)p_+p_- \left[\frac{3}{q^2}(p_- + p_+ \cos \Theta)(p_+ + p_- \cos \Theta) - \cos \Theta\right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Míg mágneses multipólusátmenetek esetén az alábbi formula adja meg az eloszlást:

$$\begin{aligned} \gamma_l(\Theta) = & (2\alpha/\pi)(p_+p_-/q)\frac{(q/k)^{2l+1}}{(k^2-q^2)^2} \left\{ 1 + W_+W_- - \right. \\ & \left. - \frac{p_+p_-}{q^2}(p_- + p_+ \cos \Theta)(p_+ + p_- \cos \Theta) \right\}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Az 5.1 és az 5.2 egyenletben megadott elméleti kifejezéseket közvetlenül implementáltam a GEANT4 szimulációs környezetbe, az IPC folyamat korrekt modellezése érdekében. Az implementáció után több szimulációt futtattam

különböző átmenettípusokra. A 5.7. ábrán bemutatott polárszög szerinti eloszlások az IPC eseménygenerátor által előállított bemeneti szögeloszlásokat szemléltetik izotróp, M1, E1 és E0 típusú átmenetek esetén.



5.7. ábra. Az M1, E0 és E1 dipólusátmenetek, valamint az izotróp eloszlás polárszög szerinti eloszlása a GEANT4 szimulációban.

A szögeloszlások megjelenítése lehetőséget adott a szimulációs eseménygenerátor működésének vizuális ellenőrzésére, különböző átmenettípusokra vonatkozóan. Bár ezeknek az eloszlásoknak nem volt közvetlen kvantitatív szerepük a végső eredmények értékelésében, fontos visszajelzést nyújtottak a szimulációs rendszer helyes működéséről a fejlesztési szakaszban.

Külső párkeltés

Mivel a vizsgált és vizsgálni kívánt elektromágneses dipólusos magátmenetek elsődleges emissziós módja a γ -bomlás, különös figyelmet kellett fordítanom azokra az e^+e^- párokra, amelyek külső párkeltés (EPC) révén jöhetnek létre. Az e^+e^- párkeltési keresztmetszetek közelítéseinek pontossága jelentősen függ az atommag rendszámától, elsősorban az árnyékolási hatások miatt. Nagyobb Z értékű atomok esetén a magot több belső héjas elektron veszi körül, amelyek egyfajta „elektronfelhőt” alkotnak. Ez az elektronfelhő árnyékolja a mag teljes Coulomb-terét, amelyet a beérkező γ -foton tapasztal, így csökkentve az effektív magtöltést, amellyel a foton kölcsönhatásba lép. Ez az árnyékolás bonyolítja a kölcsönhatást, és hatással van az EPC keresztmetszet számítására is.

Ahogy azonban csökken a Z érték, különösen 20 alatti Z esetén, az atom egyre kevesebb elektront tartalmaz, így az árnyékolási hatások elhanyagolhatóvá válnak. Ezekben a könnyebb elemekben a γ -foton szinte közvetlenül kölcsönhatásba léphet az árnyékolatlan atommag Coulomb-terével, ami ideálisabbá teszi a körülményeket az EPC keresztmetszetek közelítései számára. Ezért az alacsony Z -értékű atommagok esetében a számítások jobban egyeznek a kísérleti adatokkal, mivel a γ -foton „teljes” magtöltést érzékel, így pontosabb keresztmetszeti becslések adódnak anélkül, hogy bonyolult korrekciókra lenne szükség az elektronárnyékolás miatt. Így az EPC keresztmetszetre a 2.5. kifejezés alkalmazható.

A Bethe–Heitler-modell alapvető megközelítést nyújt az e^+e^- párkeltés (EPC) keresztmetszeteinek kiszámítására egy atommag Coulomb-terében. Ez a modell szolgál alapul a GEANT4 EPC szimulációihoz is, különösen azokban az energiatartományokban, ahol a párkeltés már jelentős szerepet játszik (több MeV fölött). Ez a leegyszerűsítés lehetővé teszi, hogy a nagy energiájú beérkező fotonok szinte közvetlenül a teljes magtöltéssel lépjenek kölcsönhatásba, ami pontos EPC keresztmetszeti előrejelzéseket eredményez $Z < 20$ esetén. Ilyen körülmények között a Bethe–Heitler-formula megalapozott kiindulási alapot nyújt a párkeltési folyamatok modellezéséhez [46].

A relativisztikus bomláskinematika implementálása

A hipotetikus X17 részecske keresése során alapvető követelmény, hogy a részecske bomlása egy e^+e^- párra kéttest-folyamatként menjen végbe. A részecske tömegközépponti (CM) rendszerében — amennyiben teljes energiája kizárólag a nyugalmi energiájára korlátozódik — az elektron és a pozitron ellentétes irányban emittálódik, így a köztük bezárt szög 180° lesz. Ha azonban a m_X tömegű hipotetikus részecske kinetikus energiával is rendelkezik, akkor a bomlás szöge természetesen kisebb lesz 180° -nál. Feltételezve a leptonpárok izotróp szögeloszlását, a következő összefüggésnek kell teljesülnie:

$$m_X^2 = 2m_e^2 + 2E_+E_- - 2|\vec{p}_+||\vec{p}_-|\cos\Theta, \quad (5.3)$$

ahol Θ az elektron és a pozitron által bezárt szög. A szimuláció során tehát egy feltételezett, m_X tömegű részecske bomlását modelleztem, amely egy nyugalomban lévő céltárgyból származik. A részecske teljes energiája a laboratóriumi rendszerben $E_X = 18,15$ MeV volt, a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció $18,15$ MeV energiájú M1 átmenete alapján. A feltételezett bomlás egy e^+e^- párt hoz létre, azonos nyugalmi tömeggel: $m_e = 0,511$ MeV/ c^2 . Feltételeztem, hogy a részecske pontszerű forrásból indul ki, és véletlenszerűen választott irányba halad.

Első lépésként kiszámítottam a feltételezett X17 részecske sebességét és Lorentz-faktorát a laboratóriumi rendszerben:

$$\beta_{\text{lab}} = \frac{\sqrt{E_X^2 - m_X^2}}{E_X}, \quad \gamma_{\text{lab}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{lab}}^2}}. \quad (5.4)$$

Ezután a bomlást az X17 részecske középponti tömeg (CM) rendszerében modelleztem. Ebben a rendszerben az elektronok és a pozitronok ellentétes irányba, azonos impulzusnagysággal repülnek szét:

$$\beta_{\text{cm}} = \frac{\sqrt{m_X^2 - 4m_e^2}}{m_X}. \quad (5.5)$$

A CM rendszerben véletlenszerű bomlási szöget generáltam. E szög ismeretében Lorentz-transzformációval kiszámítottam az elektron és a pozitron megfelelő szögeit a laboratóriumi rendszerben:

$$\tan \theta_{e^-}^{\text{lab}} = \frac{\beta_{\text{cm}} \sin \theta_{\text{cm}}}{\beta_{\text{lab}} \gamma_{\text{lab}} + \beta_{\text{cm}} \gamma_{\text{lab}} \cos \theta_{\text{cm}}}, \quad (5.6)$$

$$\tan \theta_{e^+}^{\text{lab}} = \frac{-\beta_{\text{cm}} \sin \theta_{\text{cm}}}{\beta_{\text{lab}} \gamma_{\text{lab}} - \beta_{\text{cm}} \gamma_{\text{lab}} \cos \theta_{\text{cm}}}. \quad (5.7)$$

A részecskék energiáit a relativisztikus energiaösszefüggés alapján határoztam meg:

$$E_{e^-} = \frac{E_X}{2} (1 - \beta_{\text{lab}} \beta_{\text{cm}} \cos \theta_{\text{cm}}), \quad E_{e^+} = E_X - E_{e^-}. \quad (5.8)$$

Az impulzusok nagyságát ezekből az energiákból számítottam:

$$p_{e^-} = \sqrt{E_{e^-}^2 - m_e^2}, \quad p_{e^+} = \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2}. \quad (5.9)$$

Az X17 részecske mozgásirányát a laboratóriumi rendszerben véletlenszerűen választottam ki. Az elektron és pozitron irányát a CM rendszerben ennek megfelelően transzformáltam a laboratóriumi rendszerbe. Az így kapott energia- és impulzusvektorok alapján állítottam be a két részecske kezdőparamétereit a szimulációban.

5.2. A szimuláció menete

A 5.1.2. alfejezetben bemutatott vizsgálatok során összehasonlítottam a különböző fizikai listák hatását a DSSD detektorok válaszfüggvényére. Az elemzést izotróp e^+e^- eloszlás esetén végeztem el, mivel ez jól jellemzi a detektorrendszer szögterománnyának érzékenységét. A különböző fizikai listák alkalmazása során azonban nem tapasztaltam számottevő eltérést sem az elnyelt energiák, sem a detektálási hatásfokok eloszlásában, így a további szimulációkhoz a legegyszerűbb és leghatékonyabb lista mellett döntöttem. A részletes válaszfüggvényeket itt nem mutatom be, de ezek alátámasztják a modellválasztás megbízhatóságát.

A fizikai folyamatok és szimulációs paraméterek alapos ellenőrzését követően a munka következő szakaszában sor került a tesztmérés során vizsgált magátmenet szimulációjára, amelynek célja az volt, hogy a detektorrendszer válaszát és a várható háttérviszonyokat részletesebben megértsem. Ezt követően a későbbiekben tervezett, 18,15 MeV-es magátmenetet is szimuláltam, amely a feltételezett új részecske keresése szempontjából különösen nagy jelentőséggel bír, mivel az ilyen nagyenergiájú átmeneteknél megnő a belső és külső párkeltési folyamatok valószínűsége is.

A szimuláció során külön figyelmet fordítottam az adott átmenetek során kibocsátott γ -fotonok által kiváltott külső párkeltés (external pair conversion, EPC) modellezésére is. Ez a folyamat, amelyben egy nagyenergiájú γ -foton a detektorrendszer valamely anyagában (például a vákuumablakban vagy a tartószerkezetekben) e^+e^- párt hoz létre, potenciálisan jelentős háttérforrást jelent a valódi jelekkel szemben, és ezért külön modellezést igényel. A háttérfolyamatok kezelése mellett vizsgáltam egy hipotetikus, rövidéletű részecske kéttest-bomlását is, amelynek során egy e^+e^- pár keletkezik. Ezt a bomlást különböző feltételezett nyugalmi tömegekre szimuláltam ugyanabban az átmenetben annak érdekében, hogy azonosítsam azokat a kinematikai jegyeket, amelyek alapján a detektált események egyértelműen elkülöníthetők lennének a szokásos elektromágneses háttérfolyamatoktól. A célom egy olyan jellegzetes eloszlásminta azonosítása volt, amely kifejezetten a részecske-bomlás eredetére utal, és amely a további kísérleti vizsgálatok során célzott keresést tehet lehetővé.

5.2.1. Plasztk detektorok válaszfüggvényei

A plasztik detektorok szimulált válaszfüggvényei különösen fontos szerepet játszanak a kísérleti adatok értelmezésében, hiszen ezek a detektorok szolgáltatják az időzítési jeleket, valamint számos triggerfeltétel alapját képezik. A szimuláció célja annak meghatározása volt, hogy a plasztik detektorok jeleit milyen mértékben befolyásolják a különböző fizikai modellek, geometriai

elrendezések, illetve a bejövő részecskék energiája. A vizsgálatot három lépésben végeztem el:

1. Elsőként különböző GEANT4 fizikai listák hatását elemeztem az azonos körülmények között elhelyezett detektorra, hogy meghatározzam, melyik modell adja a legmegbízhatóbb eredményeket, ahogyan azt korábban a DSSD detektorok esetében is megtettem.
2. Ezt követően, az optimálisnak választott fizikai lista mellett, különböző geometriai konfigurációkban — azonos energiájú izotróp forrás alkalmazásával — vizsgáltam a detektor választát.
3. Végül a forrás energiáját változtatva feltérképeztem, hogy a plasztik detektor hatásfoka miként alakul az energia függvényében.

Az első lépés során minden esetben 10 millió darab, izotróp eloszlású, 10 MeV energiájú monoenergiás elektronból álló forrást alkalmaztam, amely a plasztik detektortól 10,342 cm távolságra helyezkedett el, a spektrométerhez rendelt vonatkoztatási rendszer középpontjában. A vizsgálat során három különböző fizikai listát használtam: `QBBC`, `G4EmStandardPhysics-Option4` és `G4EmPenelopePhysics`. Az eredmények alapján a plasztik detektor válaszfüggvényeiben nem tapasztaltam érdemi eltérést az eltérő fizikai listák alkalmazása esetén. Ezért a továbbiakban a `QBBC` fizikai listát alkalmaztam, mivel megfelelő egyensúlyt biztosít a számítási igény és a fizikai modellek részletessége között, valamint tartalmaz minden releváns elektromágneses folyamatot, amely szükséges az e^+e^- párok és a detektorrendszer hiteles szimulációjához az 1–20 MeV energiaskálán.

A vizsgálat második lépésében annak hatását elemeztem, hogy különböző detektorelemek — például vákuumcső, DSSD detektorok — jelenléte miként módosítja a plasztik detektor válaszfüggvényét, miközben a részecskeforrás paraméterei, valamint a szimulációs környezet egyéb jellemzői változatlanok maradtak.

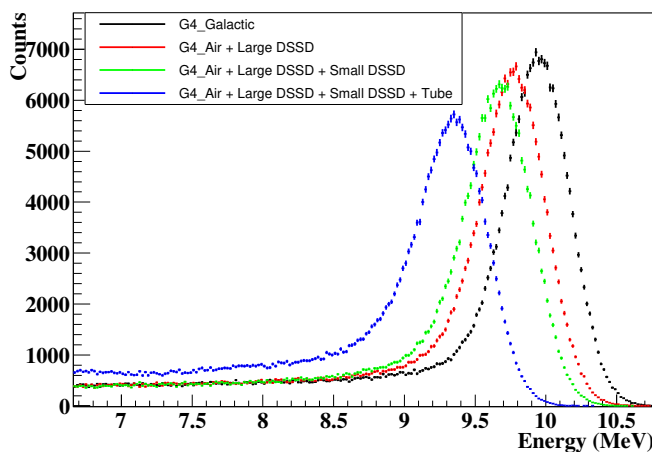
Az alkalmazott konfigurációk a következők voltak:

1. **Vákuum:** Referenciaállapot, amelyben a részecskeforrás és a detektor között semmilyen további anyag nem helyezkedik el. Ebben az esetben az elektronok energiavesztése elhanyagolható, így ez az elrendezés szolgált kiindulási alapként a további konfigurációk összehasonlításához.

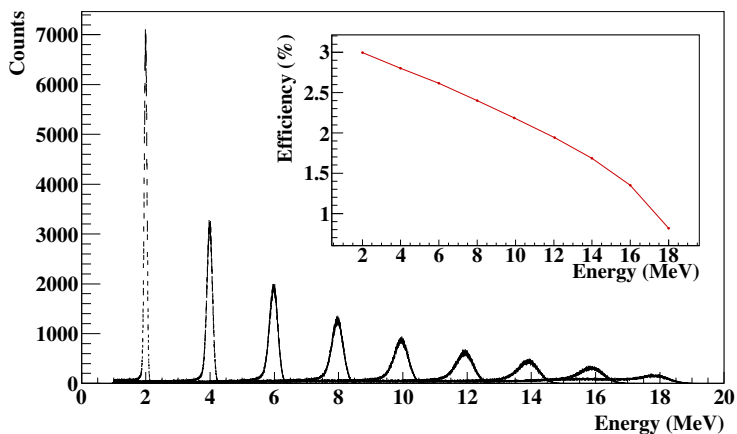
2. **Levegő:** A vákuumot levegő váltotta fel, modellezve az atmoszférikus közeg hatását az elektronok energiájára. A szimulációk alapján azonban a levegő jelenléte az adott geometriában nem eredményezett számottevő energiaveszteséget.
3. **Levegő + nagy DSSD:** Ebben az elrendezésben a detektor elé egy nagyméretű DSSD pozícióérzékelő került beépítésre, amely átlagosan 232.81keV energiaveszteséget okozott a 10MeV-es elektronok esetén a vákuumos referenciához képest.
4. **Levegő + nagy DSSD + kis DSSD:** A konfiguráció egy második, kisebb méretű pozíciódetektorral egészült ki, amely tovább növelte az energiaveszteséget, valamint fokozta a szóródás mértékét — utóbbit külön fejezetben tárgyalom részletesen. Az elektronok átlagos energiavesztesége ebben az esetben 340.26 keV volt.
5. **Levegő + nagy DSSD + kis DSSD + vákuumcső:** A teljes teleszkópmodell, amely a mechanikai tartószerkezetet (vákuumcső) is tartalmazza. Ez az elrendezés mutatta a legnagyobb mértékű energiaveszteséget, 606.8 keV-et a vákuumos állapothoz viszonyítva.

Az eredmények a 5.8. ábrán láthatók, a 2. konfiguráció kivételével, amelyet a levegő elhanyagolható hatása miatt nem tartottam indokoltnak ábrázolni; ezt az esetet kizárólag a teljesség kedvéért vettem figyelembe a szimuláció során. A vizsgálat eredményeit egy független szimulációs modell segítségével is validáltam, amely megerősítette, hogy az energiaveszteségek hatása konzisztensen jelenik meg. Végül elvégeztem a szimulációkat a plasztik detektorok hatásfokának meghatározására az elektronenergia függvényében, ideális, azaz vákuumbeli körülmények között. A részecskeforrást ebben az esetben is 10,342 cm távolságra helyeztem el a detektortól, és izotróp eloszlású elektronokat használtam futtatásonként 10 millió eseménnyel. A szimulációkat 0 és 20 MeV közötti energia-intervallumban végeztem el, 2 MeV-es lépésközzel. Az egyes energiapontokra kapott hatásfokértékek az 5.9. ábrán jobb felső sarkában ábrázoltam az energia függvényében.

Összegzésként megállapítható, hogy a plasztik detektorok szimulált válaszfüggvényeit elsősorban a geometriai elrendezés és az elektronok energiája befolyásolja, míg a különböző fizikai modellek alkalmazása csak minimális eltérést eredményezett a vizsgált energiatartományban. Az elvégzett vizsgálatok alapján a QBBC fizikai lista alkalmazása indokolt a további szimulációk során is.



5.8. ábra. Az ábra a különböző konfigurációk hatását szemlélteti az elektronok energiavesztésére, amelyet a plastik detektorban mért válaszfüggvényeken keresztül vizsgáltam. A fekete hisztogram a vákuumban mért referenciaeloszlást ábrázolja. A piros görbe a levegő és a nagy DSSD detektor együttes hatását mutatja, míg a zöld görbe a kis DSSD detektor hozzáadásával kialakuló további energiavesztést jelzi. A kék válaszfüggvény a teljes közeg — beleértve a vákuumcsövet is — hatását reprezentálja, amelyen az elektronoknak át kell haladniuk, mielőtt elérik a plastik detektort.



5.9. ábra. A plastik detektor válaszfüggvényei 2–18 MeV közötti, monenergetiás elektronokkal szimulálva, 2 MeV-es lépésközzel. Az ábra jobb felső sarkában a detektor hatásfoka látható az elektronenergia függvényében.

5.2.2. Spektrométer akceptancia hatásfoka

Ebben az alfejezetben a detektorrendszer teljes akceptancia hatásfokának vizsgálatát mutatom be, amelyet izotróp eloszlású, monoenergiájú elektronokkal végzett szimulációk segítségével végeztem el. A cél az volt, hogy meghatározzam, hogyan változik a detektálási valószínűség különböző konfigurációk esetén, illetve hogyan befolyásolják a rendszer egyes elemei a mért hatásfokot.

A szimuláció során minden konfigurációra 10 MeV energiájú elektronokat generáltam izotróp eloszlásban, 10 millió esemény felhasználásával. A vizsgált konfigurációk fokozatosan bővülő modelljei a teljes spektrométer felépítésének, a legegyszerűbb vákuumbeli detektortól a teljesen felszerelt mérőrendszerig. A vizsgált konfigurációk a következők voltak:

- **Konfiguráció 1:** Csak egyetlen plasztik detektor használtam vákuumban.
- **Konfiguráció 2:** Csak egyetlen plasztik detektor használtam atmoszferikus levegőben.
- **Konfiguráció 3:** Az összes plasztik detektort tartalmazza levegővel töltött környezetben.
- **Konfiguráció 4:** A 3. konfiguráció kiegészítve a nagy DSSD detektorok aktív elemével.
- **Konfiguráció 5:** Az előző konfiguráció kiegészítve a kis DSSD detektorok aktív térfogatával. Tehát a teljes spektroszkóp aktív térfogatait tartalmazza.
- **Konfiguráció 6:** Az előző konfiguráció kiegészítve a rendszert takaró lemezekkel.
- **Konfiguráció 7:** További kiegészítés a DSSD detektorok inaktív elemeit tartalmazó nyáklapok illetve ezeket a Detektorokat tartó POM nevezetű anyagból kialakított tartó elem.
- **Konfiguráció 8:** Az előző konfiguráció kiegészítése a vákuumcsővel.
- **Konfiguráció 9:** Az előző konfiguráció kiegészítése a targettartó főliával rudakkal illetve magával a targettel. Tehát az egész rendszert tartalmazza már.

Az első esetben tehát csak a izotróp eloszlású, 10 MeV mono energiájú elektronokra végeztem szimulációkat különböző konfigurációkra, konfigurációnként 10 millió eseménnyel indítva. A szimulált akceptancia hatásfokokat valamint annak statisztikai hibáit a 5.5. táblázat tartalmazza.

5.5. táblázat. Szimulált akceptancia hatások és statisztikai hibák értékei különböző konfigurációkban.

Konfigurációk	ϵ_{akc}	$\pm\Delta\epsilon$
Konfiguráció 1	0,0354075	0,000061
Konfiguráció 2	0,0359938	0,000061
Konfiguráció 3	0,2256650	0,000165
Konfiguráció 4	0,2202785	0,000164
Konfiguráció 5	0,2091375	0,000159
Konfiguráció 6	0,2130228	0,000159
Konfiguráció 7	0,2783460	0,000189
Konfiguráció 8	0,2768638	0,000188
Konfiguráció 9	0,2766890	0,000188

A teljes spektrométer anyagai és szerkezeti elemei szórési és visszaszórési folyamatokon keresztül járulhatnak hozzá a detektált eseményekhez, ami a kiválasztási hatékonyságot és a szögkorrelációs eloszlást is befolyásolhatja. Az inaktív elemek bevitele azért növelheti a hatásfokot, mert a rajtuk szóródó részecskék egy része utólag beléphet az aktív detektortérfogatba, míg ugyanezek a részecskék üres térben végleg elvesznének a rendszer számára.

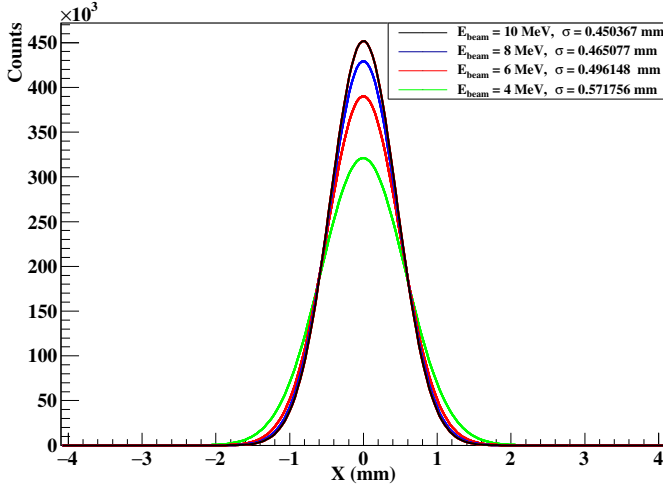
5.2.3. Elektronnyaláb szóródási tulajdonságainak vizsgálata DSSD detektorokon

A következő vizsgálat célja az volt, hogy kvantitatív módon jellemezze az elektronnyaláb szóródását a két rétegű DSSD detektorrendszerünk egy teleszkópján belül. Különös figyelmet fordítottam arra, hogy a rendszerben elhelyezett vákuumcső miként járul hozzá a részecskék térbeli szétterüléséhez, valamint arra, hogy az eltérülés mértéke miként függ az elektron energiájától. Már az első detektorréteget megelőzően is jelentős szóródás lép fel, így a detektor síkjában nem pontszerű, hanem kiterjedt foltszerű eloszlás figyelhető meg. A második detektorrétegre érkezve ez a szóródás tovább nő, mivel a részecskék az első detektorban is további irányváltozást szenvednek.

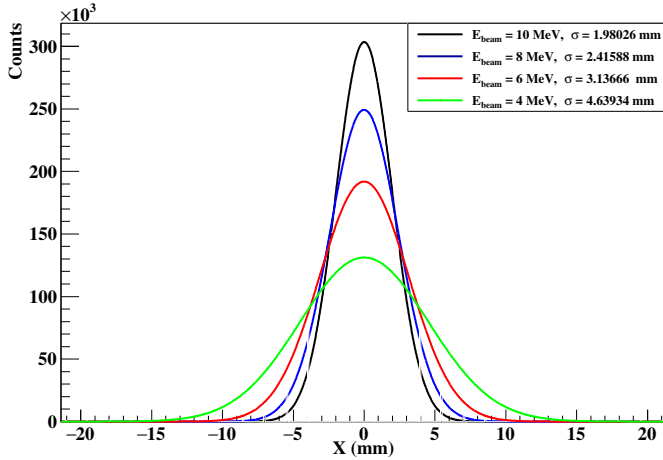
A szimuláció során monoenergiás elektronnyalábot használtam, melyet különböző energiákkal (1–20 MeV tartományban, 1 MeV-es lépésközzel) indítottam el az egyik teleszkóp irányába. A nyaláb a DSSD detektorsíkra merőlegesen, pontszerű forrásból, a kis DSSD detektortól 4,1cm távolságból érkezett. Minden energiaértéknél 1 millió eseményt futtattam le a statisztikai megbízhatóság biztosítása érdekében. A szimulációkat úgy hajtottam végre, hogy minden egyéb detektorelemet eltávolítottam a rendszerből annak érdekében, hogy az esetleges szóródások ne torzítsák az eredményeket. Ezekkel a beállításokkal két esetet vizsgáltam: az első esetben figyelmen kívül hagytam a vákuumrendszerhez tartozó szénszálas cső hatását, míg a második esetben annak jelenlétét is figyelembe vettem a szimuláció során. Az első (cső nélküli) konfiguráció eredményeit a kis DSSD detektorra vonatkozóan az 5.10. ábra, míg a nagy DSSD detektorra vonatkozóan az 5.11. ábra mutatja be. A detektorok által észlelt események x irányú pozícióeloszlásaiból jól megfigyelhető az energiafüggő szóródás: alacsonyabb energiánál szélesebb eloszlások jelennek meg, míg nagyobb energiákon a nyaláb fókuszáltabb.

A második konfigurációban a vákuumcső hatását is figyelembe vettem. A szimuláció eredményeként kapott eloszlásokat a kis DSSD esetében az 5.12. ábra, míg a nagy DSSD esetében az 5.13. ábra szemlélteti. A cső jelenléte minden energiánál jelentősen növelte az eloszlások szórását, ami a részecskék anyagban történő szóródásából adódik.

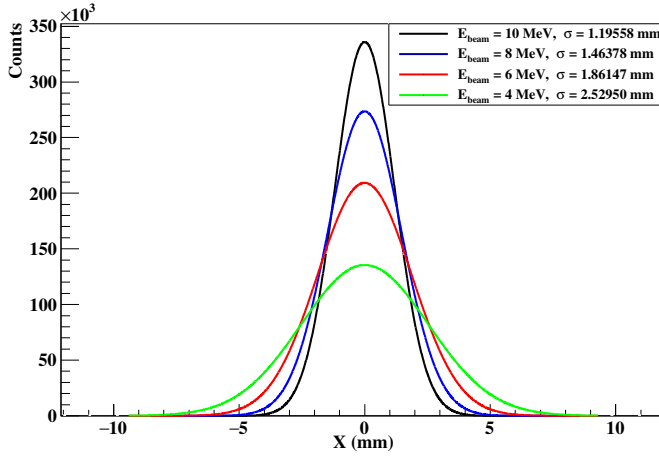
A pozícióeloszlások kiértékelése során minden energiaértékhez meghatároztam a Gauss-illesztéssel kapott szórás (σ) értékeket, valamint az események 95%-át lefedő $r_{95\%}$ sugarat. Ezeket mind a vákuumcsővel, mind anélkül mért konfigurációk esetén táblázatban foglaltam össze. Az energiafüggő szórásokat, illetve a 95%-os lefedési sugarakat külön ábrákon mutatom be az 5.14. és az 5.15. ábrákon.



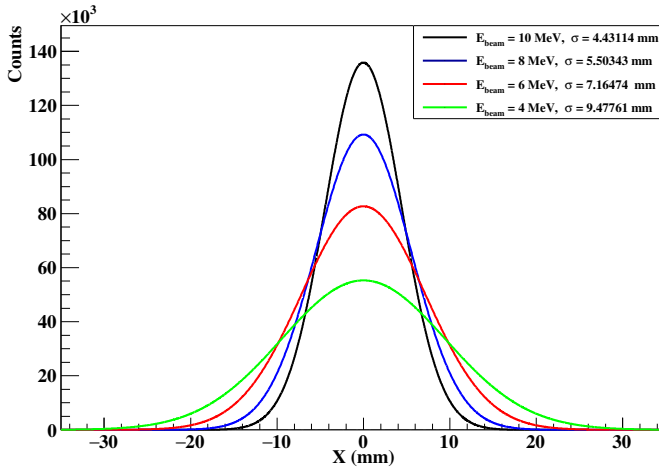
5.10. ábra. A kis DSSD detektor által észlelt események pozícióinak a detektor fizikai x tengelyével párhuzamos irány mentén, vákuumcső nélküli konfigurációban, 4, 6, 8 és 10 MeV-es elektronnyaláb-energiák esetén.



5.11. ábra. A nagy DSSD detektor által észlelt események pozícióinak a detektor fizikai x tengelyével párhuzamos irány mentén, vákuumcső nélküli konfigurációban, 4, 6, 8 és 10 MeV-es elektronnyaláb-energiák esetén. A detektor nagyobb mérete miatt az eloszlások szélesebbek, de az energiafüggő eltérés mértéke jól megfigyelhető.



5.12. ábra. A kis DSSD detektor által észlelt események pozícióinak eloszlása a detektor fizikai x tengelyével párhuzamos irány mentén, a vákuumcső hatásának figyelembevételével, különböző nyalábenergiák esetén. A vákuumcső anyagának jelenléte és vastagsága jelentős mértékben befolyásolja a részecskék pályáját, amely ennek következtében szélesebb pozícióeloszlásokat eredményez.



5.13. ábra. A nagy DSSD detektor által észlelt események pozícióinak eloszlása a detektor fizikai x tengelyével párhuzamos irány mentén, a vákuumcsővel szimulált konfigurációban. Az eloszlások torzulása a nagyobb detektorfelületen is jól látható, ami egyértelműen alátámasztja a vákuumcső jelentős szerepét a részecskék pályájának eltérítésében.

Az eredmények alapján jól látható, hogy az alacsonyabb energiájú elektronok esetében a szóródás mértéke jelentősen megnő, különösen a vákuumcső jelenléte mellett. Az illesztések részletes eredményeit az 5.7. és az 5.6. táblázatokban foglaltam össze, amelyek bemutatják a vákuumcsővel és anélküli konfigurációk szerinti szórás- és lefedési sugár értékeket az egyes energiaértékekre vonatkozóan.

5.6. táblázat. A kis DSSD detektor pozícióeloszlásainak Gauss-illesztéséből származó σ_x és $r_{95\%}$ értékek különböző nyalábenergiákon, vákuumcsöves konfiguráció esetén, illesztési hibákkal.

Energia (MeV)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mm)	$r_{95\%}$ (mm)
1	14,3479 $\pm$ 0,0068	23,2092
2	10,9998 $\pm$ 0,0068	18,5891
3	8,99837 $\pm$ 0,0055	14,6132
4	7,38433 $\pm$ 0,0049	12,5172
5	6,05851 $\pm$ 0,0042	10,4585
6	5,09368 $\pm$ 0,0034	9,1691
7	4,31357 $\pm$ 0,0029	7,5931
8	3,71837 $\pm$ 0,0024	7,0466
9	3,28859 $\pm$ 0,0021	6,0191
10	3,00199 $\pm$ 0,0020	5,5077
11	2,73657 $\pm$ 0,0018	5,1538
12	2,50051 $\pm$ 0,0017	4,7919
13	2,29937 $\pm$ 0,0016	4,5313
14	2,10780 $\pm$ 0,0013	4,3829
15	1,96825 $\pm$ 0,0012	4,1281
16	1,84226 $\pm$ 0,0019	4,0701
17	1,73693 $\pm$ 0,0014	4,0192
18	1,68083 $\pm$ 0,0014	3,9843
19	1,57195 $\pm$ 0,0011	3,9211
20	1,46931 $\pm$ 0,0011	3,8097

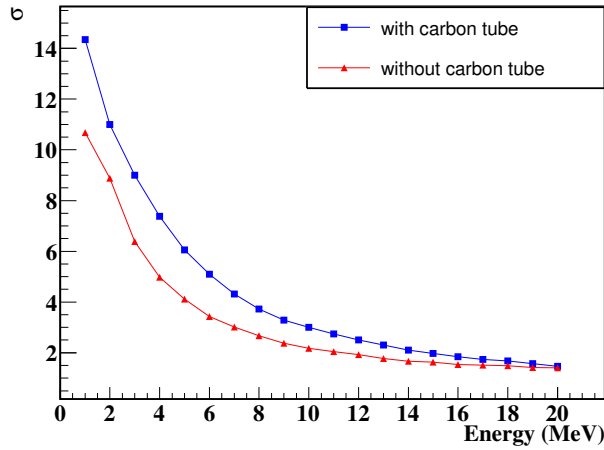
A szóródási eloszlások elemzését arra használtam fel, hogy az energiavágás beállítását optimalizáljam a plastik detektorokon. Célom az volt, hogy elsősorban olyan eseményeket válasszak ki, amelyek nagy valószínűséggel a céltárgy középpontjából származnak, minimalizálva a rendszeren kívülről származó háttér események arányát. Mivel az elektronok szóródása energiafüggő, túl alacsony vágás esetén megnő a kívülről érkező vagy rendszeren

5.7. táblázat. A kis DSSD detektor pozícióeloszlásainak Gauss-illesztéséből származó σ_x és $r_{95\%}$ értékek különböző nyalábenergiákon, vákuumcső nélküli konfiguráció esetén, illesztési hibákkal.

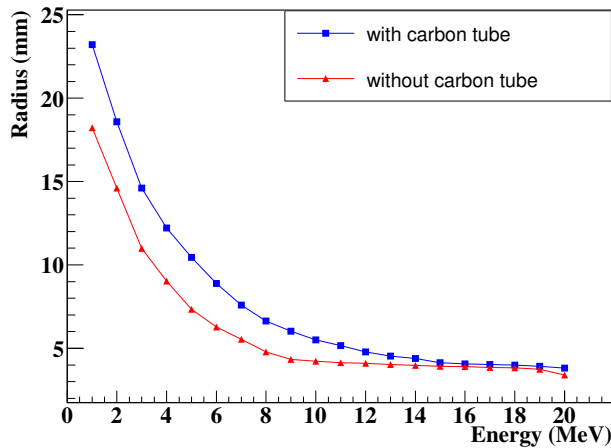
Energia (MeV)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mm)	$r_{95\%}$ (mm)
1	$10,6846 \pm 0,0053$	18,2246
2	$8,81688 \pm 0,0038$	14,6014
3	$6,38513 \pm 0,0042$	10,9970
4	$4,97760 \pm 0,0033$	9,0213
5	$4,11561 \pm 0,0027$	7,3428
6	$3,42641 \pm 0,0023$	6,2841
7	$3,01837 \pm 0,0020$	5,5392
8	$2,66682 \pm 0,0017$	4,7862
9	$2,37867 \pm 0,0014$	4,3375
10	$2,17438 \pm 0,0013$	4,2170
11	$2,04328 \pm 0,0012$	4,1283
12	$1,92090 \pm 0,0010$	4,1018
13	$1,76793 \pm 0,0008$	4,0289
14	$1,67084 \pm 0,0013$	3,9782
15	$1,63574 \pm 0,0012$	3,9134
16	$1,53178 \pm 0,0012$	3,9027
17	$1,50732 \pm 0,0012$	3,8564
18	$1,48335 \pm 0,0012$	3,8286
19	$1,42140 \pm 0,0012$	3,7472
20	$1,40717 \pm 0,0011$	3,3985

kívül keletkezett események aránya, míg túl nagy vágásnál az eseményszám csökken le jelentősen. Ezért az energiavágásokat a szóródási tartományok ismeretében állítottam be, egyensúlyt keresve az események száma és megbízhatósága között.

Az itt bemutatott eredmények fontos szerepet játszottak a detektorrendszer továbbfejlesztését célzó koncepciók kialakításában. A szén vákuumcső jelenlétéből adódó jelentős részecskeeltérülés a szimulációkban világosan megmutatkozott, és ez motivált egy olyan alternatív konfiguráció megtervezését, amelyben a detektorrendszer egésze vákuumba kerül. Bár a szimulációk nem közvetlenül egy optimalizálási ciklus részét képezték, eredményeik mégis irányt mutattak a későbbiekben bemutatott rendszergeometria kiválasztásához.



5.14. ábra. Az energia függvényében látható a σ érték változása, amely annak a féltértékszélességnek felel meg, amit a két pozíciódetektor által kijelölt origóra vetített pozíciók szórásából számítunk. A kék görbe a vákuumcső jelenlétében, míg a piros görbe a vákuumcső hiányában mutatja az r sugár alakulását.



5.15. ábra. Az energia függvényében annak az r sugárnak változása, amelyen belül az események 95%-a megtalálható, két különböző konfiguráció esetén. Az egyik görbe a vákuumcső jelenlétében (kék színnel), míg a másik a vákuumcső hiányában (piros színnel) mutatja az r sugár alakulását.

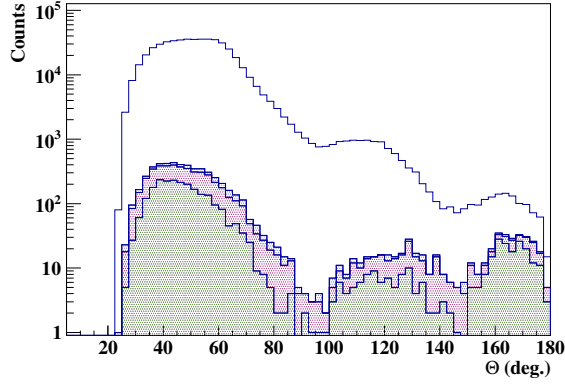
5.2.4. A γ -háttér elnyomása

A külső párkeltésből származó események forrása a reakció által kibocsátott γ -fotonok anyagban kiváltott párkeltése, amely a mérésben a vizsgált IPC-jel mellett megjelenő háttérként jelentkezik.

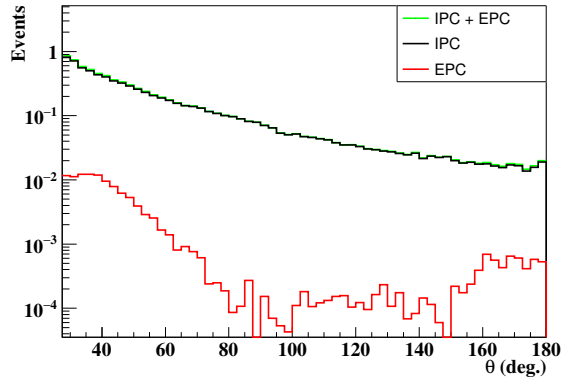
A szimuláció során lemodelleztem a ${}^7\text{Li}(\text{p},\gamma){}^8\text{Be}$ reakció 17,64 MeV energiájú M1 magátmenetéből származó e^+e^- párok eloszlását is, a korábban implementált formulák segítségével. Ezt követően e^+e^- párokat generáltam a 14,61 MeV-es M1 átmenethez is. A kísérleti energiaösszeg-spektrum alapján becsültem meg a ${}^{19}\text{F}(\text{p},\alpha){}^{16}\text{O}$ reakció 6,03 MeV-es E0 átmenetéhez kapcsolódó e^+e^- párok számát. A 17,64 MeV-es állapothoz összesen 20 millió eseményt indítottam a szimulációban. A [39] irodalomból átvett $\Gamma_{17\text{M1}} = 15$ eV és $\Gamma_{14\text{M1}} = 6,7$ eV parciális bomlási szélességek figyelembevételével következik, hogy a főátmenethez viszonyítva a 14,61 MeV-es M1 átmenethez 8,933 millió eseményt kellett generálnom a szimulációban. Emellett a kísérleti energiaspektrum elemzése alapján 1,527 millió eseményt szimuláltam a 6,03 MeV-es átmenet reprezentálására. A $3,9 \times 10^{-3}$ elágazási arányt feltételezve ez $N_{\gamma 17} = 5,13 \times 10^9$ számú 17,64 MeV-es elsődleges γ -foton és $N_{\gamma 14\text{M1}} = 2,9 \times 10^9$ számú 14,61 MeV-es foton szimulációját jelentette. A folyamatban szintén szereplő, elhanyagolhatóan kis átmeneti szélességű E2 átmenet ($\Gamma_{14\text{E2}} = 0,12$ eV) is modellezésre került. Ennek megfelelően $N_{\gamma 14\text{E2}} = 4,10 \times 10^7$ fotont szimuláltam, valamint az átmeneti szélességek alapján körülbelül 160 000 e^+e^- párt kellett indítanom szimulációban.

A szimulált adatok elemzése során a γ -indukált folyamatokból származó, korrelált e^+e^- párok szögeloszlását különböző kiválasztási feltételek mellett vizsgáltam, ahogyan azt az 5.16. ábra szemlélteti. Az áttetsző hisztogram azt az esetet mutatja, amikor az eseményeket kizárólag a plasztik detektorokra vonatkozó szelekciós kritériumok alapján választottam ki. A kék görbe olyan eloszlást ábrázol, amelynél ezekhez a feltételekhez hozzáadtam a kis pozíciódetektorokra vonatkozó szelekciókat is. A piros görbe azt az esetet jelöli, amikor a teljes rendszerszintű kiválasztási feltételrendszert alkalmaztam; azonban ez csak csekély eltérést mutat ahhoz képest, amikor kizárólag az egyik DSSD detektor szelekciós feltételeit vettem figyelembe. Végül a zöld hisztogram egy tovább szigorított kiválasztást mutat, amelyben a kis és nagy DSSD detektorokon rekonstruált részecskepozíciók alapján legfeljebb 22,5°-os szögeltérést engedtem meg.

Az 5.17. ábra azt a szögeloszlást mutatja, amelyet a teljes szimulált ${}^7\text{Li}(\text{p},\gamma){}^8\text{Be}$ reakcióból kaptam (félig áttetsző hisztogram), valamint külön az EPC (piros) és az IPC + EPC kombinált (fehér) eloszlásokat is. Az eredmények alapján a külső párkeltés csak kismértékben módosította a rekonstruált szögeloszlást, így a belső párkeltésre jellemző korrelációs mintázat a háttér jelenlétében is jól megmaradt.



5.16. ábra. A 17,64 MeV-es M1 dipólusátmenet (a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakcióból) során keletkező korrelált e^+e^- párok szögeloszlása különböző szelekciós feltételek mellett. A fehér görbe csak a plastik detektoros szelekció alapján készült; a kék görbe a nagy DSSD detektorokra vonatkozó kiegészítő feltételeket is tartalmazza; a piros görbe hozzáadja a kis DSSD detektorokra vonatkozó feltételeket; a zöld pedig további feltételként a részecskék eltérülési szögének összehasonlítását is magában foglalja.



5.17. ábra. A 17,64 MeV-es M1 dipólusátmenetből (a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakcióban) származó korrelált e^+e^- párok szögeloszlása, belső (IPC) és külső (EPC) párkeltési folyamatok esetén a teljes detektorrendszerre vonatkozó szelekció és hatásfok-korrekciónak után. A fekete görbe az IPC-ből származó párok eloszlását mutatja, a piros az EPC-ből származót, míg a zöld görbe ezek összegét.

5.2.5. Hipotetikus részecske relativisztikus ketttest-bomlása

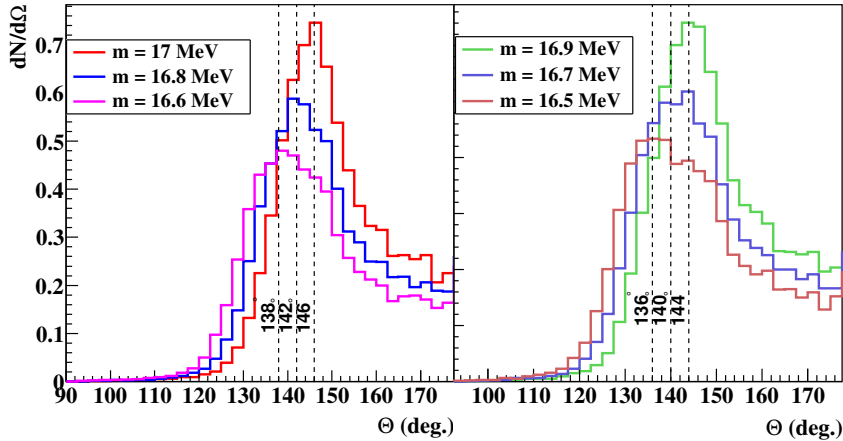
A részecskebomlás magyarázatot kínálhat a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció során az 18,15 MeV-es M1 állapot szögkorrelációs spektrumában, a 140° körüli anomália megjelenésére.

A hipotetikus X17 részecske létezésének ellenőrzésére nem elegendő egyetlen atommagátmenet szögkorrelációs anomáliájának megfigyelése; szükség volt olyan, egymástól független kinematikai tesztekre is, amelyek több különböző átmenet esetén is konzisztens viselkedést mutatnak. E célból a ${}^8\text{Be}$ mellett a ${}^4\text{He}$ illetve ${}^{12}\text{C}$ atommagok esetén is végeztünk méréseket. Mivel ezeknél az átmeneteknél az átmeneti energiák is eltérőek, egy adott M nyugalmi tömegű közbenső részecske keletkezése esetén annak laborrendszerbeli kinetikus energiája is különböző. Ez közvetlenül befolyásolja a feltételezett részecske bomlásából származó e^+e^- pár laborrendszerben mért bomlási szögét, ezért a szögkorrelációs spektrumban megjelenő csúcs helye az átmeneti energia függvényében változik. Az ilyen viselkedés kimutatása fontos kinematikai ellenőrzést jelentett a részecskehipotézis számára. A vizsgálatot a továbbiakban egy más jellegű kinematikai elemzéssel is kiegészíttem, amelyet ebben a fejezetben ismertetek.

Számítógépes szimulációkat végeztem különböző részecsketömegekre, a 16,5-17,0 MeV-es energia intervallumban. A vizsgálat során egy idealizált, egyszerűsített esetet modelleztem, amelyben pontszerű forrást feltételeztem, továbbá azt, hogy a feltételezett részecske bomlása elhanyagolható úthossz után, a keletkezés helyén megy végbe. A korrelált párok kiválasztásánál ugyanazokat a vágási feltételeket alkalmaztam, mint a kísérlet során. A párok szögkorrelációs eloszlását kiszámítottam, majd a szimulált hatásfokkal normalizáltam. Az eredményeket az 5.18. ábra szemlélteti különböző feltételezett nyugalmi tömegek esetén.

A 17 MeV nyugalmi tömegű hipotetikus részecske bomlásából származó e^+e^- párok esetén az invariáns tömeget a 2.61. képlet felhasználásával rekonstruáltam. A 18,15 MeV-es átmeneti energiára elvégzett szimuláció eredményeként kapott invariánstömeg-spektrumot a 5.19. ábra szemlélteti. Az eloszlásban megjelenő csúcs a várt tömegtartományban helyezkedik el, félértékszélessége pedig körülbelül 1,70 MeV-nek adódott.

Fontosnak tartom megjegyezni a következőket, ahogyan azt már a 2.3. pontban bemutattam. Ha egy saját nyugalmi rendszerében nyugvó, M tömegű részecske egy azonos, m_e nyugalmi tömegű e^+e^- párba bomlik, akkor az impulzusmegmaradás törvényéből következően a két bomlástermék impulzusvektora azonos nagyságú és ellentétes irányú, vagyis egymással 180° -os szöget zárnak be. A továbbiakban természetes egységrendszert használok, ahol $c=1$, ezért az energia, az impulzus és a tömeg azonos energiadimenzióban szerepel.



5.18. ábra. A 16,5–17,0 MeV-es tömegtartományba eső hipotetikus részecskére vonatkozó szimulációs eredmények. Az ábrán a kis DSSD detektorok pozíciójeleiből rekonstruált korrelált e^+e^- párok szögeloszlása látható.

A bomló részecske nyugalmi rendszerében a két bomlástermék energiája általánosan

$$E_1^0 = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M}, \quad (5.10)$$

illetve

$$E_2^0 = \frac{M^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M}. \quad (5.11)$$

Az általunk vizsgált esetben $m_1 = m_2 = m_e$, ezért

$$E_1^0 = E_2^0 = \frac{M}{2}. \quad (5.12)$$

Válasszuk a laboratóriumi rendszerbe történő boost irányát a y tengely mentén, és tegyük fel, hogy a bomlás az $x - y$ síkban zajlik. Ekkor az 1-es részecske impulzuskomponensei a nyugalmi rendszerben

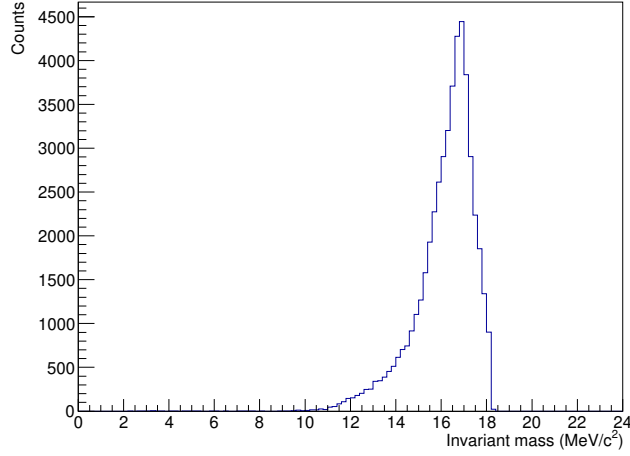
$$p_{1x}^0 = p_1^0 \sin \theta^0, \quad (5.13)$$

$$p_{1y}^0 = p_1^0 \cos \theta^0, \quad (5.14)$$

míg a 2-es részecskéé a háttal-háttal történő kibocsátás miatt

$$p_{2x}^0 = -p_1^0 \sin \theta^0, \quad (5.15)$$

$$p_{2y}^0 = -p_1^0 \cos \theta^0. \quad (5.16)$$



5.19. ábra. A feltételezett 17 MeV nyugalmi tömegű részecske bomlásából származó korrelált e^+e^- párok rekonstruált invariánstömeg-spektruma, ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció 18,15 MeV-es M1 átmenetéhez kapcsolódó környezetben.

Itt θ^0 annak a szögnek felel meg, amelyet az egyik bomlástermék impulzusvektora a bomló részecske nyugalmi rendszerében bezár a boost irányával. A laboratóriumi rendszerben a boost a y tengely mentén történik, ezért a rá merőleges impulzuskomponens változatlan marad, míg a párhuzamos komponens Lorentz-transzformálódik. Ennek megfelelően

$$p_{1x} = p_{1x}^0 = p_1^0 \sin \theta^0, \quad (5.17)$$

$$p_{1y} = \gamma (p_{1y}^0 + vE_1^0) = \gamma (p_1^0 \cos \theta^0 + vE_1^0), \quad (5.18)$$

$$p_{2x} = p_{2x}^0 = -p_1^0 \sin \theta^0, \quad (5.19)$$

$$p_{2y} = \gamma (p_{2y}^0 + vE_2^0) = \gamma (-p_1^0 \cos \theta^0 + vE_2^0). \quad (5.20)$$

A laborrendszerben mért szögekre ezért

$$\tan \theta_1 = \frac{p_{1x}}{p_{1y}}, \quad (5.21)$$

$$\tan \theta_2 = \frac{p_{2x}}{p_{2y}} \quad (5.22)$$

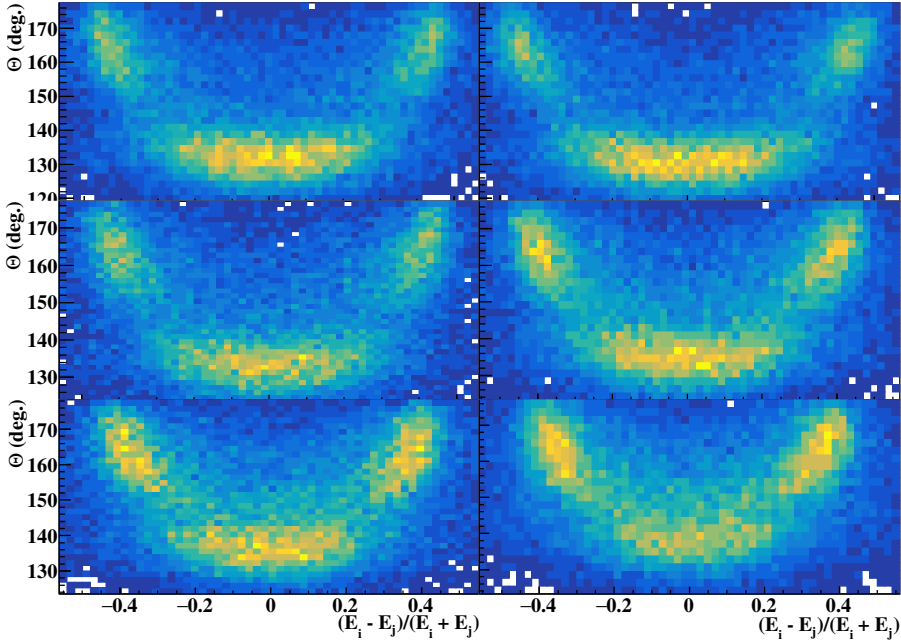
adódik, ahol a két részecske által bezárt szög általában a boost nagyságától és a nyugalmi rendszerbeli bomlás irányától, azaz θ^0 -tól is függ.

Az energiák Lorentz-transzformációja hasonló módon írható fel:

$$E_1 = \gamma \left(E_1^0 + v p_1^0 \cos \theta^0 \right), \quad (5.23)$$

$$E_2 = \gamma \left(E_2^0 - v p_1^0 \cos \theta^0 \right). \quad (5.24)$$

Mint azt a korábbiakban már bemutattam, adott átmeneti energia esetén, M tömegű, e^+e^- párra bomló részecskét feltételezve a bomló részecske saját nyugalmi rendszerében a két bomlástermék egymással bezárt szöge mindig 180° , továbbá az impulzusmegmaradás miatt az energiáik rögzítettek, és azonos végállapotú tömegek esetén egyenlők is. Ezzel szemben a laborrendszerben mért θ_1 és θ_2 szögek, valamint a két részecske által bezárt szög már függ a boost nagyságától és attól is, hogy a nyugalmi rendszerbeli bomlás tengelye milyen szöget zár be a boost irányával. Ugyanez igaz az energiákra is: bár a nyugalmi rendszerben $E_1^0 = E_2^0$, a laborrendszerben általában $E_1 \neq E_2$, kivéve azt a speciális esetet, amikor a boost iránya merőleges a bomlástengelyre, vagyis $\theta^0 = 90^\circ$.



5.20. ábra. Szimulációs eredmények a hipotetikus részecskére a 16,5–17,0 MeV-es tömegtartományban. Az ábrák a kis pozíciós detektorok jeleiből számított korrelált e^+e^- párok szögeinek az eloszlását mutatják az energia-aszimmetria paraméter függvényében, 100 keV tömeg-lépésközzel.

Így tehát, ha a szöghkorrelációs spektrumot az energia-aszimmetria paraméter függvényében ábrázoljuk, akkor egy jellegzetes mintázatot kell kapnunk a kétdimenziós spektrumban, amint azt az 5.20. ábra szemlélteti. Az ábra bal felső sarkában 16,5 MeV nyugalmi tömegű részecske bomlás szimulációját mutatjuk be, majd az ábrák balról jobbra, illetve fentről lefelé haladva a 17,0 MeV tömegű esetig követhetők 100 keV-es lépésenként. Fontos megjegyezni, hogy a bemutatott spektrumokra ebben az esetben nem végeztem el a szokásos, akceptanciafüggvénnyel történő normalizálást, ezért az ábrák egy idealizált eset nyers szimulációs eloszlásait mutatják. Ennek következtében nagyobb szögek esetén a jelhez tartozó intenzitás látszólag növekszik, noha fizikai értelemben ebben a tartományban az eloszlásnak már le kellene csengenie. Ez azzal magyarázható, hogy a jelenlegi spektrométer akceptanciája ebben a szögtartományban nagyobb, ezért az e^+e^- párok detektálási valószínűsége is megnő. A további fejlesztések során ezért egyrészt növelni kell a spektrométer akceptanciáját a megfelelő statisztika eléréséhez, másrészt olyan szelekciós módszereket kell kialakítani, amelyek lehetővé teszik a különböző forrásokból származó e^+e^- párok célzottabb elkülönítését, és ezáltal a háttéresemények hatékonyabb csökkentését. Visszatérve a 5.19 ábrára, még egy fontos megfigyelés tehető. Fix nyugalmi tömeg esetén az eloszlásban elvileg egy éles felfutású csúcsnak kellene megjelennie; a szimulációk azonban azt mutatják, hogy amikor a modellben csökkentem a szóróelemek számát, valamint elhagyom az inaktív elemeket és a teleszkópok egy részét, és a lehető legegyszerűbb geometriára törekszem, az így kapott eloszlás alakja is éles felfutásúvá válik. Ez arra utal, hogy a kiszélesedést maguk a spektrométer elemei okozzák, vagyis a szélesedés nem a valós szögeloszlásból, hanem az elemeken való szóródásból ered. A jelenség szigorúbb szelekciós feltételekkel tovább csökkenthető, de ez együtt jár az értékes jelesemények egy részének elvesztésével is. A szimuláció természetes továbbfejlesztési lehetősége lenne az időinformáció explicit kezelése is. Amennyiben az egyes detektálási eseményekhez időbélyeget is rendelünk, a mérési adatok feldolgozásához hasonlóan a szimulált eseményeken is alkalmazhatóvá válnának az időkülönbség-alapú szelekciós feltételek. Ez lehetőséget adna annak vizsgálatára, hogy a koincidencia-időablakok milyen mértékben módosítják a kiválasztott e^+e^- párok számát és az általuk meghatározott eloszlásokat.

A szimulált eloszlások alapján az 5.20. ábrán kirajzolódó jellegzetes mintázat jól azonosítható. Ez a mintázat további fontos érv lehetne, hogy a korábban megfigyelt jel egy közbenső részecske bomlásához köthető.

5.2.6. A geometriai bizonytalanság becslése szimulációval

A detektorrendszer elrendezéséből adódó geometriai bizonytalanságok szögfüggő hatását szimulációval becsültem meg. A szimuláció során a teleszkópokat alkotó detektorelemek (az aktív térfogatelemek) pozícióját egyenként módosítottam. Minden detektor saját lokális koordináta-rendszerében generáltam véletlenszerű eltolásokat x , y és z irányban, egyenként $\sigma = 1,5$ mm szórású Gauss-eloszlásból. Mivel a szimuláción belül az egyes teleszkópok pozícióját a globális koordináta-rendszerben forgatással határoztam meg, így ezek az eltolások a DSSD detektorok síkjában, illetve az arra merőleges irányban érvényesülnek.

Az így létrejött pozícióeltolásokkal módosítottam a teleszkópok térbeli elrendezését, majd minden konfiguráció esetében szimulációt futtattam le. Minden egyes konfigurációhoz 20 millió, korrelálatlan szögű e^+e^- pár eseményt generáltam, és a kis és nagy DSSD detektorokban rögzített pozícióinformációk alapján kiszámítottam a párok szögkorrelációját. A szimulációs adatokra alkalmaztam a 3. *Szelekciós csomag* feltételeit, valamint egy további szűrési feltételt, amelyek megegyeznek a kísérleti adatok feldolgozásához használt feltételekkel.

Összesen $N = 500$ különböző elrendezést hoztam létre, így 500 különböző spektrumot kaptam. Ezek alapján minden szögbinhez meghatároztam a szórását az alábbi összefüggés szerint:

$$\sigma(\theta_i) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (\varepsilon_j(\theta_i)^2) - \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \varepsilon_j(\theta_i) \right)^2}, \quad (5.25)$$

ahol $\varepsilon_j(\theta_i)$ a j -edik szimulációban a θ_i szögbinhez tartozó, normalizált detektálási hatások. Az így kapott $\sigma(\theta_i)$ mennyiséget a geometriai paraméterek bizonytalanságából származó, szögfüggő szisztematikus bizonytalanságnak tekintettem. Ez a mennyiség tehát a geometriai konfigurációk változtatására adott érzékenységet jellemzi. A további elemzés során szisztematikus bizonytalanságként vettem figyelembe. Megfigyelhető volt, hogy a spektrométer a geometriai elrendezés bizonytalanságaira legérzékenyebben a szögeloszlás görbéjének szélsőértékein — azaz a lokális maximumok és minimumok környezetében — reagál: ezekben a szögtartományokban a különböző konfigurációk között nagyobb szórását tapasztaltam. Ez azzal magyarázható, hogy az adott szögekhez tartozó detektálási hatások erősebben változik kis geometriai elmozdulások hatására.

6. fejezet

Kísérleti és szimulációs eredmények összehasonlítása

A detektorrendszer viselkedésének pontos megértéséhez, valamint a kísérleti adatok megbízható értelmezéséhez elengedhetetlen a szimulációs és mért eredmények összevetése.

A DSSD detektorok a spektrométerünk kulcsfontosságú elemei, mivel jelentős szerepet játszanak az események válogatásában. Éppen ezért elsőként ezek szimulációs modelljének pontosságát vizsgálom meg, és összehasonlítom a mért adatokkal.

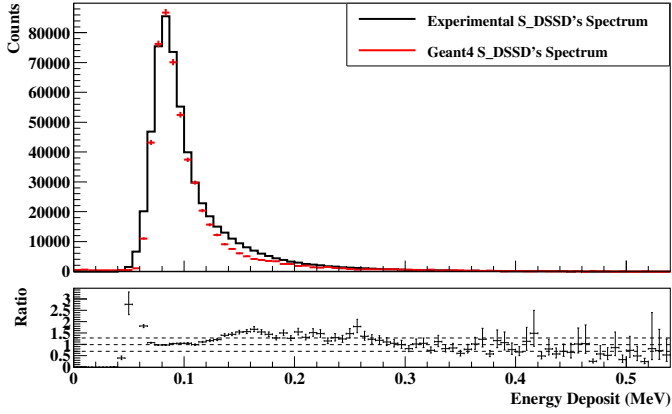
Ezt követően bemutatom a spektrométer szögfüggő detektálási akceptanciájának az összehasonlítását mutatom be: egyrészt a GEANT4 szimuláció alapján kapott, másrészt a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció 17,64 MeV-es M1 átmenetéből származó, belső párképződéssel keletkezett e^+e^- párok kísérleti adataiból meghatározott hatások alapján.

Ezt követően a kísérleti adatokból kiválogatott e^+e^- párok szögkorrelációs spektrumát — az akceptanciaspektrummal normalizálva — összehasonlítom a hasonló módszerrel válogatott, szimulációval előállított 17,64 MeV-es M1 átmenetből származó korrelált e^+e^- párok normalizált szögkorrelációs spektrumával.

6.1. A DSSD detektorok válaszfüggvényeinek összehasonlítása

A kis DSSD detektorok válaszfüggvényének összehasonlítása, amely a 6.1. ábrán látható, azt mutatja, hogy a szimuláció és a kísérleti adatok csúcspozíciói egybeesnek, ami a kalibráció helyességét igazolja. A csúcsok szélessé-

gei közel azonosak, bár kisebb eltérések megfigyelhetők, amelyek a detektor felbontásának és a szimuláció finomításának további lehetőségeit jelzik. A kísérleti adatokban a zajszint megfelelően leválasztásra került, így a mért detektorválasz jól tükrözi a valós mérési körülményeket.



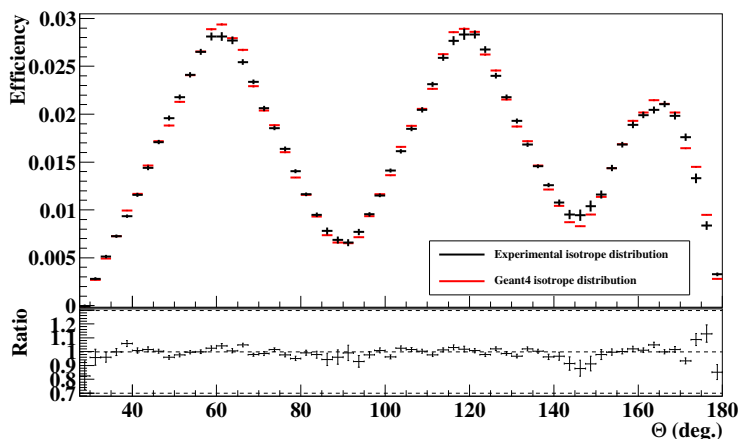
6.1. ábra. A kis DSSD detektorok válaszfüggvényének összehasonlítása szimulációs és kísérleti eredmények alapján.

6.2. A spektrométer akceptanciájának meghatározása korrelálatlan párok alapján

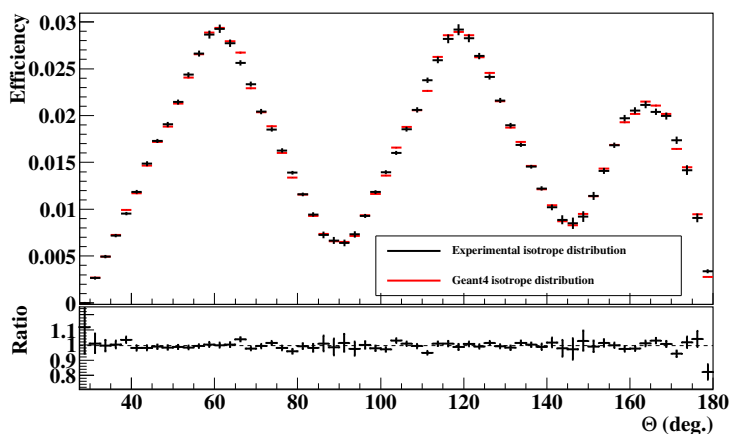
Mint ahogyan azt már a 4.10. alfejezetben is említettem már, a spektrométer akceptanciájának meghatározásához korrelálatlan szögeloszlású e^+e^- párokra lenne szükség, azonban ilyen eloszlás természetes módon nem jön létre. Ezért mesterségesen generáltam a párokat oly módon, hogy két egymást követő eseményből kiválasztottam véletlenszerűen egy-egy részecskét — hasonló a szelekciós feltételeket alkalmazva, mint amelyeket a 4.10. alfejezetben is ismertettem a kísérleti akceptanciafüggvény meghatározásához —, majd ezeket egyetlen párnak tekintettem.

A korrelálatlan párok eloszlásának kialakításához a 5.2.4. alfejezetben említett szimulációs adataiból generáltam izotróp eloszlású korrelálatlan e^+e^- párokat, hasonló feltételekkel, mint ahogyan a kísérleti korrelálatlan e^+e^- párok akceptanciaspektrumát meghatároztam. A kísérleti úton rekonstruált, korrelálatlan e^+e^- párok korrelációs szögeinek meghatározása érdekében a spektrométer hat teleszkópjának, vagyis a DSSD detektoroknak a pozícióját módosítottam a 4.21. ábrán bemutatott, mért geometriai eltérések figyelembevételével. A pozíciókorrekcióhoz felhasznált numerikus paramétereket a 4.4. táblázat tartalmazza. A korrekció alkalmazása jobb egyezést eredményezett a szimulált és a mért adatokból számolt szögkorrelációs spektrum között. A korrekció előtti állapotban rekonstruált, kísérleti eredetű korrelálatlan párok szögeloszlásának és a szimulációs adatoknak az összevetését a 6.2. ábra szemlélteti. A korrekciót követő állapotok összehasonlítást a 6.3. ábra mutatja, míg a 135° és 155° közötti szögintervallumot részletesebben a 6.4. ábra ábrázolja.

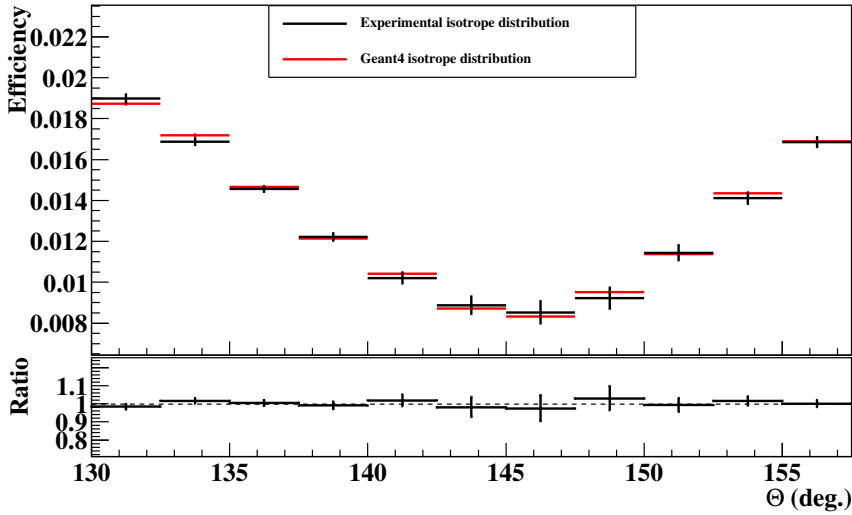
A geometriai korrekció hatását az akceptanciaspektrumon végzett statisztikai összehasonlítások is megerősítik. A korrekció előtt a redukált χ^2 értéke 4.2986 volt, míg a korrekció után ez 2.0215-re javult. A korrekció javuló egyezése arra utal, hogy a mért eltérésekben a nyalábfolt pozíciójának és a detektorgeometria pontatlanságának együttes hatása is szerepet játszhatott, azonban a két hozzájárulás a rendelkezésre álló adatok alapján nem különíthető el egyértelműen. Mindazonáltal a redukált χ^2 érték csökkenése ellenére a modell továbbra is csak közelíti a mért eloszlást, ami arra utal, hogy a valós rendszer teljes leírása a jelenlegi egyszerűsítések mellett nem várható el. A bemutatott módszer lehetővé tette a spektrométer geometriai akceptanciájának kísérleti úton történő meghatározását, amelyet egymást követő eseményekből véletlenszerűen kiválasztott, így korrelálatlannak tekinthető e^+e^- párokból állítottam elő. A korrekcióval meghatározott akceptancia a további analízisek során már kisebb geometriai torzítással megbízhatóbb normálási alapot biztosított.



6.2. ábra. A felső ábrán a szimulált illetve a kísérleti adatokból rekonstruált korrelálatlan e^+e^- párok szöghorrelációs spektrumainak az összehasonlítása a DSSD detektorok pozíciójának korrekciója előtt. A kísérleti adatok tartalmazzák a statisztikai és geometriai bizonytalanságokat. Az alsó ábra a két spektrum arányát jelñiti meg.



6.3. ábra. A felső ábrán a szimulált illetve a kísérleti adatokból rekonstruált korrelálatlan e^+e^- párok szöghorrelációs spektrumainak az összehasonlítása a DSSD detektorok pozíciójának korrekcióját követően. A kísérleti adatok tartalmazzák a statisztikai és geometriai bizonytalanságokat. Az alsó ábra a két spektrum arányát jelñiti meg.

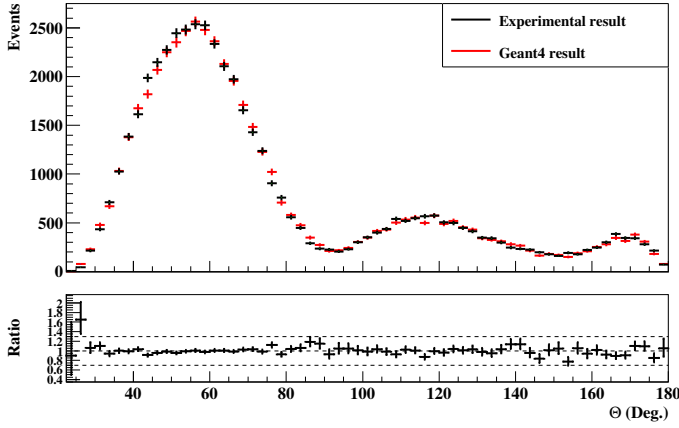


6.4. ábra. A szimulált és a kísérletileg mért hatásfok összehasonlítása a szög függvényében. A kísérleti adatok tartalmazzák a statisztikai és geometriai bizonytalanságokat.

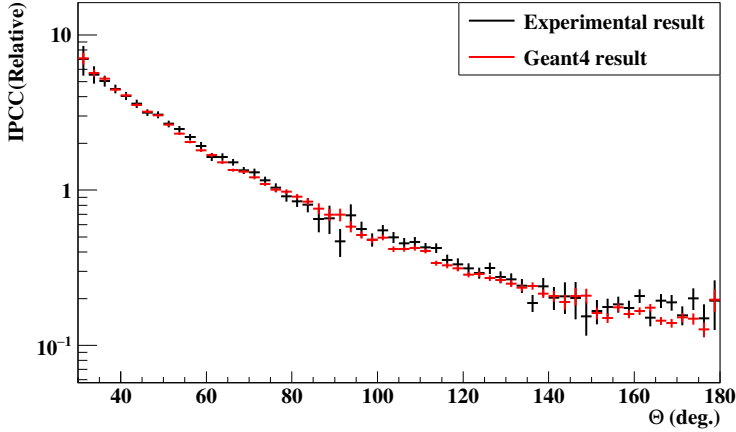
6.3. A mért és a szimulált elektron-pozitron párok szöghatárkorrelációs eloszlásának összehasonlítása

Miután a 4.10. alfejezetben ismertetett módszerrel meghatároztam a spektrométer akceptanciafüggvényét mind a kísérleti, mind a szimulált esetben, a 4.8. alfejezetben bevezetett *3. Szelekciós csoport*, valamint a 4.9.2. alfejezetben ismertetett extra eseményválogatási feltételek alkalmazásával — az előző fejezetben tárgyalt pozíciókorrekció elvégzése után — kiszámítottam az így kapott kísérleti adatokból származó e^+e^- párok szöghatárkorrelációs spektrumát. Ezt követően a szimulációs adathalmazt is hasonló módon dolgoztam fel; ebben az esetben nem volt szükség időkapuk alkalmazására. Az így kapott eredményeket a 6.5. ábra szemlélteti.

A 6.6. ábra tehát a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakcióból származó, korrelált e^+e^- párok szöghatárkorrelációs eloszlását mutatja, amelyet a spektrométer akceptanciájával normalizáltam. A piros görbe a szimuláció eredménye, míg a fekete adatpontok a statisztikai és geometriai hibákat is tartalmazó kísérleti adatokat jelölik. Kis szögek esetén kiváló az egyezés, nagyobb szögeknél azonban egyre jelentősebb eltérés figyelhető meg, ami természetes következménye annak, hogy ezen a tartományon belül kevesebb pár került detektálásra. Ez hosszabb mérési idővel javítható.



6.5. ábra. A ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció M1 átmenetéből származó e^+e^- párok szögkorrelációs spektruma az akceptanciafüggvénnyel való normalizálás előtt. A fekete hisztogram hibákkal a kísérleti adatokat mutatja, míg a piros hisztogram a szimuláció eredményeit ábrázolja.



6.6. ábra. A ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ reakció M1 átmenetéből származó e^+e^- párok szögkorrelációs spektruma az akceptanciafüggvénnyel való normalizálást követően. A fekete hisztogram hibákkal a kísérleti adatokat mutatja, míg a piros hisztogram a szimuláció eredményeit ábrázolja.

7. fejezet

Összefoglalás

A disszertáció központi témája egy e^+e^- párok detektálására alkalmas spektrométer kifejlesztése, amelynek célja a ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ magreakció 18,15 MeV-es M1 átmenetében korábban megfigyelt, és az X17 anomália néven ismertté vált jelenség újbóli megerősítése. A fejlesztés során különös hangsúlyt kapott a kétszintű DSSD detektorrendszer alkalmazása, amely lehetővé teszi a háttér folyamatok pontosabb kizárását és a mérési bizonytalanságok minimalizálását. A spektrométer kialakítása emellett új, kizárólag részecske bomlásra utaló jel azonosítását is célul tűzte ki, mely megerősítheti az X17 jelenség mögött rejlő hipotetikus részecske létezését, ezáltal hozzájárulva annak fizikai természetének egyértelmű tisztázásához.

A ${}^8\text{Be}$ atommag 17,6 MeV-es állapotának szelektív gerjesztésével az $E_p = 441$ keV-es rezonancián, a spektrométerünket egy olyan ideális esetben teszteltük amikor az állapot legerjesztődésekor keletkező γ -sugárzásokon és e^+e^- párokon kívül csak a kozmikus sugárzás terhelte a spektrométerünket. A valós esetben azonban, az anomáliát korábban a 18,15 MeV-es magátmenetben sikerült kimutatnunk. Ehhez nagyobb, $E_p = 1,04$ MeV proton energiára volt szükségünk. Ennek a rezonanciának az erőssége azonban 100-szor kisebb, mint a jelenleg használt $E_p = 441$ keV-es rezonanciáé, ami a kozmikus sugárzások hatását is jelentősebbé teszi.

A nagyobb nyalábenergia ugyanakkor jóval intenzívebb, a nyaláb-csatornából és -kollimátorból származó γ -sugárzásokat is eredményez. Ezek a sugárzások a detektor környéki anyagokból Compton-effektussal elektronokat, külső párkeltéssel pedig e^+e^- párokat válthatnak ki és azok is jelentős háttérrel okozhatnak.

A spektrométer eredeti koncepciója szerint a két DSSD detektorban mért pozíciók alapján a részecskepárok pályáját lineáris illesztéssel meghatározhatjuk, majd a detektált e^+e^- párok egyenesének meghatározzuk a két egye-

nes legközelebbi közös pontját. E pozícióadatok alapján megkülönböztethetők a párok lehetséges forrásai, így kiszűrhetők azok az események, amelyek nem a céltárgyból, hanem például a környező szerkezeti elemekből, külső párkeltés vagy kozmikus sugárzás révén származnak. A cél az volt, hogy csak a céltárgy régiójából kiinduló e^+e^- párok kerüljenek az elemzésbe.

A korábbi háttérlevonási módszer alkalmazása során az események mintegy 30%-a elveszett, és mivel az események típusa nem volt egyértelműen megkülönböztethető — vagyis IPC, EPC, kozmikus háttéresemény, véletlen esemény, illetve akár a keresett jel is lehetett —, ezért a keresett jel események akár 30%-a is elveszhetett. A későbbi elemzések során sikerült olyan válogatási feltételeket kialakítani, amelyek révén a háttéresemények 92,18%-át sikerült kiszűrni, miközben a valódi kísérleti események száma csupán 3,41%-kal csökkent. A szimulációk alapján a külső párkeltésből származó e^+e^- párok száma több mint felére csökkenthető. Emellett a spektrométer egyedi konfigurációja lehetővé tette a teleszkópok pozíciójának pontosítását a mérési adatok alapján, amely javította a szimulált és kísérleti adatokból meghatározott szögkorrelációs spektrumok egyezését.

A szimulációk az energia-aszimmetria paraméter szerinti szögkorrelációs eloszlásban egy a relativisztikus kéttest-bomlásra jellemző karakterisztikus mintázatot mutattak, amely támpontot adhat a további célzott keresésekhez. Ugyanakkor az elvégzett vizsgálatok rávilágítottak a spektrométer néhány pontatlanságára és strukturális gyengeségére is. E hiányosságok ismeretében, és szem előtt tartva azokat a kulcsfontosságú paramétereket, amelyek a részecske-bomlás egyértelmű azonosításához elengedhetetlenek, új fejlesztési irányok fogalmazhatók meg. Mindezek hozzájárulnak ahhoz, hogy a jövőben még megbízhatóbban lehessen kizárni a háttér folyamatokat, és erősebb bizonyítékokat szolgáltatni az X17 anomália részecske természetére vonatkozóan.

8. fejezet

Summary

The central topic of this dissertation is the development of a spectrometer suitable for the detection of e^+e^- pairs, the aim of which is the renewed confirmation of the phenomenon previously observed in the 18.15 MeV M1 transition of the ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ nuclear reaction, which became known as the X17 anomaly. During the development, special emphasis was placed on the application of a two-layer DSSD detector system, which makes it possible to exclude background processes more accurately and to minimize measurement uncertainties. In addition, the design of the spectrometer also aimed at identifying a new signal that could indicate exclusively particle decay, which may confirm the existence of the hypothetical particle behind the X17 phenomenon, thereby contributing to a clear clarification of its physical nature.

By selectively exciting the 17.6 MeV state of the ${}^8\text{Be}$ nucleus at the $E_p = 441$ keV resonance, we tested our spectrometer in an ideal case in which, apart from the γ radiation and e^+e^- pairs produced during the de-excitation of the state, only cosmic radiation loaded our spectrometer. In the real case, however, the anomaly had previously been observed in the 18.15 MeV nuclear transition. For this, a higher proton energy of $E_p = 1.04$ MeV was required. However, the strength of this resonance is 100 times smaller than that of the currently used $E_p = 441$ keV resonance, which also makes the effect of cosmic radiation more significant.

At the same time, the higher beam energy also results in much more intense γ radiation originating from the beam channel and the collimator. This radiation can produce electrons from the materials around the detector by Compton effect, and e^+e^- pairs by external pair creation, and these can also cause significant background.

According to the original concept of the spectrometer, the trajectories

of the particle pairs can be determined by linear fitting on the basis of the positions measured in the two DSSD detectors, and then the closest common point of the two straight lines defined by the detected e^+e^- pairs can be determined. On the basis of these position data, the possible sources of the pairs can be distinguished, and thus those events can be filtered out which originate not from the target, but for example from the surrounding structural elements through external pair creation or cosmic radiation. The aim was that only those e^+e^- pairs originating from the target region should be included in the analysis.

When the earlier background-subtraction method was applied, approximately 30% of the events were lost. Since the event type could not be unambiguously distinguished — whether IPC, EPC, a cosmic background event, a random event, or even the sought signal — as much as 30% of the signal events may also have been lost. Disszertacio.pdf. In later analyses, it was possible to develop selection conditions by means of which 92.18% of the background events could be filtered out, while the number of true experimental events decreased by only 3.41%. Based on the simulations, the number of e^+e^- pairs originating from external pair creation can be reduced by more than half. In addition, the unique configuration of the spectrometer made it possible to refine the positions of the telescopes on the basis of the measured data, which improved the agreement of the angular-correlation spectra determined from the simulated and experimental data.

The simulations showed a characteristic pattern in the angular-correlation distribution as a function of the energy-asymmetry parameter, characteristic of relativistic two-body decay, which may provide guidance for further targeted searches. At the same time, the investigations carried out also highlighted some inaccuracies and structural weaknesses of the spectrometer. With knowledge of these shortcomings, and keeping in mind those key parameters that are indispensable for the unambiguous identification of particle decay, new directions of development can be formulated. All these contribute to making it possible in the future to exclude background processes even more reliably and to provide stronger evidence for the particle nature of the X17 anomaly.

9. fejezet

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném kifejezni őszinte hálámat és köszönetemet mindazoknak, akik hozzájárultak e dolgozat elkészültéhez.

Mindenekelőtt szeretném megköszönni témavezetőmnek, Dr. Krasznahorkay Attila Jánosnak, hogy lehetőséget biztosított számomra a kutatómunkában való részvételre, valamint hogy szakmai tudásával, tapasztalásával és folyamatos támogatásával végigkísérte a munkámat. Útmutatása nemcsak a kutatás során volt meghatározó, hanem abban is, hogy tudományos gondolkodásmódom formálódjon. Külön köszönet illeti családját, akik támogatásukkal hozzájárultak a munkához.

Külön köszönettel tartozom Dr. Csatlós Margitnak és Dr. Csige Lórántnak, akik értékes tanácsokkal, technikai segítséggel és konstruktív észrevételeikkel nagyban hozzájárultak a szimulációk megvalósításához és azok értelmezéséhez. Az általuk nyújtott támogatás és iránymutatás nélkülözhetetlen volt a munka előrehaladásához, különösen a szimulációk során felmerülő kihívások megoldásában. Hozzájárulásuk nemcsak technikai segítséget jelentett, hanem irányt is mutatott a problémák tudományos megközelítésében és a következtetések levonásában. Segítségük révén nemcsak szakmailag fejlődhettem, hanem a kutatásban való önálló gondolkodás és problémamegoldás terén is értékes tapasztalatokra tehettem szert.

Szeretném megköszönni azok munkáját is, akik megtervezték és elkészítették a kísérleti berendezést. A mechanikai tervezést és összeszerelést Pinye Zoltán végezte, míg az elektronikai tervezésben és kivitelezésben Molnár József, Hegyesi Gyula és Czellár Sándor működtek közre.

A tandetron gyorsító nyalábjára telepített spektrométer pontos beállításáért, valamint a gyorsító megbízható működtetéséért Rajta Istvánnak és Vajda Istvánnak tartozom köszönettel. A hosszú kísérletek során nyújtott felügyeletért Tímár Jánosnak, Krakó Attilának és Begala Marcellnek vagyok

hálás. Nem utolsósorban köszönöm Félegyházi Lóránt technikai segítségét is. Köszönetet mondok továbbá a HUN-REN Atommagkutató Intézet minden munkatársának, akik közvetve vagy közvetlenül segítettek a munkámat, legyen szó technikai háttérrel, eszközhasználatról vagy egyszerű emberi támogatásról.

Ezúton is köszönöm Sohler Dorottya támogatását, aki doktori tanulmányaim során felmerülő kérdésekben és adminisztratív feladatokban egyaránt készséggel segített.

Végül, de nem utolsósorban szeretném megköszönni családomnak és barátaimnak a türelmüket, biztatásukat és megértésüket, amely minden nehezebb pillanatban erőt adott a folytatáshoz.

Irodalomjegyzék

- [1] A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, I. Kuti, B. M. Nyakó, L. Stuhl, T. J. Ketel et al. *Observation of Anomalous Internal Pair Creation in ^8Be : A Possible Signature of a Light, Neutral Boson*, Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 042501.
- [2] A. J. Krasznahorkay, et al., *New anomaly observed in ^4He supports the existence of the hypothetical X17 particle*, Phys. Rev. C **104** (2021) 044003.
- [3] A. J. Krasznahorkay, et al., *New anomaly observed in ^{12}C supports the existence and the vector character of the hypothetical X17 boson*, Phys. Rev. C **106** (2022) L061601.
- [4] Tran The Anh et al., *Checking the ^8Be anomaly with a two-arm electron positron pair spectrometer*, Universe **10** (2024) 168.
- [5] K. Afanaciev, et al., *Search for the X17 particle in $^7\text{Li}(p, e^+e^-)^8\text{Be}$ processes with the MEG II detector*, Eur. Phys. J. C **85** (2025) 763.
- [6] D. Barducci et al. *On the Atomki nuclear anomaly after the MEG-II result*. JHEP **04** (2025) 035.
- [7] J. L. Feng, et al., *Protophobic Fifth-Force Interpretation of the Observed Anomaly in ^8Be Nuclear Transitions*, Phys. Rev. Lett. **117** (2016) 071803.
- [8] L. Darmé, M. Mancini, E. Nardi, M. Raggi, *Resonant search for the X17 boson at PADME*, Phys. Rev. D **106** (2022) 115036.
- [9] F. Arias-Aragón, L. Darmé, G. G. di Cortona, E. Nardi, *Production of dark sector particles via resonant positron annihilation on atomic electrons*, Phys. Rev. Lett. **132** (2024) 261801.
- [10] N. J. Sas, A. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, J. Molnár, Z. Pintye, Gy. Y. Hegyesi, S. Cellár, *Electron–Positron Pair Spectrometers with High Efficiency for Angular*

Correlation Measurements, Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement, **18**(2), Paper A14 (2025).

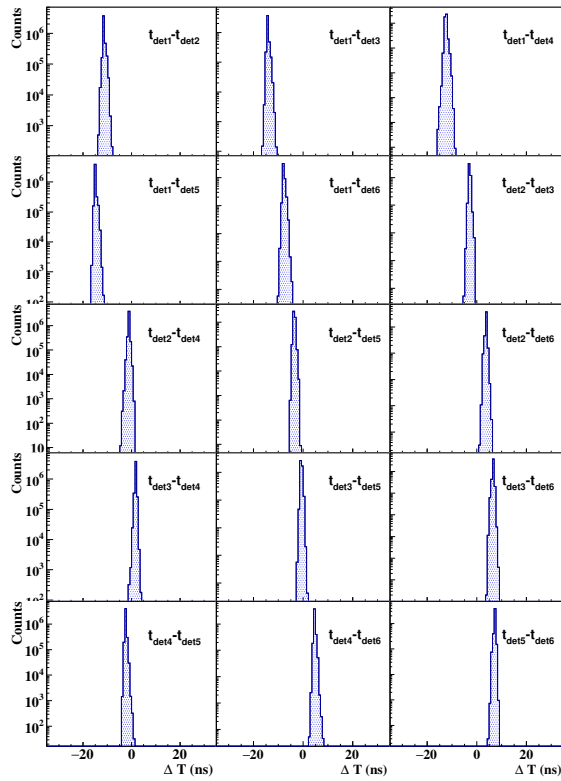
- [11] N. J. Sas, A. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, J. Molnár, Z. Pintye, S. Cellár,
High-efficiency electron-positron pair spectrometer for the study of light bosons, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (2026).
- [12] D. S. Csaba, *Kísérleti atommagfizika*, (2013).
- [13] A. J. Krasznahorkay et al. *New evidence supporting the existence of the hypothetical $X17$ particle*. arXiv:1910.10459 [nucl-ex] (2019).
- [14] E. S. Paul. *Lecture 3: Electromagnetic Transitions – Nuclear Physics*. Lecture notes, University of Liverpool.
- [15] K. E. Stiebing and et. al., *A multi-detector array for high energy e^+e^- pair spectroscopy*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **30** (2004) 165–180.
- [16] H. Olsen. *Opening Angles of Electron-Positron Pairs*. Phys. Rev. **131** (1963) 406–415.
- [17] G. Goldring, *Internal Pairs in Anisotropic Emission*, Proc. Phys. Soc. A **66** (1953) 341.
- [18] M. E. Rose. *Internal Pair Formation*. Phys. Rev. **76** (1949) 678–681.
- [19] M. E. Rose. *Internal Pair Formation (Erratum)*. Phys. Rev. **78** (1950) 184.
- [20] H. P. Kennedy and M. E. Rose. *Determination of multipole mixture parameters from internal pair data*. Phys. Lett. **9** (1964) 57.
- [21] J. Gulyás, T. J. Ketel, A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay, A. Vitéz, T. G. Tornyai. *A pair spectrometer for measuring multipolarities of energetic nuclear transitions*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **808** (2016) 21–28.
- [22] R. Bolzonella. *An experimental setup for the detection of e^+e^- pairs in the decay of $^8\text{Be}^*$* . Università di Padova, 2021.
- [23] L. Sarkadi, Private communication.
- [24] V. Kozhuharov (for the PADME Collaboration). *Searching for the $X17$ with the PADME experiment*. PoS(ICHEP2024)727.
- [25] F. Bossi et al. *Search for a new 17 MeV resonance via e^+e^- annihilation with the PADME Experiment*. arXiv:2505.24797 [hep-ex] (2025).

- [26] A. J. Krasznahorkay. *Experiments to Detect the Hypothetical X17 Particle*. Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl. **18** (2025) 4-A1.
- [27] Kh. U. Abraamyan et al. Phys. Part. Nucl. **55** (2024) 868–873.
- [28] Kh. U. Abraamyan. Private communication.
- [29] D. S. M. Alves et al. *Shedding light on X17: community report*. Eur. Phys. J. C **83** (2023) 230.
- [30] A. Papa. *The X17 search with the MEG II apparatus*. PoS(ICHEP2024) 293.
- [31] G. Azuelos et al. *Status of the X17 search in Montreal*. J. Phys. Conf. Ser. **2391** (2022) 012008.
- [32] B. Bastin et al. *Investigation of a light Dark Boson existence: The New JEDI experiment*. EPJ Web Conf. **275** (2023) 01012.
- [33] T. Mommers. *Experiments on ^8Be IPC at INFN Legnaro Laboratory. Contribution to Shedding Light on X17: Community Report*, 2021.
- [34] Eljen Technology. *EJ-200 Plastic Scintillator Data Sheet*. Available at: <https://wiki.jlab.org/ciswiki/images/4/49/EJ-200.pdf>
- [35] M. I. Ahmed. *New Pixel Detectors in SOI Technology for Particle Physics Applications*. AGH University of Science and Technology, 2015.
- [36] M. Krammer and W. Mitaroff. Tracking Detectors. Handbook of Particle Detection and Imaging, pages 265–295, 2012
- [37] ATOMKI. *Tandetron Accelerator System*. Available at: <https://www.atomki.hu/en/instruments/view/43>
- [38] ATOMKI Tandetron Laboratory. *2.0 MV Medium-Current Plus Tandetron Accelerator System*. Available at: <https://tandetron.atomki.hu/atomki-tandetron-en.pdf>
- [39] D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, J. E. Purcell, C. G. Sheu, H. R. Weller. *Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$* . Nucl. Phys. A **745** (2004) 155–362.
- [40] R. Brun, F. Rademakers. *ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **389** (1997) 81–86.
- [41] I. Antcheva et al. *ROOT – A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization*. Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 2499–2512.

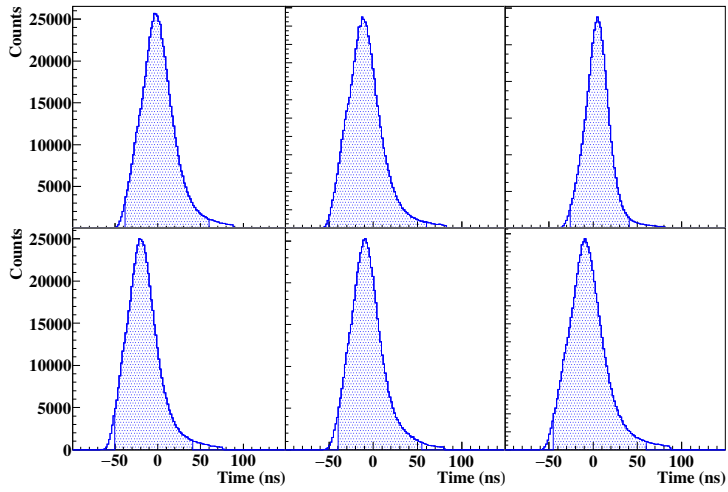
- [42] S. Agostinelli et al. *Geant4 – A Simulation Toolkit*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **506** (2003) 250–303.
 - [43] J. Allison et al. *Recent Developments in Geant4*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **835** (2016) 186–225.
 - [44] T. Basaglia et al. *Geant4: a Game Changer in High Energy Physics and Related Applicative Fields*. Future Gener. Comput. Syst. (2024). arXiv:2405.12159 [physics.comp-ph].
 - [45] Q. T. Pham et al. *Coupling and Validation of the Geant4-DNA Extension into the GATE Monte Carlo Simulation Platform for the Irradiation of DNA Molecules in a Grid Computing Environment* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **353** (2015) 46–55.
 - [46] H. Bethe, W. Heitler. *On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons*. Proc. Roy. Soc. Lond. A **146** (1934) 83–112.
 - [47] S. Bertelli et al. *Blind unblinding procedure for the PADME X17 data sample*. JHEP **06** (2025) 040.
 - [48] R. Wilson. *Internal pair formation*. In: K. Siegbahn (ed.), *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Vol. 2, North-Holland, Amsterdam, 1965, Ch. XXV(c), p. 1557.
 - [49] J. S. Levinger, H. A. Bethe. *Screening in Electron Pair Creation by Photons*. Phys. Rev. **78** (1950) 115–118.
 - [50] Y.-S. Tsai. *Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons*. Rev. Mod. Phys. **46** (1974) 815–851.
- @manualGeant4Manual, title = Geant4 User’s Guide for Application Developers, author = Geant4 Collaboration, year = 2023, url = <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/>

A. függelék

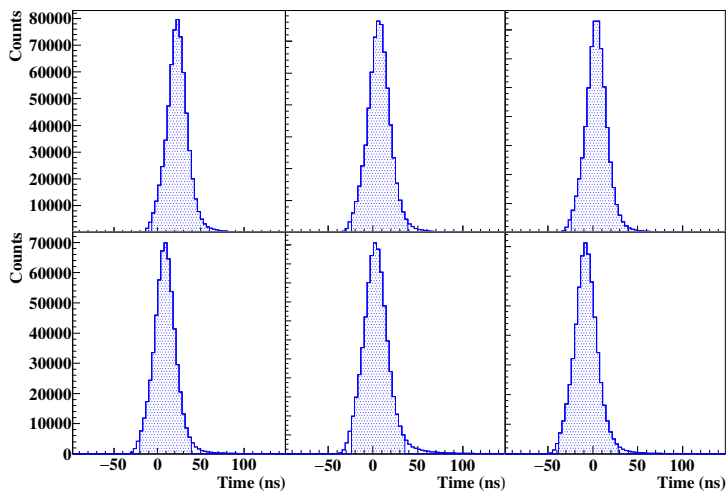
Függelék A: Ábrák



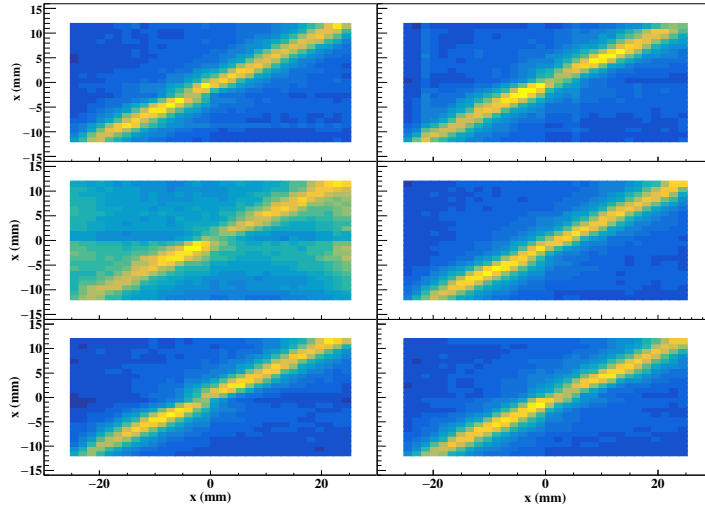
A.1. ábra. A plastik detektorpárok által mért események közötti időkülönbségek eloszlása.



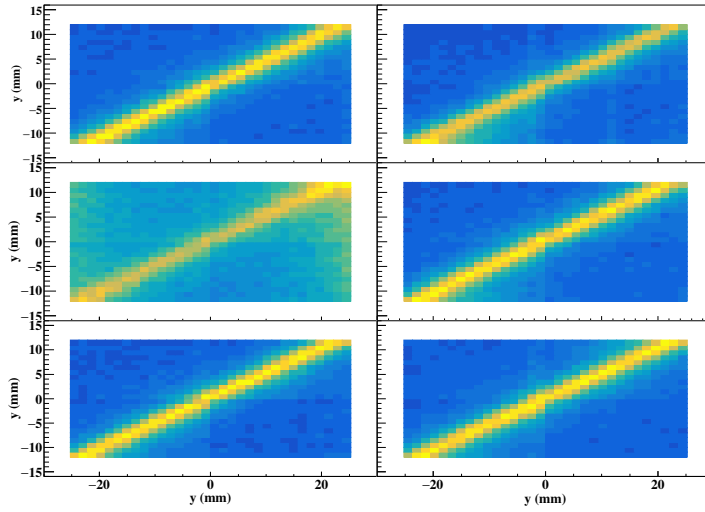
A.2. ábra. A nagy DSSD és plastik detektorok időkülönbségeinek spektrumai.



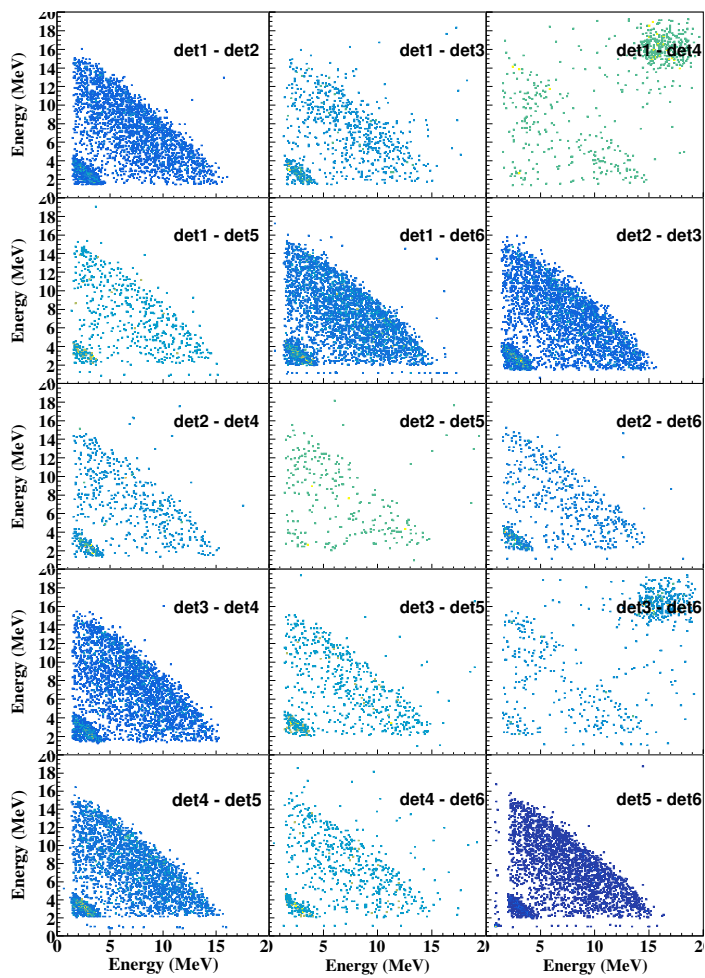
A.3. ábra. A kis DSSD és plastik detektorok időkülönbségeinek spektrumai.



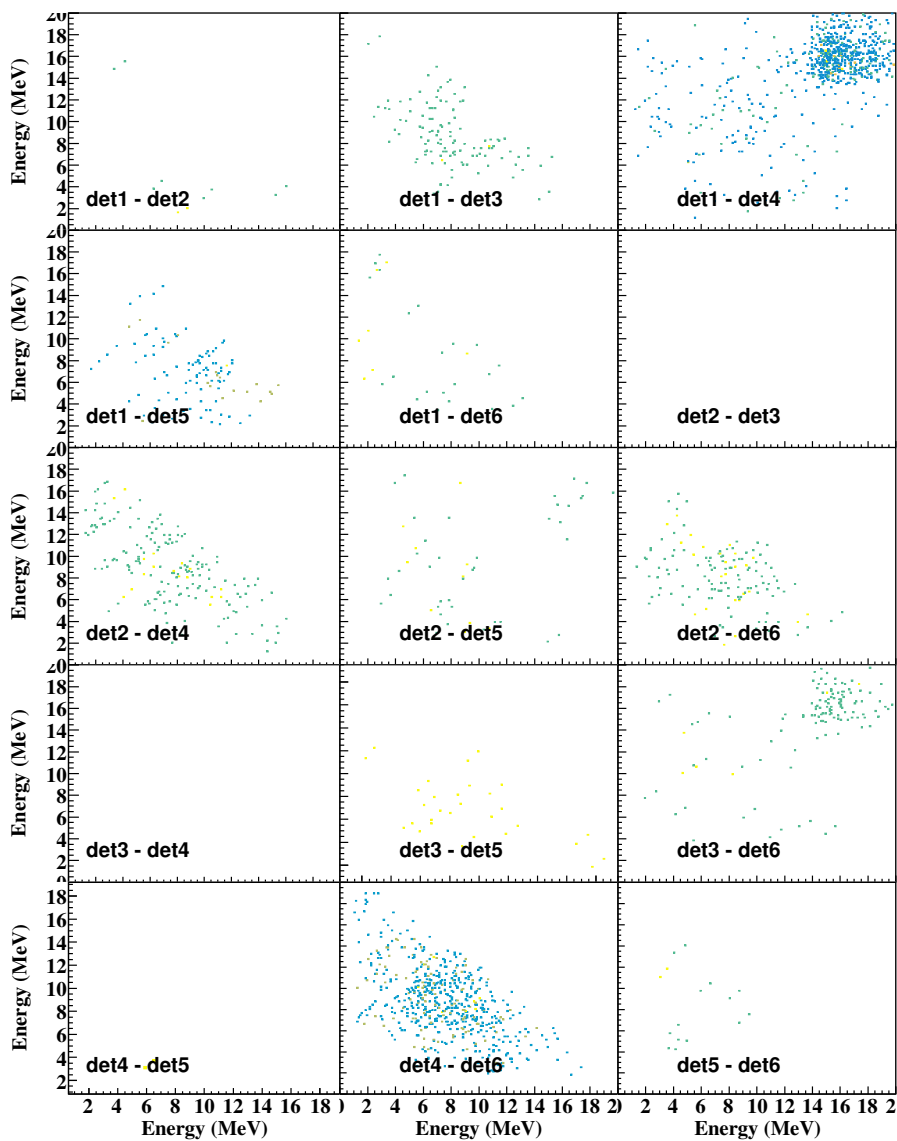
A.4. ábra. A kis és nagy DSSD detektorok x irányú pozíciókorrelációs spektrumai.



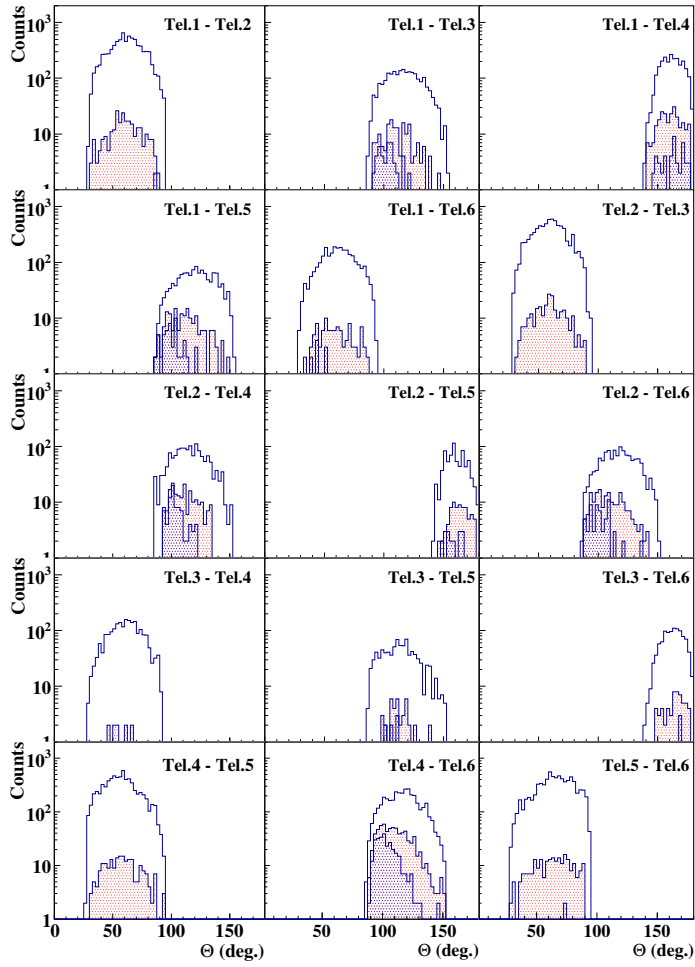
A.5. ábra. A kis és nagy DSSD detektorok y irányú pozíciókorrelációs spektrumai.



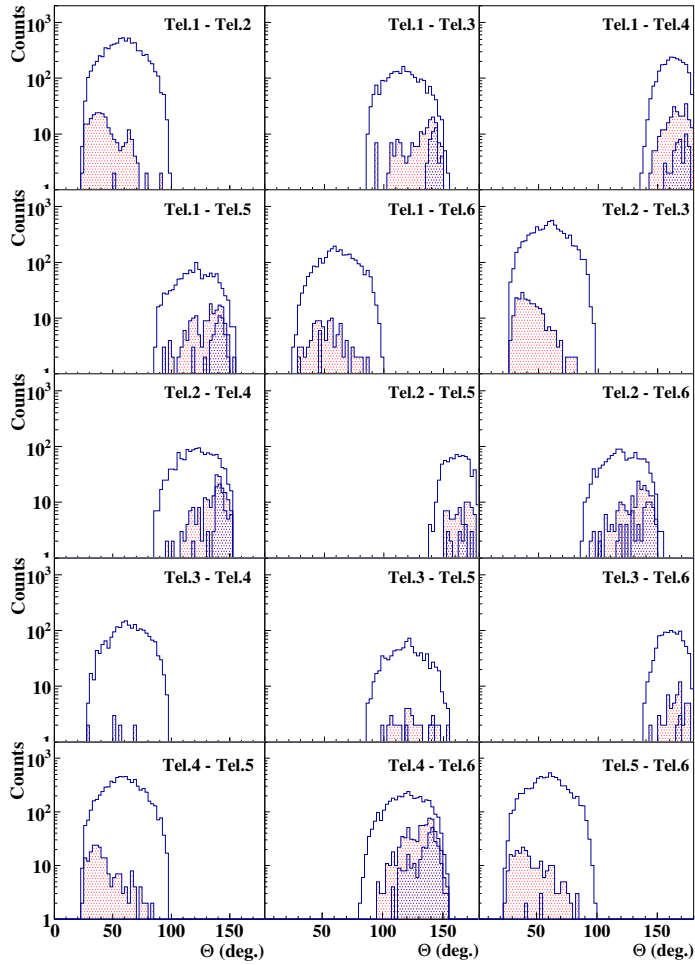
A.6. ábra. A teleszkóppárok energiakorrelációs spektrumai.



A.7. ábra. A kozmikus háttérből származó események energiakorrelációs spektrumai, teleszkóp-páronként kiértékelve, az e^+e^- párok kísérleti szelekciója során használt kapufeltételekkel megegyező beállítások mellett.



A.8. ábra. Szögeloszlások a kis pozícióérzékeny detektorok alapján, különböző teleszkóp-párosításokra, a kozmikus háttérmerések során rögzített eseményekből számolva, eltérő szelekciós (vágási) feltételek alkalmazásával. A fehér háttérrel jelölt eloszlások kizárólag a plastik detektorokra vonatkozó feltételeket tartalmazzák. A piros hisztogramok esetében a nagy pozícióérzékeny (DSSD) detektorokra alkalmazott szelekciós kritériumokat is figyelembe vettük. A kék hisztogramok a teljes detektorrendszerre vonatkozó, legszigorúbb eseménykiválasztási feltételek mellett kapott eloszlásokat mutatják.



A.9. ábra. Szögeloszlások a nagy pozícióérzékeny detektorok alapján, különböző teleszkóp-párosításokra, a kozmikus háttérmerések során rögzített eseményekből számolva, eltérő szelekciós (vágási) feltételek alkalmazásával. A fehér háttérrel jelölt eloszlások kizárólag a plastik detektorokra vonatkozó feltételeket tartalmazzák. A piros hisztogramok esetében a nagy pozícióérzékeny (DSSD) detektorokra alkalmazott szelekciós kritériumokat is figyelembe vettük. A kék hisztogramok a teljes detektorrendszerre vonatkozó, legszigorúbb eseménykiválasztási feltételek mellett kapott eloszlásokat mutatják.