

# Szakdolgozat

## A ${}^6\text{He}(p,n){}^6\text{Li}$ töltéskicserélő reakció kísérleti vizsgálata



Témavezető: **Dr. Horváth Ákos** egyetemi docens  
ELTE TTK, Atomfizikai Tanszék

A szakdolgozatot  
készítette: **Izsák Rudolf** fizikus hallgató  
ELTE TTK

Budapest, 2004

## Bevezetés

A részecskefizika törekvése az anyag legkisebb építőelemeinek megtalálása és annak megértése, hogy hogyan, miért alakulnak ki belőlük nagyobb, makroszkopikus világunkat alkotó anyagok, tárgyak. A természet sokszínűségét és bonyolultságát érzékszerveinkkel tapasztalva nem nyilvánvaló, hogy egy magasabb, vagy alsóbb mérettartományban egyszerűbb, könnyebben átlátható rendszerekkel találkozunk. Hogy alsóbb mérettartományban a természeti folyamatok teljes vagy legalább nagyfokú megértésére mégis reményünk lehet, azt fizikai megfigyelések és már bevált, egyszerű, jól működő matematikai modellek sugallják. A részecskefizika egyik ilyen meghatározó megfigyelése az elemi részek, a proton, a neutron és az elektron létezése, amelyekből minden általunk érzékelhető tárgy felépül. Megjegyzendő ugyanakkor, hogy ez pusztán egy egyszerű modell az anyagok felépítésének megmagyarázására; sem protont, sem neutront, sem pedig elektront nem láthatunk közvetlenül, de őket elképzelve és rajtuk keresztül rengeteg fizikai jelenséget, folyamatot megmagyarázva a modell mára elfogadott tény magasságába emelkedett.

Sajnos bármilyen régen is „ismerjük” már az elemi részecskéket, a köztük lévő kölcsönhatások pontos leírására még eddig egyetlen megnyugtató modell sem született. Ezen az újabb és újabb elemi részecskék felfedezése sem változtatott.

Ahhoz, hogy a meglévő modellek pontosságát, érvényességi körét fel tudjuk mérni, illetve, hogy újabbak találásához ötletet meríthessünk, hasznos lehet néhány, a megszokottól eltérő, egzotikus részecske kísérleti vizsgálata.

Ilyen részecskék az úgynevezett egzotikus atommagok, amelyekben a neutron-proton arány a stabil, természetben előforduló atommagoknál megszokott értéknél lényegesen nagyobb. Vizsgálatunk tárgyát a  ${}^6\text{He}$  atommag képezte, amelynek különlegességét mi sem jelzi jobban, mint hogy a stabil  ${}^4\text{He}$  atommag nagyobb neutronszámú izotópja, a  ${}^5\text{He}$  csak rezonancia formájában létezik, a  ${}^6\text{He}$  viszont 807 ms élettartamával magfizikai időskálán mérve hosszú élettartamú.

A dolgozat a  ${}^6\text{He}$  izotóp kísérleti vizsgálatának eredményeit dolgozza fel. A munka alapjául szolgáló kísérlet Japánban a Heavy Ion Medical Accelerator at Chiba (HIMAC) 250 MeV/nukleon maximális energiájú szinkrotron gyorsítóban zajlott.

# 1. Neutronban gazdag, egzotikus atommagok vizsgálata radioaktív nyalábokkal

A múlt század elejéig a kutatók pusztán természetes radioaktivitás révén tanulmányozhatták az atommagokat. Azóta a részecskegyorsítók váltak a részecskefizikusok fő eszközévé, hogy különböző atommagok reakcióit tanulmányozva felismeréseket tehessenek az atommagok belső szerkezetére, illetve a részecskefizika modelljeinek alkalmazhatóságára vonatkozóan. A gyorsítóknál előállított nagy energiájú részecskenyalábok eleinte csak stabil atommagokat (protonokat,  $\alpha$  részecskéket, stb.) tartalmaztak. A 1980-as évek második felében technikai fejlesztések gyümölcseként radioaktív részecskenyalábok előállítása is lehetővé vált, és ez új fejezetet nyitott meg az ún. egzotikus atommagok vizsgálatában.

## 1.1. Radioaktív nyalábok

Az 1980-as években a közepes energiájú nehézion-ütközések vizsgálata során bukkantak az atommagok olyan reakcióira, amelyek azok fragmentációjához vezettek. A 30 és 100 MeV/nukleon közötti energiára felgyorsított atommagok a céltárgybeliekkel kölcsönhatva ütközési paramétertől függően szinte tetszőleges számú nukleont veszíthettek vagy neutronokat foghattak be. A folyamatban a gyorsított részecskénél kisebb tömegszámú atommagok egész repertoárja keletkezett, köztük az izotóp-térkép szélén elhelyezkedő néhány milliszekundum felezési idejű radioaktív atommagok. Ezek a reakciótermékek az eredendően felgyorsított atommagokéhoz hasonló egy nukleonra eső energiával rendelkeztek, így a technikai fejlesztések eredményeképpen megjelenő szupravezető mágnesek segítségével spektroszkópiai eljárásokon keresztül egy-egy radioaktív atommag nagy intenzitású nyalábját is elő tudták állítani. Ilyen instabil atommagok reakcióit ugyanis csak olyan kísérleti körülmények között lehet vizsgálni, amikor keletkezésük és a magreakció között – élettartamuknak megfelelően – csak néhány milliszekundumnyi idő telik el.

A radioaktív részecskenyalábok olyan egzotikus neutron-szerkezettel rendelkező atommagokat tartalmazhattak, mint például a  ${}^6\text{He}$  vagy a  ${}^{11}\text{Li}$ . Utóbbi szerkezete azért is érdekes, mert a  ${}^9\text{Li}$  és két neutron közül egyik pár sem képezhet stabil egységet, miközben a három együtt a magfizikai időskálát tekintve hosszú élettartamú  ${}^9\text{Li}$  atommag.

Ezek a neutronban gazdag, könnyű, egzotikus atommagok különleges neutron-szerkezettel (neutron-glóriával) rendelkeznek. Hatáskeresztmetszet-vizsgálatok szerint a  ${}^{11}\text{Li}$  egy bizonyos értelmű mérete (r.m.s. sugár) megközelíti nála jóval nagyobb tömegszámú stabil ólomét [1].

Az egzotikus atommagok neutron-szerkezetéről sokat elárulnak a töltés-kicserélő reakcióik során kimért hatáskeresztmetszetek. Különösen érdekesek azon átalakulásaik, amelyek során eggyel magasabb rendszámú izobár analóg állapotukba kerülnek a töltés-kicserélő reakcióban. Ekkor ugyanis az atommag izo-spinje nem változik meg és a modellek szerint ez a neutronból protonná lett részecske hullámfüggvényének azonosságát jelenti a kiindulási és a keletkezett atommagban. Ennek jelentőségéről a következő fejezetben részletesebben olvashatunk.

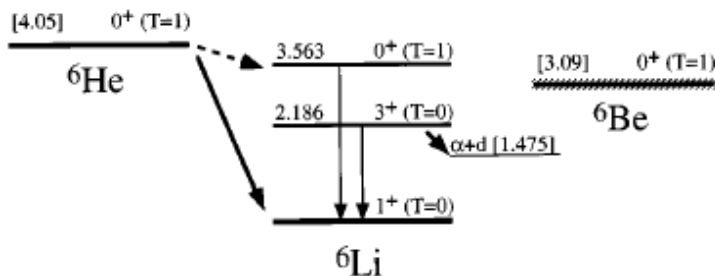
## 1.2. Irodalmi áttekintés

A következőkben rövid áttekintést kívánok adni az atommagok izobár analóg állapotainak vizsgálatában elért eddigi eredményekről.

Az izobár analóg állapot, melyet Anderson, Wong és McClure [2] fedeztek fel, hasznos eszköznek bizonyult a neutron-glóriával rendelkező, más néven egzotikus atommagok vizsgálatához. Hogy ezek az egzotikus atommagok különleges neutronszerkezettel rendelkeznek, azt egyrészt nagy méretük, másrészt az izotóp térkép peremén való elhelyezkedésük ellenére mutatott nagyfokú stabilitásuk jelzi. Anderson és társai kísérletükben a töltés-kicserélő (p,n) reakciót vizsgálták, melynek során az atommag egyik neutronja protonná változik, miközben a bombázó protonból neutron lesz. A végállapot, azonos tömegszámú, eggyel magasabb rendszámú atommag vagy alapállapotban (*Fermi-átalakulás*), vagy az eredeti egzotikus atommag izo-spinjével rendelkező gerjesztett állapotban (*Gamow—Teller-átalakulás*) keletkezik. Utóbbi állapot az eredeti atommag izobár analóg állapota (IAS). Minthogy egzotikus atommagok esetében a töltéscserében nagy valószínűséggel a külső, glória-neutronok vesznek részt, az egzotikus atommag és izobár analógja közötti tömeg-különbség a glóriabeli proton Coulomb-energiája a neutronnal szemben. Ezért az egzotikus atommag r.m.s. sugara – amely egy bizonyos értelmű méretét fejezi ki – meghatározható a töltés-kicserélő reakció Q-értékéből, azaz a reakciótermékek nyugalmi tömegéből. Shery, Lind és Wieman cikkükben megmutatták, hogy a töltés-kicserélő reakció során keletkező neutronok szög-eloszlása függ a reakcióban részt vett neutron atommagbéli elhelyezkedésétől [3]. Így tehát a neutronok differenciális hatáskeresztmetszete az atommagbéli neutronsűrűség-eloszlásról is információt szolgáltat.

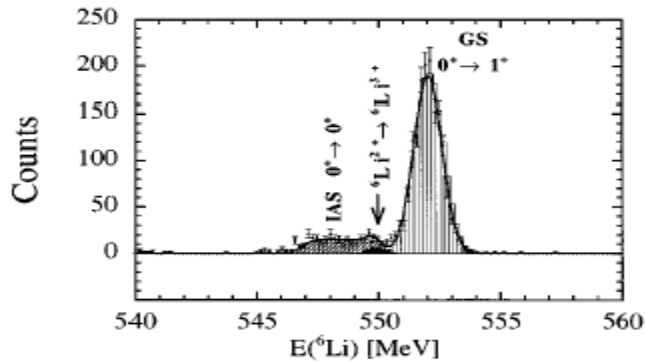
Az izobár analóg állapotokkal kapcsolatos vizsgálatok akkor kaptak új lendületet, amikor részecskegyorsítók révén lehetővé vált könnyű, egzotikus atommagok részecske-nyalábjaik előállítására, és ezek reakciójának elbomlásuk előtti vizsgálata céltárgybéli protonokkal,  $H^+$  ionokkal. Azt a kísérleti elrendezést, ahol a nagy sebességű egzotikus atommag ütközik az álló protonnal, és nem fordított sorrendben megy végbe a töltéscserélő reakció, inverz kinematikai elrendezésének hívjuk. Az alább bemutatásra kerülő cikkek az utóbbi tíz év munkáit mutatják be szemelvényyszerűen.

J.A.Brown és szerzőtársai a  $^1H(^6He, ^6Li)n$  reakciót vizsgálták inverz kinematikai elrendezésben [4]. Kimérték az alapállapotú differenciális hatáskeresztmetszetet  $0^\circ$ -nál, vagyis annak a reakciónak a hatáskeresztmetszetét, hogy a  $^6He$  a töltéscsere után alapállapotú  $^6Li$ -tá alakul. Meghatározták továbbá a *Gamov-Teller* és a *Fermi* típusú átmeneti valószínűségek arányát (1-1. ábra).



1-1. ábra. A  $^6He$  Gamow—Teller- és Fermi-átalakulásai. A vízszintes vonalak az energiaszinteket szemléltetik.

A kísérletben az elsődleges  $E/A = 90$  MeV energiájú  ${}^6\text{Li}$  nyaláb a Be céltárgyba ütközött, majd a keletkező reakciótermékek közül a részecskeszeperátor segítségével állt elő a  ${}^6\text{He}$  nyaláb  $E/A = 93$  MeV energiával. A másodlagos nyalábot polietilén céltárgynak ütköztették, ahol a kívánt  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})n$  reakció lejajlott. A keletkező  ${}^6\text{Li}$  magokat a szög, részecske típus és energia érzékelésére alkalmas érzékeny spektrométerrel vizsgálták. A  ${}^6\text{Li}$  energiájából meghatározták a reakció  $Q$  értékét (1. a 2.1. fejezetben).



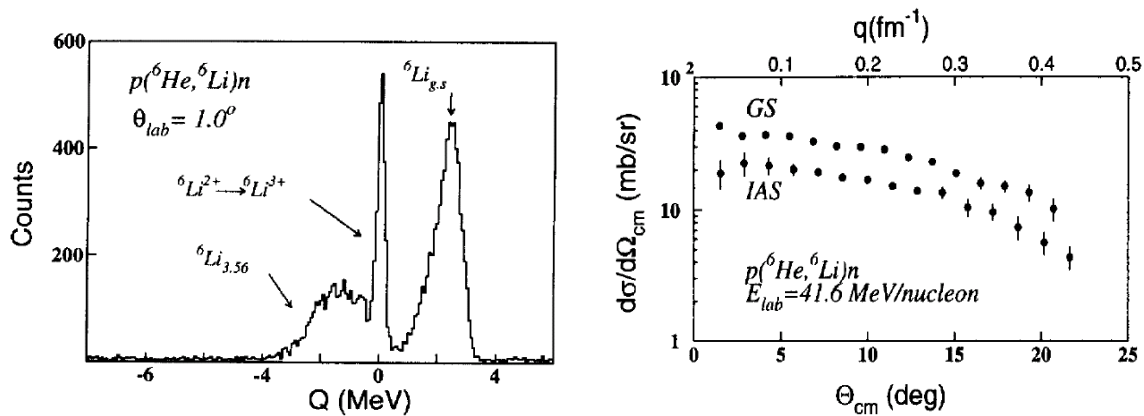
1-2. ábra. A reakciótermékek energia-spektruma. Láthatók a  ${}^6\text{He}$ -tal izobár analóg  ${}^6\text{Li}$  állapotához, illetve a  ${}^6\text{Li}$  alapállapotához tartozó csúcsok.

A spektrumon jól azonosíthatók voltak a  ${}^6\text{Li}$  alapállapotának, illetve a  ${}^6\text{He}$  alapállapotával izobár analóg állapotnak megfelelő csúcsok (1-2. ábra). Ezek területe alapján a  $0^0$ -nál mért alapállapotú differenciális hatáskeresztmetszet értéke:

$$d\sigma_{\text{GS}}/(d\Omega) = 43 \pm 16 \text{ mb/sr.}$$

A *Gamov-Teller* és *Fermi* átmeneti valószínűségek aránya pedig:  $(87 \pm 6)\%$ -nak adódott. Összegzésül a szerzők megállapítják, hogy ez a kísérleti eljárás, amelyben tehát inverz kinematikai elrendezésben vizsgálják az izobár analóg állapotok kialakulását töltéscsere keretében, nagyon hasznos az egzotikus (neutronban gazdag) atommagok vizsgálatakor. Rámutatnak, hogy a módszer hatékonyságának növelése érdekében kívánatos volna néhány technikai fejlesztés, mint például a részecskék nyomon követése a másodlagos nyalábban, illetve a spektrométer felbontásának javítása.

Egy másik kísérletben M.D.Cortina-Gil és szerzőtársai a  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})n$  reakciót vizsgálták ugyancsak inverz kinematikai elrendezésben 41,6 MeV  ${}^6\text{He}$  energián [5].  ${}^{13}\text{C}$  magok primer nyalábját szén céltárgynak ütköztették, majd a termékek közül mágneses spektrométerrel izoláltak egy 43 MeV energiájú  ${}^6\text{He}$  nyalábot, és ezt irányították a polietilén céltárgyra. A keletkező  ${}^6\text{Li}$  IAS magok energia-spektrumát vették fel, továbbá kimérték a differenciális hatáskeresztmetszetet (1-3. ábra).



1-3. ábra. A töltéscserélő reakció  $Q$ -értéke (balra), és a *Fermi*- és *Gamow—Teller*-átalakulások differenciális hatáskeresztmetszete a kirepülési szög függvényében a tömegközépponti rendszerben (jobbra).

Az eredményeket összevetették egy mikroszkopikus modellel. A differenciális hatáskeresztmetszet illesztéséhez egy módosított optikai potenciál-modellt használtak. A modellben az optikai potenciál izo-skalár része a neutron- és proton-sűrűségek összegére, míg izo-vektor része azok különbségére érzékeny. Ez lehetővé tette a két sűrűségeloszlás közti különbségek feltérképezését, azaz a neutron-glória vizsgálatát.

Bemutatunk egy további cikket, amely egy másik egzotikus atommag, a  $^{14}\text{Be}$  izobár analóg állapotának, az IAS  $^{14}\text{B}$ -nek kimutatásáról számol be [6]. A szerzők meghatározták az IAS állapot *kvantumszámait*, *invariáns tömegét*, *Coulomb-energiáját*. A mérésben a  $^{14}\text{Be}(p,n)^{14}\text{B}^*$ , illetve a  $^{14}\text{B}^* \rightarrow ^{12}\text{Be} + p + n$  reakciókat vizsgálták, előbbi fordított kinematikai elrendezésben.

100 MeV/nukleon energiájú  $^{18}\text{O}$  primer nyalábot  $^9\text{Be}$  céltárgynak ütköztettek, majd mágneses spektrométerrel izolálták a  $^{14}\text{Be}$  szekunder nyalábot, amely a  $(\text{CH}_2)_n$  és  $(\text{CD}_2)_n$  céltárgyon a protonokkal kölcsönhatva inverz kinematikai elrendezésben a kívánt  $^{14}\text{Be}(p,n)^{14}\text{B}^*$  reakciót indukálta. Minthogy az IAS  $^{14}\text{B}^*$  bomló állapot, azonnal szétesik a  $^{14}\text{B}^* \rightarrow ^{12}\text{Be} + p + n$  átalakulással, és ezeket a reakciótermékeket érzékelték hármaskoincidenciában. A sebességeket repülési idő analízissel határozták meg. A töltött részecskéket  $\Delta E$ -TOF, illetve E-TOF méréssel azonosították.

Az állapot IAS voltának igazolása érdekében a  $^{14}\text{Be}(d,2n)^{14}\text{B}^*$  reakciót is megvizsgálták, ebben ugyanis a  $\Delta S = 0$  átmenet tiltott, tehát csak a *Fermi*-átalakulás következhetett be.

A differenciális hatáskeresztmetszetet kimérték, és az eredményeket összevetették a különböző lehetséges hullámfüggvényekből adódó elméleti görbékkel. Ebből arra a következtetésre jutottak, hogy a reakcióban a karakterisztikus impulzus-momentum átvitelre  $\Delta L = 0$ .

Az IAS állapot  $T=3$  izo-spinjének bizonyításául kiértékeltek a  $^{12}\text{B} + d$  bomlási csatornát is, ez ugyanis egyértelműen csak egy  $T=2$ -es  $^{14}\text{B}^*$  állapoton keresztül lenne megengedett. Ebben a spektrumban azonban nem jelent meg az az éles csúcs, mint egyébként. Eredményeik szerint az IAS  $^{14}\text{B}^*$  gerjesztési energiája:  $E_g = 17,06 \pm 0,03$  MeV, a  $^{14}\text{Be} - \text{IAS } ^{14}\text{B}^*$  Coulomb-energia eltolódás pedig:  $E_C = 1,62 \pm 0,11$  MeV.

Az irodalmi eredményekből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a töltéscserélő reakció során keletkező  $^6\text{Li}$  vagy  $^{14}\text{Be}$  és a neutron közül mindig az előbbi

fizikai mennyiségeit határozták meg pontosan. Az általunk elvégzett kísérletben a protonokból töltéscserével keletkező neutronokon keresztül vizsgáljuk a  ${}^6\text{He}$  izobár analóg állapotának neutron-szerkezetét. Azt, hogy a töltéscserélő reakcióban keletkezett neutronok szög-eloszlásából hogyan következtethetünk a magbéli neutronok sűrűség-eloszlására, fentebb idézett cikkükben Shery és szerzőtársai már a 70-es évek végén vizsgálták [3].

### 1.3. Célkitűzés, a kísérlet leírása

Vizsgálatunk a  ${}^6\text{He}$  atommag egzotikus neutronszerkezetére irányult. Távlati célunk a  ${}^6\text{He}$  Gamow—Teller- és a Fermi-átalakulásai során keletkezett neutronok eloszlásának (differenciális hatáskeresztmetszetének) vagy arra vonatkozó felső korlátnak meghatározása volt a kirepülési irányszög függvényében kis impulzus-átadás esetén. Munkám másik célja a neutron detektálásán alapuló módszer (l. a 3. fejezetben) hatékonyságának feltérképezése a mérési összeállítás kalibrációja révén. A  ${}^6\text{He}(p,n){}^6\text{Li}$  reakció inverz kinematikai elrendeződésben zajlott le, azaz a 185,5 MeV/nukleon energiájú  ${}^6\text{He}$  atommagok csapódtak a polietilén céltárgyba, ahol álló hidrogén atommagokkal léphettek töltés-kicserélő reakcióba.

## 2. Az izobár analóg állapotokra vezető (p,n) reakciók vizsgálata

Az általunk vizsgált magreakció a  $p({}^6\text{He},{}^6\text{Li})n$  átalakulás. Ennek kísérleti vizsgálata során szükségünk van a reakció energetikai leírására, amelyből a kísérleti elrendezések ismeretében kinematikai számításokkal a kísérlet várt eredménye meghatározható.

### 2.1. Izospin-multiplettek

Mint ismeretes, az azonos nukleonszámú atommagok egy izo-multipletet alkotnak [7]. Ez az izo-multiplett felbomlik egymást követő egész vagy félegész izo-spin típusú állapotcsaládokra, amelyeken belül az izo-spin harmadik komponensének nagysága szerint osztályozhatjuk az egyes állapotokat. Az azonos izo-spin vetületű állapotokat szokás az elemek neveivel illetni, ami azt jelenti, hogy például a He a 6-os nukleonszámú izo-multiplett mindazon állapotainak gyűjtőneve, amelyek  $T_3 = (R-N)/2 = (4-2)/2 = 1$  izo-spin vetülettel rendelkeznek, függetlenül izo-spinük típusától, ahol R a rendszám, N pedig a neutronok száma. Irodalmi eredmények szerint egy nukleon alapállapotában az izo-spin típusa és az izo-spin velülete megegyezik.

2-1. táblázat. A 6-os tömegszámú atommagok izo-multiplette. Az oszlopokban az azonos izo-spin vetületű, a sorokban az azonos izo-spin típusú állapotok találhatóak.

			${}^6\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	${}^6\text{He}$				T
$T_z=$	-3	-2	-1	0	1	2	3		3
	•	•	•	•	•	•	•		2
		•	•	•	•				1
			•	•	•				0

A 2-1. táblázatban láthatjuk, hogy a  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$  nukleonszám-örző átalakulás többféle végállapotba érkeve mehet végbe, mivel a  ${}^6\text{Li}$  jelölés csak az izo-spin harmadik komponensét rögzíti, az állapot izo-spinjét nem. A töltés-kicserélő reakció során a legvalószínűbb események a következők:

- az izo-spin típusa nem változik meg, azaz egy olyan  ${}^6\text{Li}$  végállapot lesz, melynek izo-spinje  $T = 1$  (mint amilyen a He-nak is volt), izo-spin vetülete pedig  $T_3 = 0$  lesz (ezért a Li elnevezés)
- az izo-spin megváltozik, azonnal a  ${}^6\text{Li}$  alapállapotába ugrik az atommag, azaz a végállapot izo-spinje  $T = 0$  és izo-spin vetülete is  $T_3 = 0$  lesz.

A reakció elemzésének következő pontja a kísérleti energiaviszonyok kiszámítása a fenti két átalakulás esetére. Az izotóp-táblázatok legtöbbször az egyes nuklid-állapotokhoz tartozó semleges atom tömegdefektusát, az ún.  $\Delta$  paraméterét adják meg, amelyből egy egyszerű átalakítással kapható meg az adott nuklid nyugalmi tömege:

$$M = \Delta - Z \cdot m_e + A \cdot \text{AMU},$$

ahol  $Z$  a rendszám,  $A$  a tömegszám AMU az atomi tömeg egység,  $m_e$  az elektron nyugalmi tömege. A következő adatok a *Table of Isotopes* könyvből származnak (a tömeg mértékegységéül a relativisztikus modellt követve a MeV egységet választjuk) [8]:

$$\text{AMU} = 931,494\,013 \text{ MeV}$$

$$m_e = 0,510\,998\,902 \text{ MeV}$$

Esetünkben, minthogy a relativisztikus energia, amely az invariáns tömeg és a kinetikus energia összege a reakció során nem változik, a következő összefüggés írható fel:

$$m_{{}^6\text{He}} + m_p = m_{{}^6\text{Li}} + m_n + Q,$$

ahol  $Q$  a reakció során felszabaduló kinetikus energia, amely adott esetben (például a mi esetünkben is) negatív is lehet. Ez azt fejezi ki, hogy a reakció akkor mehet végbe, ha legalább  $-Q$  nagyságú kinetikus energiával rendelkezett a két eredeti nuklid, a közös tömegközépponti rendszerükben. Megjegyzendő továbbá, hogy  ${}^6\text{Li}^*$  a gerjesztett  ${}^6\text{Li}$  atommagot jelöli, melynek invariáns tömege nyilván nagyobb az alapállapotúénál.

A  ${}^6\text{He}$  alapállapotával izobár analóg  ${}^6\text{Li}$  az a legalacsonyabb energiájú  ${}^6\text{Li}^*$  állapot, melynek izo-spinje a  ${}^6\text{He}$ -ével megegyezően  $T = 1$ . Ennek alapján olvashatjuk le gerjesztési energiáját a *Table of Isotopes* adatai között [8]:

$$\Delta_p = 7288,969 \text{ keV}$$

$$\Delta_n = 8071,323 \text{ keV}$$

$$\Delta_{{}^6\text{Li}} = 14086,3 \text{ keV}, E^* = 3562,88 \text{ keV} \rightarrow \Delta_{{}^6\text{Li}^*} = 175649,18 \text{ keV}$$

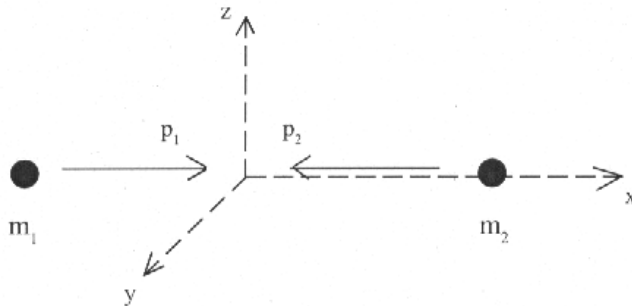
$$\Delta_{{}^6\text{He}} = 7289,0 \text{ keV}$$

Ezek alapján  $Q = -1833,354$  keV adódik az izobár analóg állapotra és  $Q = 10723,646$  keV az alapállapotra. A különbség a végállapot  ${}^6\text{Li}$  állapotok invariáns tömegeinek eltéréséből származik.

## 2.2. A reakció kinematikája

Ütközésekről általában, relativisztikus tárgyalásban:

*Egy álló  $m_2$  nyugalmi tömegű ( $E_2$  energiájú,  $p_2$  impulzusú) pontszerű részecskének egy  $m_1$  nyugalmi tömegű,  $E_1$  energiájú,  $p_1$  impulzusú ugyancsak pontszerű részecske ütközik.*



2-1. ábra. Szemléltetés az x tengely mentén centrálisan ütköző  $p_1$ ,  $m_1$ , illetve  $p_2$ ,  $m_2$  impulzusú és tömegű részecskék mozgásának relativisztikus kinematikai leírásához.

Természetesen az impulzusok vektormennyiségek, de minthogy a probléma az ütközés előtt egydimenziós, csak az egyik komponenssel dolgozunk, a többit nullának választjuk. Feltételezzük, hogy az ütközés után két részecske keletkezik és a közös tömegközépponti rendszerükben - az ütközés előtt a két részecske által kijelölt - ütközési tengelyhez képest  $\vartheta^*$  szögben távozik.

*Célunk a következő: a részecskék tömegének (azaz a reakció energetikai leírásának) ismeretében, a  $\vartheta^*$  függvényében meghatározni a kijövő részecskék pályáját, energiáját.*

Először is tehát a bejövő részecskék közös tömegközépponti rendszerébe kell „beszállnunk“. A tömegközépponti rendszerben a megfelelő részecskék adatait „ $*$ “ indexeli.

A megfigyelőtől független az egyes részecskék és a kétrészecske-rendszer invariáns tömege, ami három egyenletet szolgáltat:

$$m_1^2 = (E_1, p_1)^2 = (E_1^*, p_1^*)^2 = E_1^{*2} - p_1^{*2},$$

$$m_2^2 = (E_2, p_2)^2 = (E_2^*, p_2^*)^2 = E_2^{*2} - p_2^{*2},$$

$$((E_1, p_1) + (E_2, p_2))^2 = ((E_1^*, p_1^*) + (E_2^*, p_2^*))^2.$$

A tömegközépponti rendszert az tünteti ki, hogy ott az együttes rendszer impulzusa nulla:

$$p^* := p_1^* = -p_2^*,$$

kihasználhatjuk továbbá, hogy az egyik részecske állt:

$$p_2 = 0, E_2 = m_2.$$

Mindezen egyenletekből:

$$E^* := E_1^* + E_2^* = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2 \cdot E_1 \cdot m_2}$$

tömegközépponti energia adódik, ami az ütközés után is megmarad. A tömegközépponti impulzus is némi számolással megkapható a fenti egyenletekből:

$$p^* = \sqrt{\frac{(E^{*2} + m_1^2 - m_2^2)^2}{4 \cdot E^{*2}} - m_1^2}.$$

(Érdemes megjegyezni, hogy a formula  $m_1$  és  $m_2$  tömegekben szimmetrikus, még ha ez első pillantásra nem is szembetűnő.)

Az ütközés után egy  $m_1'$  és egy  $m_2'$  tömegű részecske távozik a bemenő részecskék által kijelölt tengelyhez képest  $\mathcal{G}^*$  szögben. (Az ütközés utáni adatokat „'” indexeli.) A tömegközépponti rendszerben, minthogy az impulzusok összege továbbra is nulla, a relativisztikus impulzus-megmaradás miatt az egyes részecskék impulzusai felvehetők a következő alakban:

$$\vec{p}_1^{*'} := p^{*'} \cdot (\cos \mathcal{G}^*, \sin \mathcal{G}^*, 0), \quad \vec{p}_2^{*'} = -p^{*'} \cdot (\cos \mathcal{G}^*, \sin \mathcal{G}^*, 0),$$

ahol  $p^{*'}$ , a kijövő részecskék impulzusának abszolút-értéke - az invariáns tömegekre felírt egyenletekből - az előzőekhez hasonlóan egyszerűen meghatározható:

$$m_1'^2 = (E_1^{*'}, p_1^{*'})^2 = E_1^{*2} - p_1^{*2},$$

$$m_2'^2 = (E_2^{*'}, p_2^{*'})^2 = E_2^{*2} - p_2^{*2},$$

minthogy a relativisztikus energia-megmaradás miatt

$$(E_1^* + E_2^*, \vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*) = (E_1^{*' + E_2^{*'}, \vec{p}_1^{*' + \vec{p}_2^{*'')}, ezért$$

$$E^* = E_1^{*' + E_2^{*'}$$

ahol  $p_{1,2}^{*' := |\vec{p}_{1,2}^{*'}$ . Ezekből:

$$p^{*' = \sqrt{\frac{(E^{*2} + m_1'^2 - m_2'^2)^2}{4 \cdot E^{*2}} - m_1'^2}.$$

Ahhoz, hogy a laborrendszerbeli adatokat is megkapjuk a kijövő részecskékről, négyes impulzusaik tömegközépponti megfigyelő által széthasított (koordinátázott) alakját egy

Lorentz-húzással át kell transzformálni, hogy az ugyanazon négyes-impulzusok laborrendszerbeli megfigyelő által szétaszított (koordinátázott) alakjait megkapjuk. A laborrendszerbeli megfigyelőt az eredetileg álló  $m_2$  nyugalmi tömegű részecske négyessebessége jelöli ki. Ez utóbbit azonban nem kell expliciten ismernünk, elég csupán azt tudnunk, hogy a tömegközépponti rendszerben ő  $\vec{p}_2^* = (p^*, 0, 0)$  impulzussal rendelkezett, ami azt jelenti, hogy a tömegközépponti megfigyelőhöz képest  $\vec{v}^*$  relatív sebességgel haladt.  $\vec{v}^*$  a következő egyenlőségből kapható:

$$\vec{p}_2^* = -\vec{p}^* = \frac{m_2 \cdot \vec{v}^*}{\sqrt{1 - |\vec{v}^*|^2}},$$

azaz:

$$v^* = \text{th} \left[ \text{arsh} \left( \frac{-p^*}{m_2} \right) \right], \text{ ugyanis: } \text{th}(\omega) := v^*, \text{ sh}(\omega) := \frac{v^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}}, \text{ ch}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 - v^{*2}}},$$

és tudjuk, hogy  $\vec{v}^*$  és  $\vec{p}_2^*$  iránya megegyezik, valamint bevezettük a  $v^* := |\vec{v}^*|$  jelölést. Ismert, hogy ekkor a laborrendszerbeli megfigyelőhöz képest a tömegközépponti  $-\vec{v}^*$  relatív sebességgel mozog. Így az ő rendszerébe átvivő Lorentz-húzás a következő alakú:

$$L = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1 - v^{*2}}} & \frac{-v^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}} & 0 & 0 \\ \frac{-v^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}} & \frac{1}{\sqrt{1 - v^{*2}}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Ezt hattanva a kijövő  $m_1$  tömegű részecske tömegközépponti rendszerbeli koordinátázott négyes-impulzusára megkapjuk a részecske négyes-impulzusának laborrendszerben koordinátázott alakját:  $p_1' = L \cdot p_1^*$ , részletesen

$$p_1' = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1 - v^{*2}}} & \frac{-v^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}} & 0 & 0 \\ \frac{-v^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}} & \frac{1}{\sqrt{1 - v^{*2}}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{m_1'^2 + p^{*2}} \\ p^* \cos \vartheta^* \\ p^* \sin \vartheta^* \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{m_1'^2 + p^{*2}} - v^* p^* \cos \vartheta^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}} \\ -v^* \sqrt{m_1'^2 + p^{*2}} + p^* \cos \vartheta^* \\ \frac{p^* \sin \vartheta^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}} \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Tehát a keletkező  $1'$  részecske energiája a laborrendszerben:

$$E_1' = (p_1')_0 = \frac{\sqrt{m_1'^2 + p^{*2}} - v^* p^* \cos \vartheta^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}},$$

impulzusa pedig:

$$\vec{p}'_1 = ((p'_1)_1, (p'_1)_2, (p'_1)_3) = \left( \frac{-v^* \sqrt{m_1'^2 + p^{*2}} + p^{*'} \cos \vartheta^*}{\sqrt{1 - v^{*2}}}, p^{*'} \sin \vartheta^*, 0 \right).$$

Végül a kirepülési irány x-tengellyel bezárt szöge:

$$\vartheta' = \arctg \left( \frac{(p'_1)_2}{(p'_1)_1} \right) = \frac{p^{*'} \sin \vartheta^* \cdot \sqrt{1 - v^{*2}}}{-v^* \sqrt{m_1'^2 + p^{*2}} + p^{*'} \cos \vartheta^*}.$$

A másik, 2' részecske adatai teljesen hasonlóan számíthatók, csupán az  $m_1$  tömeget  $m_2$ -re és a  $p^{*2}$ -t,  $-p^{*}$ -re kell cserélni a megfelelő formulákban.

*A konkrét szórási feladat:*

A mi példánkban a  ${}^6\text{He}$  (a befutó 2-es számú részecske) egy protonnak ütközik a céltárgyban (az álló 1-es számú részecskének). A reakció után egy neutron és egy gerjesztett  ${}^6\text{Li}$  fut ki (1', illetve 2' részecske)  $m_1'$ , illetve  $m_2'$  tömeggel. A neutront detektáljuk, ezért elsősorban annak irányszögére és energiájára vagyunk kíváncsiak. Ha feltételezzük, hogy a keletkező  ${}^6\text{Li}$  a tömegközépponti rendszerben adott szögben térül el a  ${}^6\text{He}$  nyalábhoz képest, akkor a *Table of Isotopes* adatai alapján [8] a megfelelő részecskék nyugalmi tömegét, illetve a kísérleti adottságokból származó kinetikus energiát ( ${}^6\text{He}$ ) felhasználva, az imént levezetett kinematikai összefüggésekből a kirepülő neutron laborrendszerbeli iránya és energiája meghatározható (2-2. ábra).

$$m_1 = m_{{}_2\text{He}} = 5605,54 \text{ MeV}$$

$$m_2 = m_p = 938,27 \text{ MeV}$$

$$m_1' = m_n = 939,57 \text{ MeV}$$

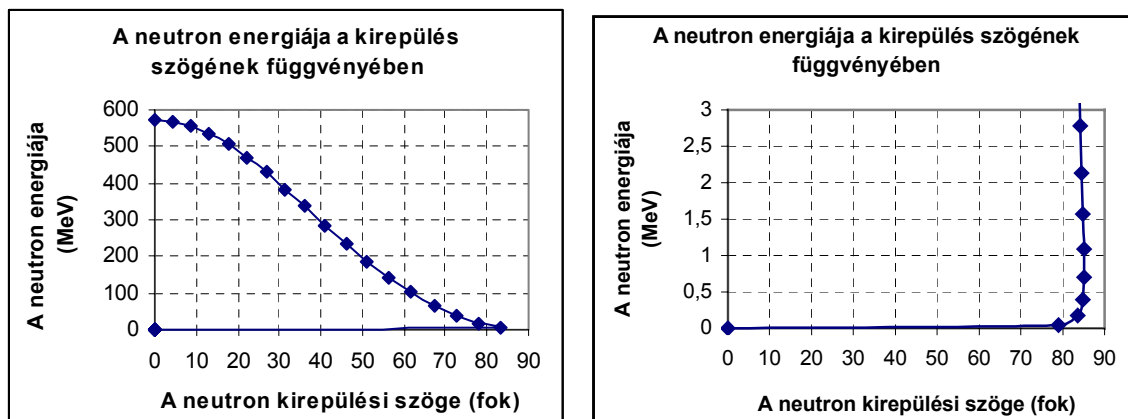
$$m_2' = m_{{}_3\text{Li}}^* = m_{{}_3\text{Li}} + E_{\text{gerj}} = 5601,52 \text{ MeV} + 3,56 \text{ MeV} = 5605,08 \text{ MeV}$$

$$E_{1 \text{ kin}} = A \cdot 185,47 \text{ MeV/nukleon} = 1112,85 \text{ MeV} \Rightarrow E_1 = m_1 + E_{1 \text{ kin}} = 5791,01 \text{ MeV}$$

$$E^* = 6701,47 \text{ MeV}$$

$$p^* = 518,50 \text{ MeV}$$

$$p^{*'} = 517,32 \text{ MeV}$$



2-2. ábra. A neutron kinetikus energiája a kirepülés szögének függvényében. A pontok a  ${}^6\text{Li}$  kirepülési szögének felelnek meg tízfokonként (jobbra), illetve fokonként (jobbra). A kísérletben a  $68^\circ$  és  $84^\circ$  között szóródott neutronokat detektáltuk. Az ábráról leolvasható, hogy a  $85,3^\circ$  szóródási szélsőérték környezetébe szóródik a neutronok jelentős része.

### 2.3. A kísérlet elvi felépítése

Az általunk végrehajtott kísérlet inverz kinematikai elrendezésű volt, vagyis gyorsítóból érkező  ${}^6\text{He}$  atommagok ütköztek a polietilén céltárgyba, ahol a kémiaiilag kötött hidrogén atommagjával léphettek reakcióba. Mindkét reakcióterméket detektáltuk, de a hangsúlyt a neutronokra helyeztük. Ezeknek irányát a különböző pozíciókban elhelyezett kis méretű vagy pozíció-érzékeny nagy méretű detektorokkal állapítottuk meg. Energiájuk pedig a repülési hossz ismeretében repülési idejükből adódott. A  ${}^6\text{Li}$  detektálása csupán a detektált jelek elektronikus szűrése során volt fontos. A keletkező reakciótermékek közül a  ${}^6\text{Li}$  csak kis szögben térült el, viszont a neutron széles szögtartományban kirepülhetett. Előbbiket és a reagens  ${}^6\text{He}$  atommagokat töltött részecskék detektálására alkalmas Si-detektorok érzékeltük.

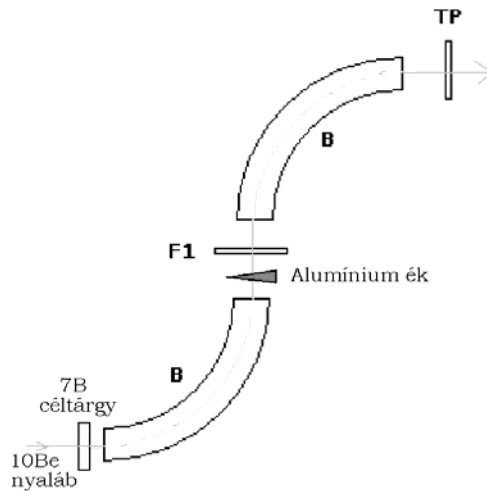
A kísérletben olyan események szolgáltatják a számunkra érdekes adatokat, amelyekben mind a beérkező  ${}^6\text{He}$ , mind pedig a  ${}^6\text{Li}$  és neutron reakciótermékeket koincidenzában detektáljuk.

## 3. A kísérleti elrendezés leírása

### 3.1. A nyaláb futása során elhelyezett detektorok

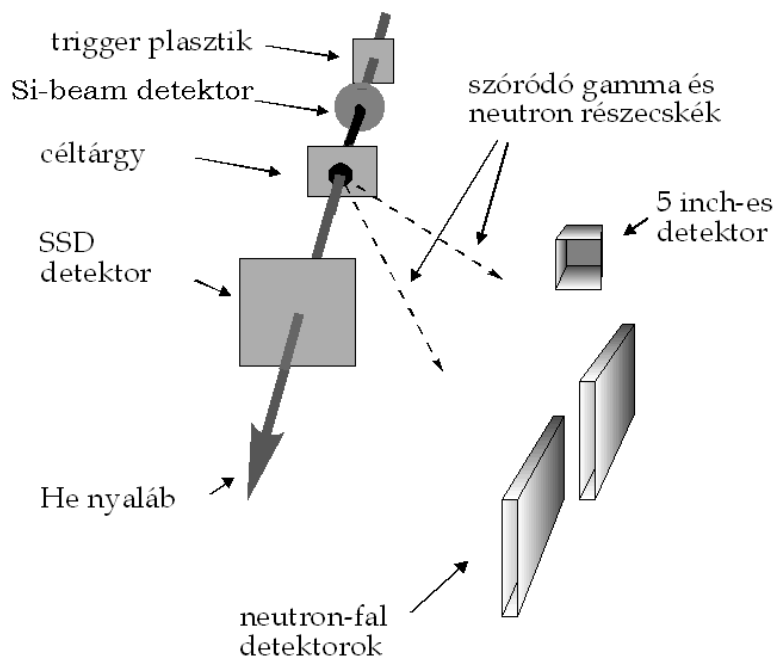
A ciklotronból érkező 250 MeV/nukleon energiájú  ${}^{10}\text{B}$  atommagok a  ${}^7\text{Be}$  céltárgyba ütköznek és alacsonyabb tömegszámú részecskékké fragmentálódnak (3-1. ábra). A kicsit kisebb nukleononkénti energiával rendelkező reakciótermékek közül két homogén mágneses térrel működő tömeg-spektrográf válogatja ki a hasonló tömeg - töltés aránnyal rendelkező izotópokat. A két tömeg-spektrográf közé az F1 nevű plasztik-detektort helyeztünk, illetve egy ék alakú alumínium-lemezt. Utóbbi az azonos tömeg - töltés aránnyal rendelkező részecskék közti különbségtételre ad lehetőséget. Az azonos sebességű részecskék ugyanis a Bethe—Bloch formula szerint töltésük négyzetével arányosan veszítenek energiát az alumínium ékben. Azt elhagyva tehát, különböző sebességgel érkeznek a második spektrográfba. Az utolsó mágneses eltérítés után a részecskenyaláb egy szűk apertúrán halad át, amelyet a vákuum elszigetelése céljából egy

vékony alumínium fólia borít. A nyíláson át a laboratórium terébe lépett részecskék először a trigger-plasztik (TP) nevű detektoron haladnak át. Az F1 és a TP detektorok a részecskék sebességének meghatározásához és eszerinti azonosításukhoz szükségesek.



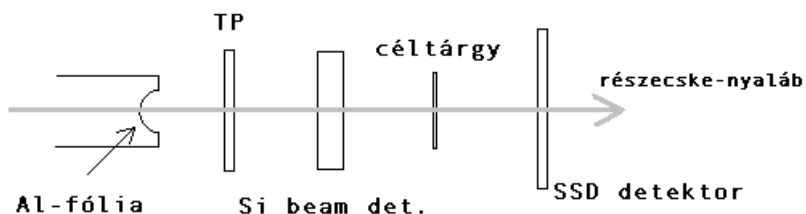
3-1. ábra. A nyaláb útja a részecske-gyorsító és a kísérlet színtere között, amint áthalad a két tömegspektrográfon és a köztük elhelyezett F1 jelű plastik detektoron, illetve az alumínium éken.

A  ${}^6\text{He}$  részecskék TP után a Si-beam detektoron haladnak keresztül, majd a polietilén céltárgyban végbemenő töltéscserélő reakció termékeit a körben elhelyezett neutron-detektorok (neutron-fal detektor, 5 inches detektorok) érzékelhetik (3-2. ábra). A keletkező  ${}^6\text{Li}$  részecskék az SSD detektorban adnak jelet, bár a reakció kis teljes hatáskeresztmetszete miatt az SSD legtöbbször nem reagált  ${}^6\text{He}$  részecskét detektál.



3-2. ábra. A spektrográfból a kísérlet színterére érkezett részecskenyaláb útja a különböző detektorokon keresztül, valamint a reakciótermékeket felfogó detektorok.

### 3.2. A fragmentum detektorok



3-3. ábra. A részecskenyaláb útja a detektorokon keresztül.

A TP a részecskék beérkezési időpillanatát rögzíti. A Si\_beam detektor a részecskék energiájának nagy pontosságú mérését teszi lehetővé, ennek segítségével válogattuk ki a céltárgyba ütköző  ${}^6\text{He}$  atommagokat az egyéb szennyező részecskék közül (3-3. ábra). Ha a töltéscserélő reakció a céltárgyban megtörténik, akkor a kinematikai okokból a nyaláb irányához képest kis szögben szóródó  ${}^6\text{Li}$  atommagokat az SSD detektor rögzíti, amely a detektorban hagyott energia mellett a becsapódás pozíciójának meghatározására is képes. A  ${}^6\text{He}$  és a  ${}^6\text{Li}$  töltésének különbsége miatt lényegesen eltér az SSD-ben leadott energiájuk és ez a tény tette lehetővé, hogy csak azokat az eseményeket szűrjük ki, amelyek során egy a céltárgyba belépő  ${}^6\text{He}$ -ot egy kilépő  ${}^6\text{Li}$  atommag követte. A detektorok vastagságát és anyagi összetételét a 3-1. Táblázat tartalmazza.

3-1. Táblázat. A nyaláb útjában elhelyezett detektorok adatai.

A detektor neve	anyaga	vastagsága
F1	plasztik	500 $\mu\text{m}$
TP	plasztik	500 $\mu\text{m}$
Si_beam	szilícium	501 $\mu\text{m}$
SSD	szilícium	497 $\mu\text{m}$

### 3.3. Idő és fényhozam mérés a neutrondetektor rendszerrel

A részecske-becsapódások hatására a detektorok elektromos impulzusokat bocsátanak ki. Ha egy impulzus egy megadott gátnál magasabb, akkor egy további elektronika az impulzushoz hozzárendel néhány paramétert, amely legtöbbször annak intenzitásával kapcsolatos. Másrészt a gát átlépésének pillanata az iménti paraméterek figyelembevételével mellett a részecske becsapódásának időpillanatát is meghatározza. Ha a detektorok érzékelné képesek, hogy mikor haladt át rajtuk egy részecske, továbbá az egyéb paraméterek révén a részecske állapotáról, típusáról is információt szolgáltatnak, akkor reményünk lehet arra, hogy egy magfizikai reakcióban mind kiindulási atommagokat, mind pedig reakciótermékeket nyomon kövessük.

A vizsgálatunk tárgyát képező, szóródó neutronok detektálását a nyaláb irányához képest  $65^\circ$ - $85^\circ$  - os szögtartományon belül elhelyezett szcintillációs detektorok végezték. Az egyik detektor-csoport 5 db henger alakú 5 inch átmérőjű és vastagságú detektorokból (a továbbiakban az egyszerűség kedvéért 5 inches detektorként fogunk hivatkozni rájuk) alkották. A másik két detektor egy-egy neutron-fal detektor volt, külön-külön 5-5 db

vízszintesen elhelyezett, 1m hosszú szcintillációs csőből felépítve. A detektorok NE213 típusú szcintillációs folyadékot tartalmaztak.

A szcintillációs detektorok folyadékot tartalmaznak, amelyben a becsapódott gamma-részecskék vagy neutronok felvillanásokat váltanak ki. A felvillanás intenzitása és így a fény-impulzust elektromos impulzussá alakító fotoelektron-sokszorozók jelének amplitúdója kapcsolatban áll a részecske energiájával. Habár ez csak alsó korlátot adott a részecske energiájára, a mérés során a kis energiás neutron-háttér kiküszöbölhetősége fontos segítséget jelentett.

A neutronok energiájának pontos meghatározása repülési idejük megmérésén alapult. Ismerve az egyes detektorok távolságát a céltárgytól, a neutronok repülési idejét e kettő között, sebességük, tehát energiájuk is kiszámítható volt.

### **3.4. Az események kiértékelésének menete**

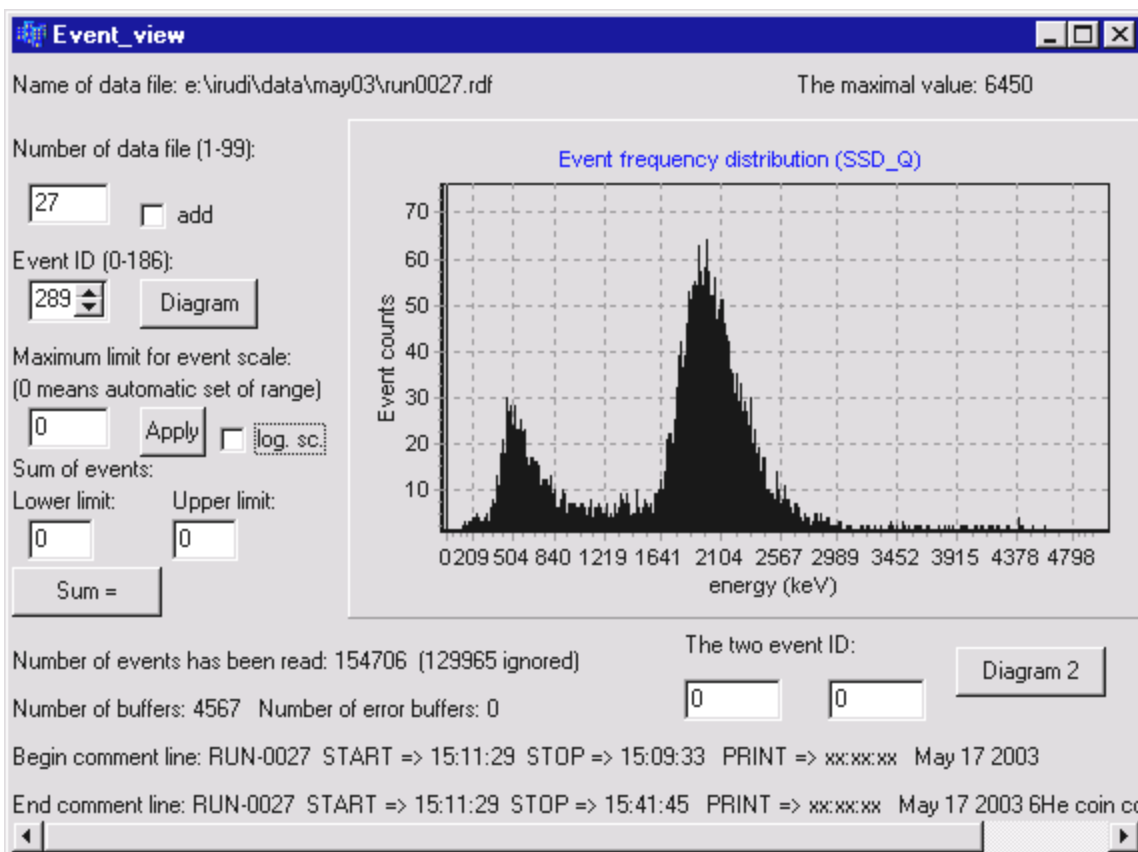
A kísérletben szereplő detektorok a mérés során folyamatosan üzemben vannak, de minden időpillanatban nem vagyunk kíváncsiak az általuk mért értékekre, ezek digitalizálása technikailag is nehezen volna megvalósítható. Ezért csak bizonyos eseményekhez tartozó paramétereket rögzítünk, azaz csak akkor olvassuk ki az analóg formában folyamatosan rendelkezésre álló detektor-paraméter értékeket, ha egy általunk érdekesnek tartott koincidencia következik be, amely paraméterértékek kívánt együttes megjelenését jelenti egy adott időintervallumban. (Ha például egy magreakció következik be, akkor a reakciótermékek valószínűleg több detektorban is nyomot hagynak majd a geometria elrendezéstől függő időpontokban, és ez a jel-együttes alkotja a koincidenciát, amelyet a továbbiakban eseménynek hívunk.) Egy-egy esemény bekövetkezésekor minden detektorból kiolvassuk az általa rögzített paraméter-értékeket.

Mindegyik paraméterérték egy 0 és 4095 közötti egész szám, ami egy fizikai mennyiség diszkrétizált (csatornába sorolt) alakja. Ezeket a paraméterértékeket a továbbiakban csatornaszámoknak fogjuk nevezni.

Egy-egy esemény bekövetkezésekor az elektronikus digitalizáló rendszerből egy számítógép kiolvassa a csatornaszámokat. Az eseményeknek megfelelő csatornaszám-halmazokat – amelyekre a továbbiakban szintén mint eseményekre hivatkozunk – bufferekbe rendezi. A bufferekből felépült adatfájlok akár több, mint egy millió eseményt is tartalmazhatnak.

Az általunk kifejlesztett szoftver ezeket az adatfájlokat dolgozza fel. A szoftver Windows operációs rendszer alatt Borland C++ Builder programnyelven íródott (3-4. ábra). A program sorban kiolvassa az egyes eseményeket és a meglévő paraméterek mellett azokból származtatott továbbiakat kapcsol. Az eseményekben előfordult paraméterértékeket csatornába sorolja, és azok gyakoriság-eloszlását (spektrumát) grafikusán megjeleníti. A program lehetőséget nyújt továbbá paraméterek kétdimenziós gyakoriság-eloszlásának megjelenítésére, annak fájlba történő rögzítésére. A szoftver kiszámítja az egydimenziós spektrumok adott határok közötti integrálját.

Lehetőségünk van több adatfájlban rögzített események együttes beolvasására, feldolgozására is. Az értéktengely skáláját tetszőleges határok között változtathatjuk és választhatunk logaritmikus ábrázolást is. A program képét a következő ábrán láthatjuk.



3-4. ábra. Az adatkiértékelő szoftver felülete.

A számítógépes feldolgozás lehetővé tette, hogy a rengeteg esemény közül kiszűrjük a számunkra érdekeseket. A gyakorlat azt mutatta, hogy a rögzített események kevesebb, mint egy százaléka származhatott a vizsgált töltéscserélő reakcióból. Ezen kívül a számunkra pillanatnyilag érdekes események csak a feldolgozás egyes részleteire vonatkoznak, más szempontból, más események válhatnak fontossá. (Például az egyes detektorok kalibrációja során – mint azt majd látni fogjuk – szükséges, hogy csak az adott detektorral összefüggő eseményekkel foglalkozzunk.)

### 3.5. A neutrondetektor jelalakjának vizsgálata egy teszt-detektoron

A szcintillációs detektorok egyik számunkra kellemetlen tulajdonsága, hogy neutronokra és gamma részecskékre egyformán érzékenyek. Holott mi csak a neutronokat szerettük volna detektálni és a koincidenca-feltételeket is ennek megfelelően határoztuk meg, a gyakorlat azt mutatta, hogy a legtöbb esemény gamma-beütésektől származó véletlen koincideneciák hatására keletkezett. Így tehát a gamma- és neutron-beütések megkülönböztethetősége nélkül nem lett volna esélyünk az általunk keresett neutronok azonosítására. Egy megfelelő neutron – gamma megkülönböztetési eljárás kidolgozása érdekében egy külön mérést végeztünk egy teszt-detektoron, melynek jeleit egy 1 GS/sec mintavételi gyakoriságú oszcilloszkóp segítségével részletesen megvizsgáltuk. Célunk az volt, hogy egy jól használható neutron- $\gamma$  elkülönítési eljárást dolgozzunk ki a rendelkezésre álló digitalizált jelalakok segítségével.

Különbséget a két részecske által kiváltott áramimpulzus között csak a jel alakjában remélhettünk, hiszen a keltett fényhozam amplitúdója tekintetében nem lehet elkülöníteni a részecskéket. A függelékben (8.1.1.) tárgyalt jelalakbeli különbségek kiaknázása érdekében első gondolatunk a kísérletileg megfigyelt jelalakok elméleti görbével való illesztése lehetett. Az ugyancsak a függelékben (8.1.2.) bemutatott illesztési eljárás egy egyszerűsített változatát alkalmaztuk.

#### *Az illesztési eljárás*

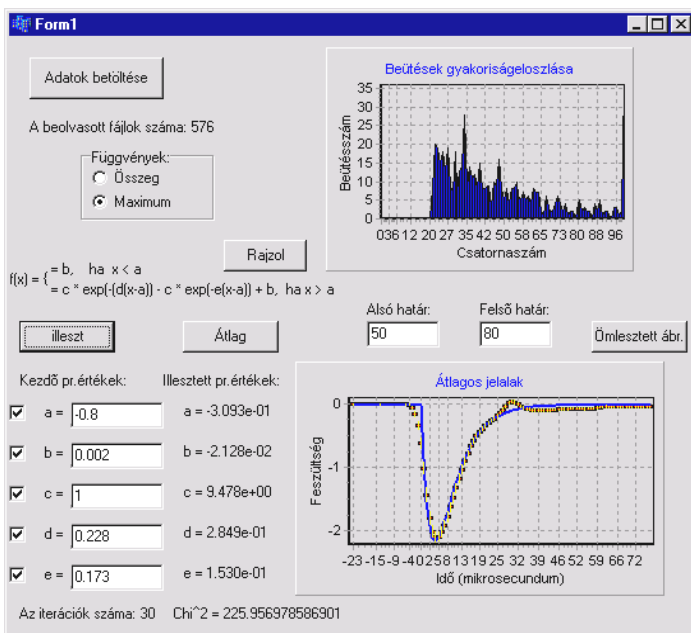
A szcintillációs tesztetektorban elhelyezett fotoelektron-sokszorozó jeleit egy 1 GS/sec mintavételi gyakoriságú oszcilloszkóp rögzítette. Az illesztendő függvényalakot

$$f(t) = c \cdot (e^{-d(t-a)} - e^{-e(t-a)}) + b$$

alakban vettük föl, ahol az  $a$  paraméter a jel kezdetét,  $b$  a nulla-szintjét,  $c$  pedig az amplitúdóját határozta meg. Láthatóan a két (lassú és gyors) komponens helyett csupán egyet ( $e$ ) tételeztünk föl, a  $d$  paraméter az RC-kör időállandójának reciprokának felelt meg. Az illesztéseket súlyozott legkisebb négyzetek módszerével végeztük el és ehhez a gyakorta alkalmazott Levenberg - Marquardt – algoritmust használtuk, amelyet egy C++ nyelven írt programba építettünk be [9]. A súlyozott legkisebb négyzetek módszere abból a feltételezésből indul ki, hogy az egyes alappontok (nálunk az időpillanatok) rögzítettek és az ezekben mért értékek normális eloszlású valószínűségi változók az elméleti összefüggésnek megfelelő várhatóértékekkel és valamilyen szórásokkal ( $\sigma_i$ ), amelyeket súlyoknak nevezünk. Ebben az esetben ugyanis belátható, hogy a legkisebb négyzetek módszere szerinti illesztés egybeesik a Maximum Likelihood illesztéssel [9]. A  $\sigma_i$  súlyokat szokás a jelek lényeges és kevésbé lényeges szakaszait kihangsúlyozandó célzatosan megválasztani, ahogy azt az illesztés során mi is tettük.

#### *Az feldolgozóprogram leírása*

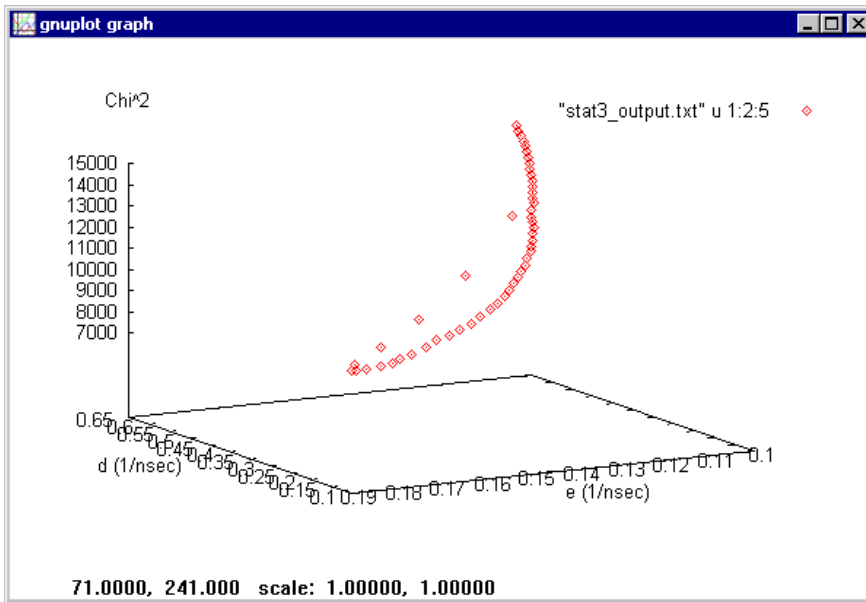
A feldolgozni kívánt jelalakokat fájlok formájában egyesével vagy csoportosan tölthetjük be egy erre szolgáló párbeszédablak segítségével (3-5. ábra). Miután a fájlokat kiválasztottuk, azok tartalma azonnal egy előzetes feldolgozási procedúrán megy keresztül melynek eredményeképpen minden jelalak pontpárokat tartalmazó tömbökbe másolódik, mindegyik jelhez két paramétert: a maximális értéket és numerikus integrálját rendeljük.



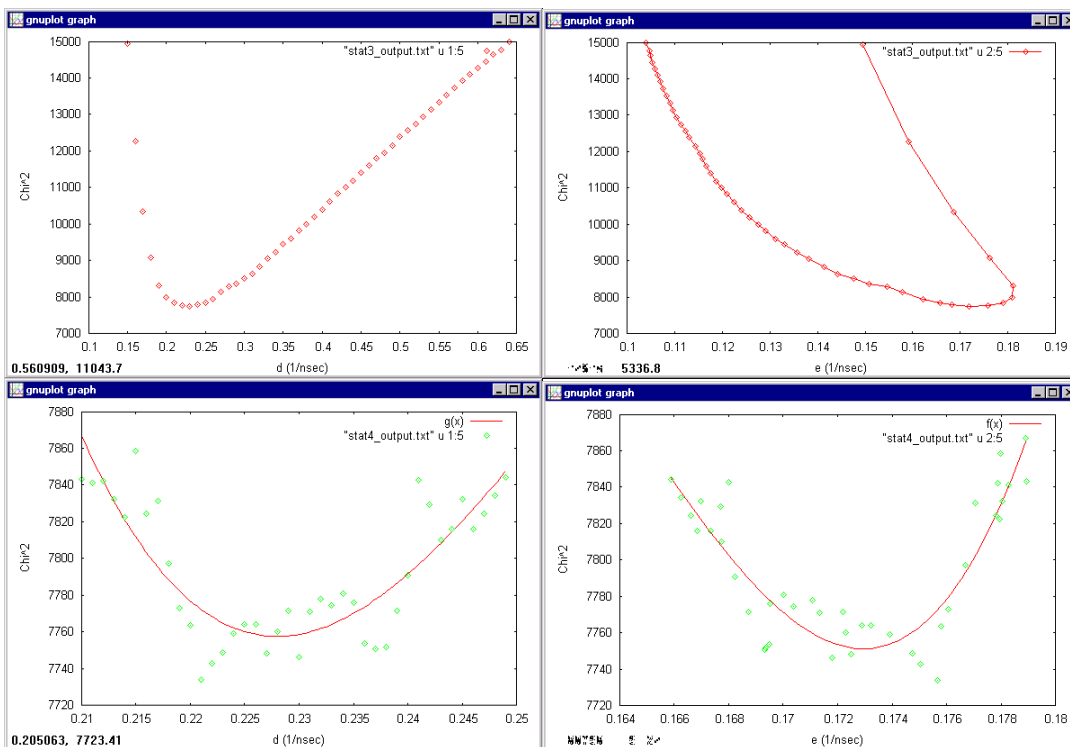
**3-5. ábra.** A szcintillációs testdetektor jelalakjainak vizsgálatához készített szoftver felülete. A program a neutronok és gamma részecskék jelalakjai közötti különbségek kimutatása érdekében készült.

Ez utóbbi két paraméter szerint a megfelelő nyomógomb hatására egy gyakoriság-eloszlást kaphatunk az egyes jelekben előfordult értékek szerint. Ki kell választanunk az általunk feldolgozni kívánt tartományt az eloszlásból, majd az ide eső jelalakokat egymásra vetve, illetve átlagolva is ábrázolhatjuk egy további diagrammon. Az illesztés előkészítéséhez mindenképpen el kell végeznünk az átlagolást: a kijelölt jelalakok pontonkénti számtani középéből kirajzolódó görbe felvételét, amelyen az egyes pontokban feltüntetjük a normálisnak feltételezett valószínűségi változó empirikus szórását „error-bar” formájában. Meg kell adnunk az indulási paramétereket, illetve megjelölni, hogy mely paraméterek maradjanak rögzítettek az illesztés során. Az illesztés elindítása után az átlagos jelalak grafikonjára rálapolódik az illesztés során kiszámolt végső függvényalak, valamint a végső paraméterek és a  $\chi^2$  is feltüntetésre kerülnek. Keletkezik továbbá egy „output.txt” nevű fájl, amely tartalmazza az illesztési paramétereket hibáikkal, valamint a kovariancia-mátrixot.

Az 8.1.2. fejezetben részletezett numerikus nehézségek miatt az illesztést a következő módon végeztük el. Különböző  $d$  paraméterek rögzítése mellett az összes jelalakot illesztettük a maradék négy paraméter szerint. Ezzel kihasználtuk, hogy az RC-időállandó, amely a rögzített  $d$  paraméter reciproka az elektronikai rendszer meghatározottsága miatt minden jelalakban azonos kell, hogy legyen. Ezután a különböző rögzített  $d$  paraméterek és az eredményül kapott  $e$  paraméterek függvényében felvettük az átlagos  $\chi^2$  értékeket, amelyek egy felület mentén terültek el (3-6. ábra). Ennek a felületnek minimális értékéhez tartozó  $d$  és  $e$  paraméterek az átlagosan legjobb illeszkedési tulajdonságú görbéknek felelnek meg, tehát joggal tekinthetjük őket a keresett paramétereknek. A következő grafikonok a felület vetületeit mutatják. A minimumhely környékén a pontokra polinomot illesztettünk, és így határoztuk meg a keresett  $d$  és  $e$  paramétereket (3-7. ábra).



3-6. ábra. A jelalakok sokaságára elvégzett illesztések  $\chi^2$  értékeinek összege a rögzített elektronikus időállandó reciprokának ( $d$ ) és az illesztés eredményéből kapott lecsengési időállandó reciprokának ( $e$ ) függvényében.



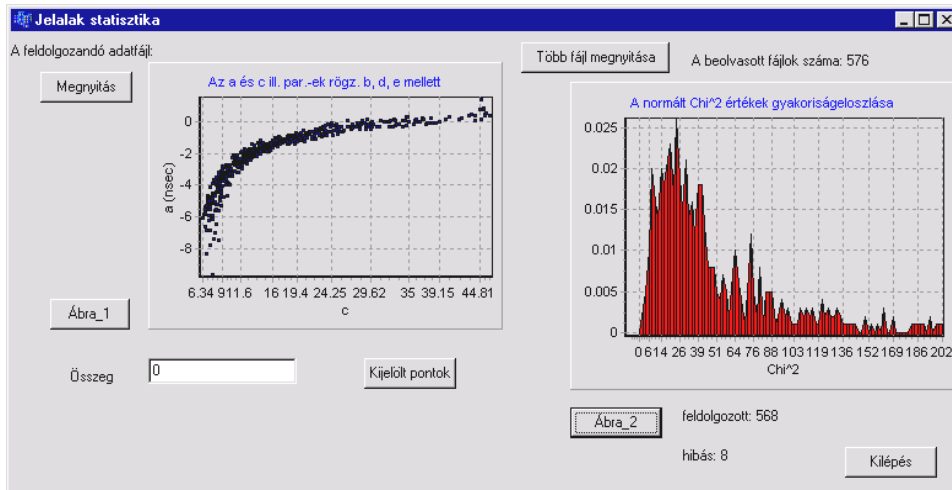
3-7. ábra. A rögzített  $d$  (balra) és az illesztett  $e$  (jobbra) paraméter függvényében az egyes jelalak-illesztésekhez tartozó  $\chi^2$  értékek összege. A minimális  $\chi^2$  értékekhez kapcsolódó paraméter-értékeket tekintettük a keresett időállandók reciprokának. Az alsó ábrák a minimumhely környékét mutatják finomabb léptékben. Minimumhelyek:  $d = 0.23 \pm 0.01$  (1/nsec), illetve  $e = 0,173 \pm 0,005$  (1/nsec).

Ezek után a két keresett időállandóra kapott eredmény:

$$\tau_{RC} = 4,39 \pm 0,1 \text{ nsec}$$

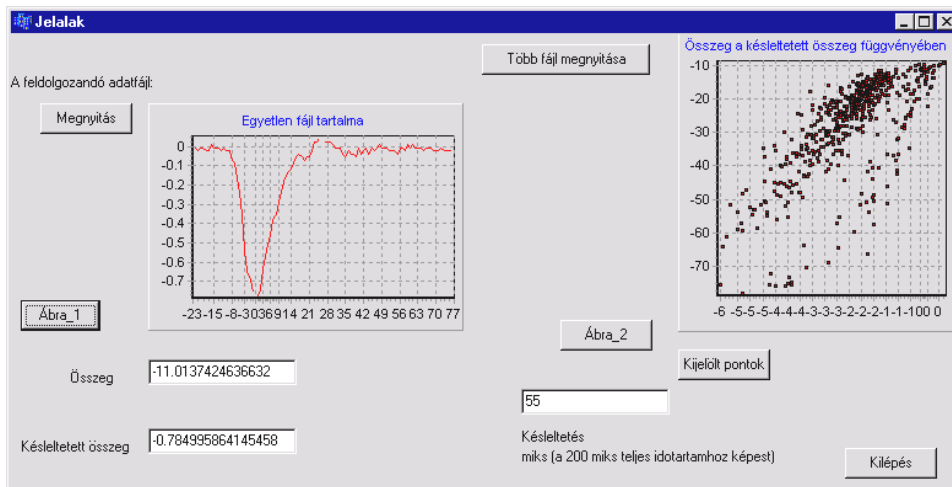
$$\tau_s = 5,78 \pm 0,2 \text{ nsec.}$$

Érdeemes megemlíteni még, hogy az illesztési paraméterek között szereplő  $a$  paraméter, amely a jel kezdetét kódolja, szépen mutatja a függelékben (8.1.3.) részletezett „walking” jelenséget: ha a jel amplitúdóját megadó  $c$  paraméter függvényében ábrázoljuk, jellegzetes eloszlást kapunk, amit a 3-8. ábra bal oldali grafikonján láthatunk:



**3-8. ábra.** A nagy számú illesztés elvégzéséhez és az illesztési eredményekből készített statisztika megjelenítéséhez készített szoftver felülete. A bal oldali grafikon a „walking” jelenséget mutatja, azaz a jelalakok kezdetét ( $a$  paraméter) az amplitúdó ( $c$  paraméter) függvényében. Az  $a$  és  $c$  paraméter-értékeket az illesztésből nyertük.

A függelékben (8.1.3.) bemutatott egyszerű (teljes integrál – lecsengő tartomány integrálja közti arányok szerinti) elkülönítési eljárást is elvégeztük a jelalakokon. Az ezt megvalósító írt program jobb oldali grafikonján láthatjuk a két integrálértéket egymás függvényében (3-9. ábra). Látszik, hogy az egyes jelalakokhoz tartozó pontok az átló felső, illetve alsó részén csoportosulnak, és - mint azt korábban láttuk - a gamma fotonoknak, illetve a neutronoknak felelnek meg.



3-9. ábra. A  ${}^6\text{He}$  vizsgálatát szolgáló kísérlet során alkalmazott egyszerű szétválasztási technika tesztelése a vizsgált jelalakokon a jelalakok illesztett kezdőpontjának figyelembevételével. Az erre a célra írt program felületén balra egy tipikus jelalakot láthatunk. A jobb oldali spektrum a jelalakok 55  $\mu\text{s}$ -on túli tartományának integrálja függvényében ábrázolja a jelalak teljes integrálját. Az átló feletti pontok a gamma-jelalakokhoz, az alatta lévők a neutronokhoz tartoznak.

Míthogy a kísérletben a jelalakok olyan nagy felbontású rögzítésére nincsen mód, hogy azok illesztése kivitelezhető lenne, a mérés során mi is az utóbbi egyszerű, teljes integrál – lecsengő tartomány integrálja közötti arányok szerinti elkülönítési eljárást alkalmaztuk. Ez a két numerikus integrálás ugyanis egyszerű analóg elektronikai eszközökkel megoldható, és események paraméterei között rögzítésre kerültek. Magára az arányok szerinti elkülönítésre a kísérleti adatok feldolgozása során a paraméterek felhasználásával nyílt lehetőség.

## 4. Kalibrációs mérési eredmények

### 4.1. A neutrondetektorok kalibrációja

#### 4.1.1. Fényhozam kalibráció

##### *Pedestal-értékek meghatározása*

Egy esemény bekövetkezésekor minden detektor-paramétert kiolvasunk a detektorokból nem csak azokat, amelyek a koincidenziát kiváltották. Ez azt eredményezi, hogy a legtöbb esetben minden detektornál a jel nélküli állapothoz tartozó paraméterértéket rögzítjük. Ezek az értékek a csatornaszám-eseményszám spektrumban egy éles csúcsot jelölnek ki, amelyet pedestal-csúcsnak nevezünk. Ez a tény azonban lehetőséget szolgáltat arra, hogy a paraméterek „nulla szintjét” meghatározzuk, azok ugyanis a digitalizálási körülmények miatt a 0 és 4095 között eltolódhatnak. A pedestal-csúcsok pozícióját tehát minden egyes paraméter spektrumában meghatároztuk a kalibráció alapjául szolgáló nullhelyek ismerete érdekében.

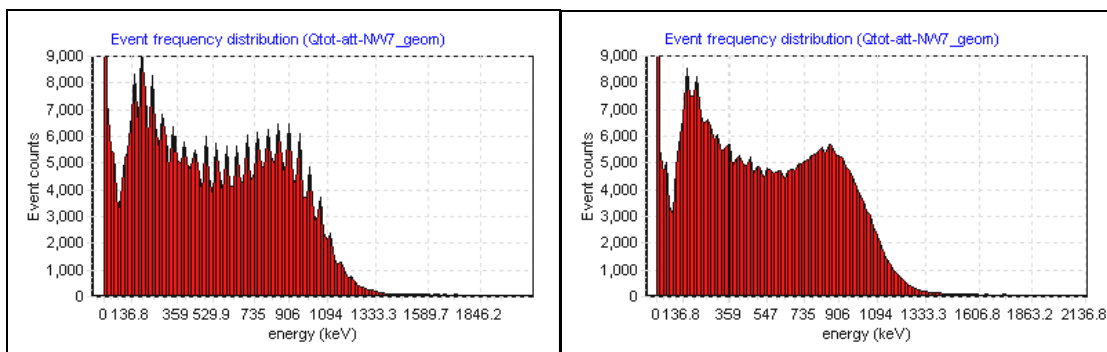
##### *Származtatott paraméterek generálása*

A neutron fal detektor 10 db szcintillációs detektorból áll. Ezek szcintillációs folyadékkal töltött csövek, amelyeknek két végén egy-egy foto-elektron sokszorozó található. Amikor egy részecske felvillanást vált ki a detektorban, mindkét foto-elektron sokszorozó megméri a hozzá eljutott fény-impulzus intenzitását. Ez az intenzitás természetesen függ a becsapódás helyétől, így pusztán az egyik, vagy másik oldalon mért intenzitás nem hozható egyértelmű kapcsolatba a felvillanás intenzitásával, vagyis az azt kiváltó részecske detektorban leadott energiájával.

Ha viszont feltételezzük, hogy egy fényimpulzus intenzitásának csökkenése a szcintillációs csőben való terjedése közben csupán a megtett távolságtól függ (és nem függ pl. a térszögtől, vagy részleges visszaverődési effektusoktól), továbbá az intenzitás az út függvényében exponenciálisan csökken, akkor a két oldalon mért intenzitás mértani közepe egy olyan paraméter, ami független a becsapódás helyétől, pusztán a felvillanás erősségétől függ. Ezért mind a tíz detektorcső esetében eseményenként meghatároztam a jobb és baloldali értékek geometriai átlagát, de eközben már figyelembe vettem a korábban meghatározott pedestal-pozíciókat, és csak az ezektől való eltérések átlagát számoltam.

#### *A fésűsödés jelenségéről*

A detektorok által mért fizikai mennyiségeket csak egész számokként kapjuk meg. A diszkrétizáció során a fizikai mennyiség egy lehetséges értéktartományát bizonyos számú (esetünkben 4096) egyenlő hosszúságú intervallumra (csatornákra) osztjuk fel, és az ezekbe eső fizikai mennyiség-értékekhez hozzárendeljük az intervallumok sorszámát. Ez azt jelenti, hogy elveszik minden olyan információ, amely egy csatornánál kisebb léptéken jelenik meg. Ha a mért fizikai mennyiség egy függvényének értékeit vizsgáljuk, és csupán az egész értékű csatornaszámokon végezzük el a transzformációt, majd ezeket ismét diszkrétizáljuk, akkor előfordulhat, hogy kezdetben két külön csatornához tartozott események most egybe esnek majd, vagy hogy lesz olyan csatorna, amelybe egyetlen csatornából sem érkezik esemény. Ez a spektrumokon úgy jelentkezik, hogy az eredeti fizikai mennyiséghez tartozó sima spektrummal szemben a transzformált fizikai mennyiség spektruma egyenetlen lesz. Ezt a jelenséget hívják fésűsödésnek. A fésűsödés nagy eseményszámok esetén úgy kerülhető el, hogy az események csatornaszámaihoz egy  $-0,5$  és  $0,5$  közé eső egyenletes eloszlású véletlen számot adunk, és az összeget (mint valós számot) transzformáljuk, majd végül azt is csatornába soroljuk, és ezt a spektrumot vesszük föl. Az 4-1. ábra a fésűsödés jelenségét mutatja (balra) és a spektrum fenti eljárással korrigált formáját (jobbra).



4-1. ábra. A fésűsítés jelensége a Compton-spektrumokon.

*Compton-görbe magyarázata a Klein–Nishina-formula segítségével*

A szcintillátor folyadékban lévő molekulák kis átlag-rendszáma miatt a gamma és neutron részecskék foto-effektus révén csak nagyon ritkán tudnak energiát veszíteni a detektorban, ezért az energia-spektrumokból teljesen hiányzik az úgynevezett foto-csúcs. Az egyetlen kölcsönhatás a Compton-effektus, amely révén energiát veszhetnek. Ekkor a gamma-foton rugalmasan ütközik egy elektronnal és a meglökött elektron által kiváltott foton-emissziók okozzák a szcintillátorban a felvillanást. (Mint ahogy az elektron általában a teljes energiáját le tudja adni a folyadékban a felvillanás intenzitása arányos az elektron energiájával, vagyis a foton energia-vesztésével. A Klein–Nishina-formula adja meg a foton-elektron ütközés differenciális hatáskeresztmetszetét, vagyis a Compton-szóródott gamma-foton adott térszögbe való távozásának valószínűségét [10]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \Theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \Theta)^2}{(1 + \cos^2 \Theta)[1 + \alpha(1 - \cos \Theta)]} \right),$$

ahol  $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$  és  $r_0$  az elektron-sugár.

Annak valószínűség-eloszlása, hogy az ütközés után egy  $z$  irányból érkező foton milyen térszögben távozik, arányos a differenciális hatáskeresztmetszettel. Mint ahogy a kifejezés a  $\varphi$  azimut-szögtől nem függ, a  $\Theta$  szög koszinuszának valószínűség-eloszlása ( $f_{\cos \Theta}$ ) is arányos a differenciális hatáskeresztmetszettel:  $f_{\cos \Theta} \sim \frac{d\sigma}{d\Omega}$ . Egyszerű relativisztikus számolással megkapható, hogy egy adott  $\Theta$  szögben szóródott foton mekkora energiát adott le az elektronnak:

$$E(\cos \Theta) = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0c^2}{h\nu} \frac{1}{1 - \cos \Theta}}.$$

Így – minthogy a szóródási szög a Klein–Nishina-formula révén ismert eloszlású valószínűségi változónak tekinthető – a szög függvénye: az átadott energia is valószínűségi változó és kihasználva, hogy monoton módon függ a szóródási szög koszinuszától ennek sűrűség-eloszlása is könnyen megadható. Általában az  $a$  valószínűségi változó  $G(a)$  függvényének sűrűségfüggvénye a következőképpen számolható:

$$f_{G(a)}(x) = f_a(G^{-1}(x))(G^{-1})'(x),$$

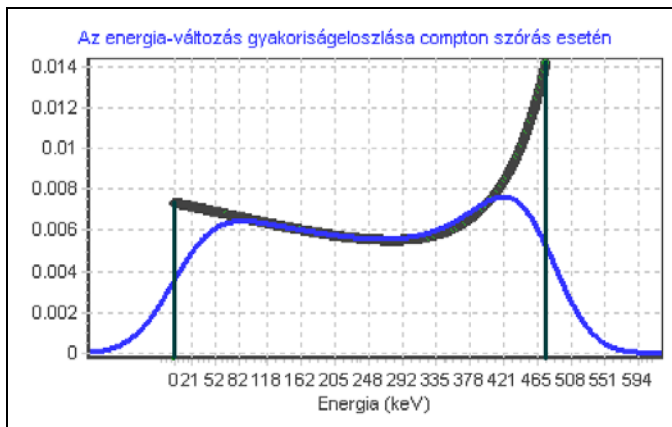
ahol  $f_a(x)$  az  $a$ ,  $f_{G(a)}(x)$  pedig a  $G(a)$  valószínűségi változó sűrűségfüggvénye, és kihasználtuk, hogy a  $G$  függvény invertálható és inverze differenciálható [11]. Speciálisan a leadott energia sűrűség-eloszlása:

$$f_E = (f_{\cos\Theta} \circ E^{-1}) \cdot (E^{-1})'$$

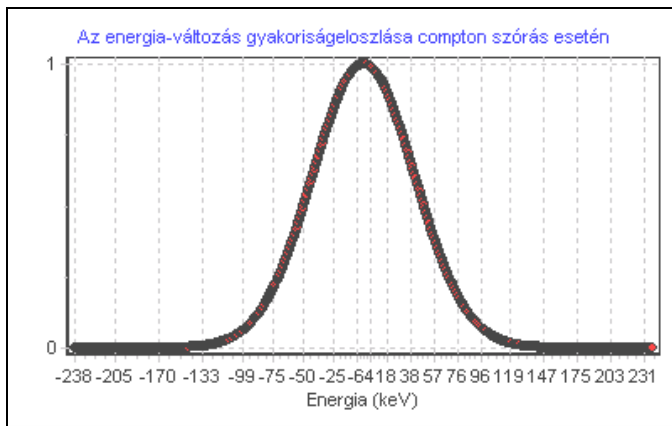
Ilyen energiagörbét a valóságban soha nem kapunk, mivel a detektorok és a digitál-analóg konverterek energia-felbontóképessége jóval alacsonyabb, mint az egy csatornaszámnak megfelelő energia-eltérés. Az alacsony felbontóképességet úgy vehetjük figyelembe, hogy az elméletileg kiszámolt Compton-görbét konvolváljuk egy  $\theta$  köré koncentrált Gauss-görbével ( $N_{0,\sigma}$ ):

$$f_E^{emp}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_E(y) \cdot N_{0,\sigma}(y-x) dy$$

A 4-2. ábra az elméletileg számolt görbét és az „elkent” görbét mutatja egy 662 keV energiájú foton esetében:



4-2. ábra. A 662 keV energiájú gamma-foton energia-vesztésének valószínűség-eloszlása (fekete), illetve annak Gauss-eloszlással konvolvált alakja: a jellegzetes Compton-görbe (kék).

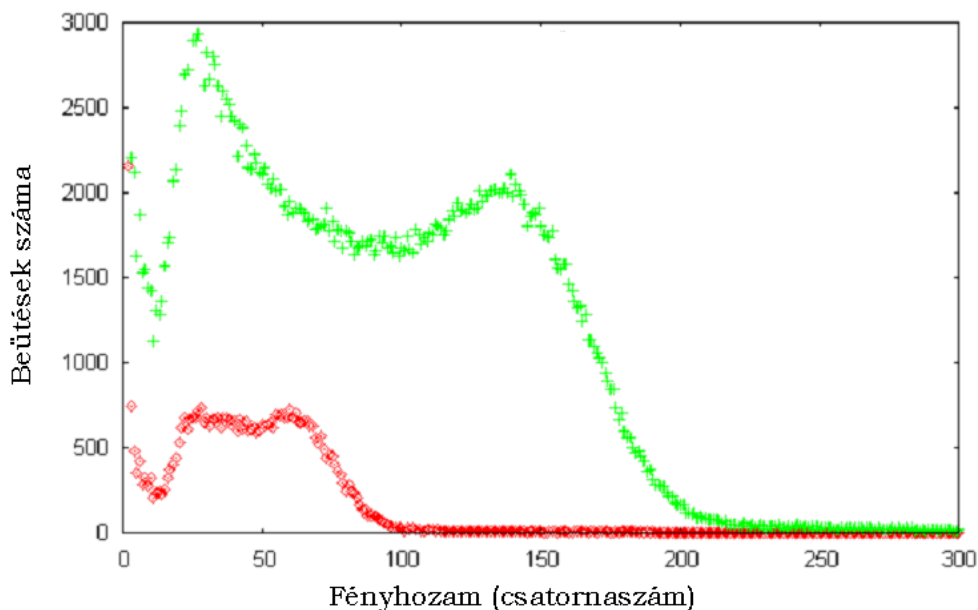


**4-3. ábra. A simításhoz használt Gauss-görbe.**

Ha tehát monoenergiás gamma vagy neutron részecskékkel bombázzuk a szcintillációs detektort, akkor a fenti „elkent” energia-spektrum rajzolódik ki. Ezeket a görbéket megfelelő sugárforrásból származó gamma-fotonokkal ki is mértük, és ezek szolgálták a fényhozam-kalibráció alapjául.

#### *Származott paraméterek energia-spektrumának kalibrációja*

A szcintillációs detektorok energia-kalibrációja  $^{60}\text{Co}$  és  $^{137}\text{Cs}$  alapú gamma-források segítségével lehetett elvégezni. A korábban részletezett geometria-átlag paraméterek spektrumában az egyes (ismert energiájú) gamma-fotonokhoz tartozó Compton-spektrumokat kellett kiértékelni, használva az előző pontban részletezett előismereteket. A kobalt két fajta (párban keletkező) 1173 keV és 1333 keV energiájú fotont sugároz, a cézium egy 662 keV energiájút. Ezek maximálisan 1041 keV (átlagosan), illetve 477 keV energiát hagyhatnak a detektorban. Ezek az értékek, továbbá a pedestal pozíciójához tartozó 0 keV-es érték szolgált a kalibráció alapjául.



4-4. ábra. A kirajzolódó Compton-spektrumok az NW7 jelzésű neutron-fal csőben. A piros görbe a  $^{137}\text{Cs}$ , a zöld a  $^{60}\text{Co}$  forrásokból származó 662 keV, illetve 1041 keV energiájú gamma-fotonok hatására keletkezett.

A Compton-görbe elméletileg szakadásos végpontjának pozícióját a spektrumon megjelenő Compton-él maximális értékének feléhez tarozó pozícióval közelítettem (4-4. ábra). A 0 keV-hez tartozó pedestal érték, a 477 keV-nek, valamint az 1041 keV-nek megfelelő csatornaszámok három pontot jelöltek ki, és az ezekre illesztett egyenesek meredeksége adta meg a kalibrált energia-csatornaszám arányt. Ezeket a kalibrált értékeket a 8-1. Táblázat tartalmazza.

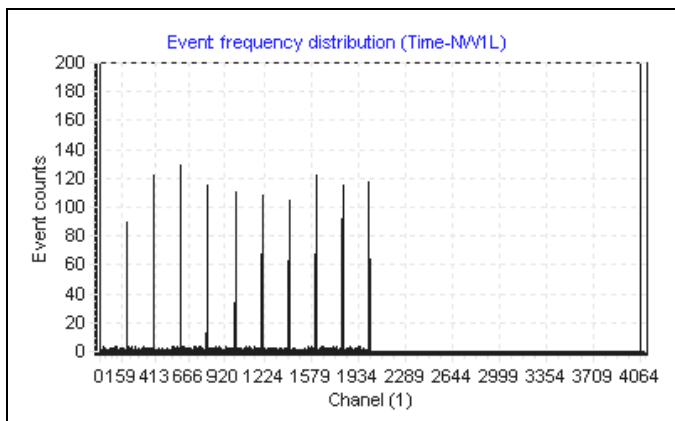
#### 4.1.2. Pozíció és repülési idő kalibráció

Az előző fejezetben bemutatott energia-kalibráció a neutronok és a gamma részecskék energiájának meghatározását nem tette lehetővé, csupán azt, hogy egy alsó korlátot adjunk rá. Az említett részecskék ugyanis rendszerint nem maradnak a detektorban: a szcintillációs folyadékkal csak Compton-effektussal hatnak kölcsön, így az általuk leadott energia nagysága (amit mérni tudunk) véletlenszerű. A kísérletben az IAS-ról információt szolgáltató neutronok energiáját végül is a sebességükből határoztuk meg. Ez az eljárás rendkívül pontos (nano-szekundum nagyságrendű) időmérést igényel, ezért az idő precíz kalibrációja központi fontosságú volt. Mindemellett időmérésből lehetett meghatározni a neutronok repülési irányát, valamint a céltárgy és a detektor között megtett úthosszt is.

Az egyes eseményekhez több időérték kapcsolódik, amelyek a detektorokhoz tartozó órákból származnak. Ezek az órák (TDC) egy indító (START) és egy záró (STOP) impulzus között eltelt időtartammal arányos csatornaszámot rögzítenek. (Az indító impulzusok általában koincidencia-feltételek hatására képződnek. Sőt ezen koincidencia-feltételek teljesülése jelenti a – számunkra érdekes – eseményt.) Az időkalibráció első mozzanata tehát ezeknek az óráknak a kalibrációja volt, amely során jelgenerátorból származó, szabályos időközönkénti impulzussorozathoz tartozó

csatornaszámokat olvastunk le az egyes TDC-kről. Ezekből az értékekből kaptuk az egyes idő-csatornaszám arányokat:

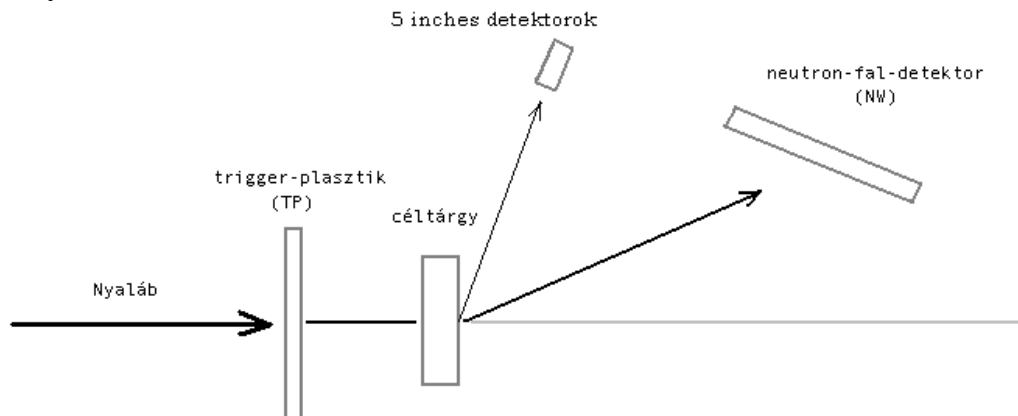
A jel-generátor egymástól 20 ns, 40 ns, ... , 200 ns távolságra START és STOP jeleket adott a TDC-nek. A TDC az idő-intervallumoknak megfelelő csatornaszámokat rögzítette. Ezen csatornaszámok gyakoriság-eloszlása a kalibrációs idő-spektrum (4-5. ábra).



4-5. ábra. A TDC kalibrációja: a 20 ns, 40 ns, ..., 200 ns időintervallumoknak megfelelő csúcsok.

Fizikailag releváns időtartam a detektált részecskék repülési ideje ( $TOF = \text{time of flight}$ ) volt. Ez azonban nem szerepelt közvetlenül a mért időtartamok között. Ennek oka egyes detektorok esetében inkább csak technikai, a neutron-fal detektor esetében azonban a fizikai és technikai időeltolódások egyszerre jelentkeztek.

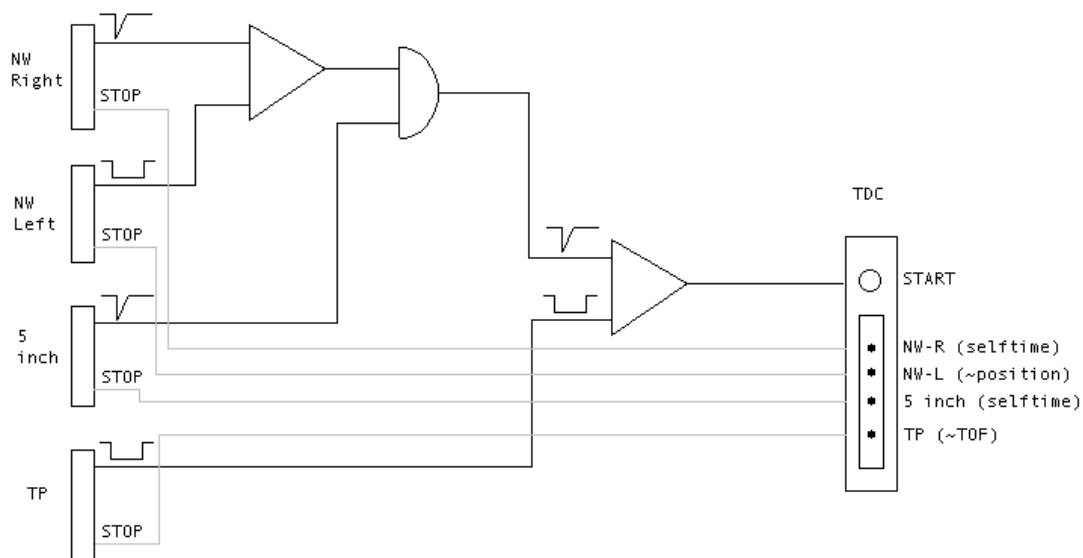
Ahhoz, hogy az időmérés részleteit megértsük, a kísérleti elrendezést és az események rögzítésének mechanizmusát is át kell tekintenünk: A gyorsítóból érkező  ${}^6\text{He}$  atommagok áthaladnak a trigger-plasztik (TP) detektoron, majd a céltárgyba ütköznek, ahol különböző magfizikai reakciókat váltanak ki. Az idő-kalibráció során réz céltárgyat használtunk. (Az imént és a továbbiakban az egyszerűség kedvéért nem említem az egyes események valószínűségi természetét.) A keletkező reakciótermékeket a céltárgy körül elhelyezett detektorok érzékelik.



4-6. ábra. Illusztráció az időmérés megértéséhez: a kísérleti elrendezés.

Egy eseményt akkor rögzítünk, ha a trigger-plasztik jelzése után egy meghatározott időtartamon belül (esetünkben ez kb. 170 ns) vagy a neutron-fal-detektor vagy az 5 inch-es neutron-detektorok valamelyike is beütést érzékel. Továbbá a neutronfal-detektor egy-egy szcintillációs csőve akkor jelez, ha a két végén elhelyezett fotoelektron-sokszorozó meghatározott idő-intervallumon belül (kb. 40 ns) érzékeli a felvillanást, amelyet az áthaladó részecske kiváltott.

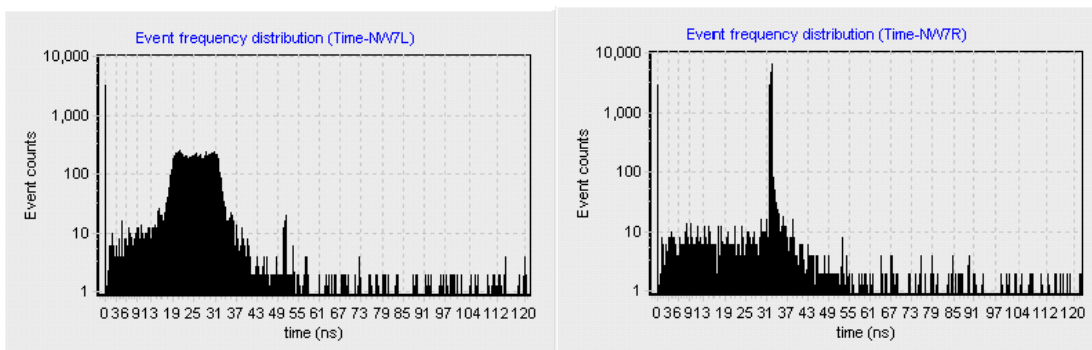
A fenti koincidencia teljesülése esetén indulnak az órák (minden detektor minden órája), azaz az 5 inch-es detektorok esetében a fotoelektron-sokszorozó jele indítja az órákat, míg a neutronfal-detektor esetében a jobb oldali fotoelektron-sokszorozó jele teszi ugyanezt. A mért időtartamok tehát csak a szerint válnak el, hogy mi állítja meg az órákat, az indító jel eredete minden esetben közös. Ha az órák egy beütés hatására elindultak, akkor egy olyan detektor óráját, ahová a mérés időtartama alatt beütés nem érkezett, nem állítja meg semmi. Ez a jelenség az egyes időspektrumokban egy éles túlsordulási csúcs formájában jelentkezik.



4-7. ábra. A időmérésért felelős logikai kapcsolás.

A 4-7. ábra az imént vázolt logikai kapcsolást szemlélteti. Az összeköttetések mindig hosszabb-rövidebb idő-késleltetéseket rejtnek magukban, amelyek egyrészt gyakran szükségesek (pl., hogy az óra előbb induljon, és csak utána álljon meg), másrészt elkerülhetetlenek is, hiszen nano-szekundumos skálán a kábelek hosszából adódó idő-késés is jelentős.

A kapcsolás azt is mutatja, hogy az *NW-R* idő (azaz egy neutron-falbeli detektorcső jobb oldali fotoelektron-sokszorozójához tartozó idő) lényegében minden beütés alkalmával egy (időkésleltetésekből adódó) konstans értéket mér. Majd később látjuk azonban, hogy ez csak az események többségére igaz. Többszörös beütések alkalmával előfordulhat ugyanis, hogy egy másik detektor indítja el az órákat és ekkor a mért időtartam eltér a megszokott konstans értéktől. A 4-8. ábra egy tipikus bal oldali, és egy hozzá tartozó jobb oldali idő-spektrumot mutat.



4-8. ábra. A neutron-fal NW7 jelzésű szcintillációs csövéhez tartozó bal és jobb oldali TDC-spektrumok.

Most, hogy a kísérleti berendezés alapvető építőelemeit ismerjük, tekintsük át konkrétan a rögzítési mechanizmust: Tegyük föl, hogy gyorsítóból érkező részecske áthalad a TP-on és ez detektálja azt, majd a részecske a céltárgyba ütközik és ott magreakciót vált ki. A detektálási időpillanathoz képest  $C_{TP}$  konstans idő eltelte után az elektronika megállítja a TP óráját. A részecske céltárgyba ütközésének időpillanatát tekintjük a nulla időpillanathoz képest  $C_{TP}$  időpillanatban áll meg. (A részecske TP és céltárgy közötti futási idejét:  $C_{TP}$  -  $C_{TP}$  a részecskétől független állandónak vesszük. Ez a nano-szekundumos skálához képest nagyon jó közelítés.) Mint már korábban említettük, az esemény rögzítése csak abban az esetben történik meg, ha a  $C_{TP}$  időpillanatig valamely szcintillációs detektor beütést észlel. Jelöljük  $X$ -szel azt az időpillanatot, amikor az elektronika (ezen első beütés hatására) az összes órát elindítja. Tekintsünk egy tetszőleges detektort, amely a végső  $C_{TP}$  időpillanatig beütést észlel (ez lehet akár a legelső, rögzítést kiváltó detektor is).

Ha ez egy 5 inch-es detektor, akkor a hozzá tartozó óra a következő időtartamot méri:

$$(STOP) \quad (START)$$

$$N\_T = (TOF + C) - X.$$

A TP órája által mért idő pedig:

$$TP\_T = C_{TP} - X.$$

A fenti képletben  $TOF$  a detektált részecske céltárgy és detektor közötti repülési ideje,  $C$  pedig az elektronikából adódó konstans időkéésés, amelynek értéke detektoronként más és más. A keresett repülési idő tehát:

$$TOF = N\_T - TP\_T + (C_{TP} - C),$$

A  $C_{TP} - C$  konstans meghatározása a kalibráció feladata.

Ha a vizsgált detektor a neutron-falból való, akkor a jobb és bal oldali fotoelektron-sokszorozó órája által mért időtartam a következő (4-9. ábra):

(STOP)

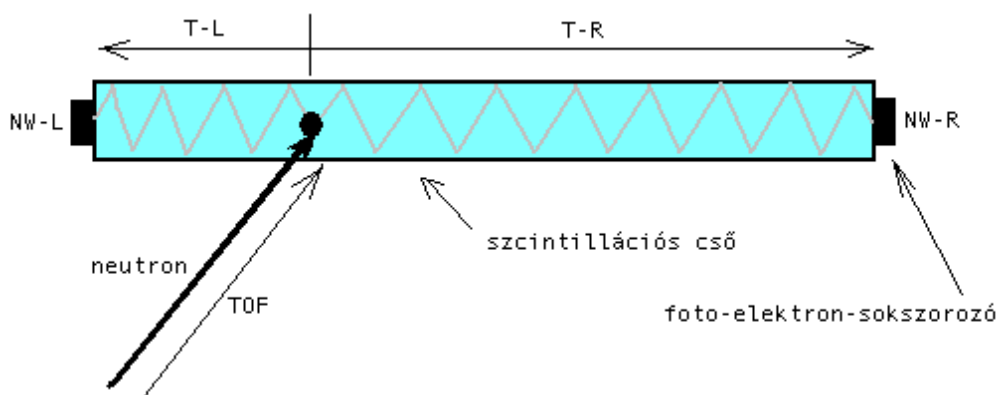
(START)

$$NW\_R\_T = (TOF + \Delta T_R + C_1) - X,$$

$$NW\_L\_T = (TOF + \Delta T_L + C_2) - X,$$

a TP órája által mért időtartam pedig továbbra is:

$$TP\_T = C_{TP} - X.$$



4-9. ábra. A neutron-fal detektor szcintillációs csöveinek felépítése és működési elve. A detektorba csapódott neutron által kiváltott fényimpulzus a szcintillációs folyadékban keresztül a csővégi fotoelektron-sokszorozókba jut, miközben a cső falán többször teljes visszaverődést szenvedhet. A fényimpulzusok kétoldali észlelésének idő-különbsége meghatározza a becsapódás pozícióját.

A képletekben  $\Delta T_{R,L}$  azt a időtartamot jelöli, amely alatt a felvillanás fénye eljut a jobb, illetve bal oldali fotoelektron-sokszorozóba.  $C_1$  és  $C_2$  itt is konstans késleltetések. A repülési idő tehát:

$$TOF = \frac{1}{2} (NW\_R\_T + NW\_L\_T) - TP\_T - \frac{1}{2} (\Delta T_R + \Delta T_L) + (C_{TP} - C_1 - C_2).$$

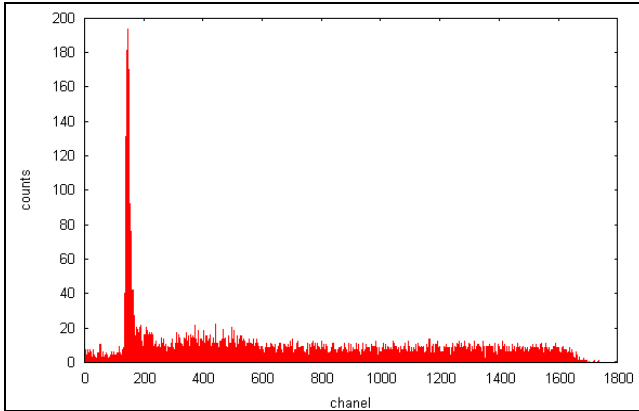
Tudjuk azonban, hogy a csőön belüli terjedési idők összege állandó (annyi mintha az egyik végéből a másikba jutott volna a fény), tehát  $(\Delta T_R + \Delta T_L) = \text{konst.}$  A konstansokat egyesítve:

$$TOF = \frac{1}{2} (NW\_R\_T + NW\_L\_T) - TP\_T + C,$$

C értéke a kalibrációval meghatározható.

### Kalibráció

A fenti képletekben szereplő konstans időeltolások nagyságát akkor tudnánk meghatározni, ha bizonyos részecskék esetében az óráktól függetlenül ismernénk a repülési időket. Erre egyszerű lehetőséget kínálnak a magreakciók során gyakorta keletkező „prompt gamma részecskék”, amelyek a leggyorsabban, fénysebességgel teszik meg a céltárgy és a detektor közötti távolságot. Ezek a gamma részecskék képezik ezért az egyes detektorok időspektrumában a legelső éles csúcsot (4-10. ábra).



**4-10. ábra.** Prompt gamma-csúcs a szcintillációs detektor időspektrumában réz céltárgy esetén.

Ha a kísérleti elrendezés alapján kiszámítjuk az egyes detektorok távolságát a céltárgytól, akkor a fénysebességből közvetlenül adódik a prompt gamma-csúcshoz tartozó repülési idő. Meghatározván a gamma-csúcsok kalibrálatlan pozícióját, vagyis a detektor és a TP órájának időkülönbségét, megkapjuk a keresett konstans időeltolást. Ezzel kezünkben van a mindenkor repülési idő, a *TOF*. Az 5 inches detektorok esetében a

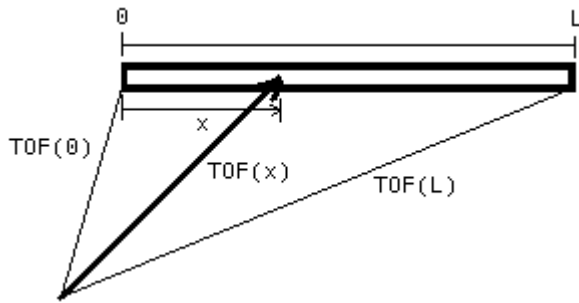
$$TOF = N\_T - TP\_T + (C_{TP} - C)$$

képlet prompt gamma-csúcsra vonatkozó tagjait a 4-1. Táblázat foglalja össze:

**4-1. Táblázat.** A repülési idő kalibráció végeredménye az 5 inches detektorok esetében.

detektor	TOF	N_T - TP_T	C <sub>TP</sub> - C	σ(C <sub>TP</sub> - C)
<b>N1</b>	10,05 ns	-37,24 ns	47,29 ns	0,87 ns
<b>N2</b>	9,73 ns	-40,54 ns	50,27 ns	0,82 ns
<b>N3</b>	10,29 ns	-28,15 ns	38,44 ns	0,82 ns
<b>N4</b>	9,53 ns	-36,74 ns	46,27 ns	0,87 ns
<b>N5</b>	10,28 ns	-35,86 ns	46,16 ns	0,79 ns

A neutron fal esetében a helyzet nem ilyen egyszerű, ott ugyanis a detektorokhoz kiszámolt TOF nem köthető egy konkrét céltárgy-detektor távolsághoz. Attól függően, hogy a részecske hol csapódik a szcintillációs csőbe, hosszabb-rövidebb úton repült.



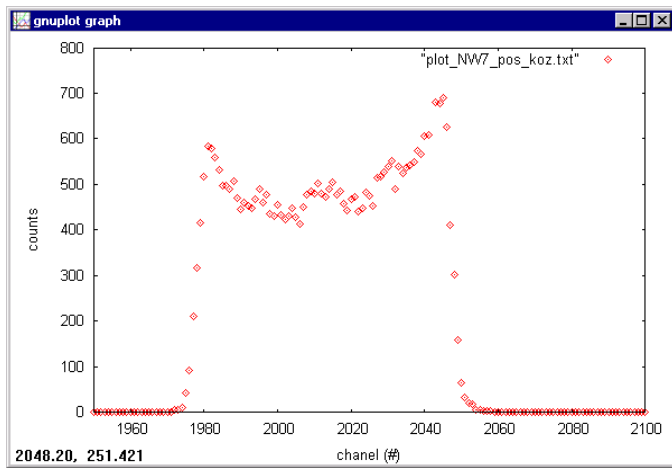
**4-11. ábra. Illusztráció a neutron-fal detektor szcintillációs csöveinek repülési idő kalibrációjához. A prompt gamma-csúcsok „összehúzásához” a repülési távolságok különbségét figyelembe vettük a TOF-spektrumban.**

$$TOF(x) = \frac{1}{2} (NW\_R\_T + NW\_L\_T) - TP\_T + C,$$

Itt a kalibráció során úgy kell eljárni, hogy kiválasztjuk a detektor egy pontját (esetünkben a céltárgytól legtávolabbit), és a detektor térbeli elhelyezkedésének ismeretében más pontba érkező részecske repülési idejét úgy korrigáljuk, mintha a kiválasztott pontba érkezett volna. (Itt azt is fel kell tételeznünk, hogy a részecske fénysebességgel haladt.) Ahhoz, hogy mindezt megtehessek, meg kell tudnunk mondani, hogy a beütés a szcintillációs cső melyik részébe érkezett. Ezt a felvillanás jobb, illetve bal oldali észlelési idejének különbségét felhasználva, kalibráció után válik lehetővé.

*Pozíció kalibráció:*

A pozíció meghatározása kozmikus részecskék segítségével történt. A TP-kal kapcsolatos koincidencia-feltétel kiiktatása után rögzítettük a neutron-fal detektorai által észlelt beütéseket, amelyeket többnyire kozmikus müonok okoztak, de voltak közöttük az épület falából érkező gamma részecskék is. Feltételezhető, hogy ezek térben homogén módon érkeztek a detektorokba. A detektált kétoldali időkülönbség arányos a felvillanás pozíciójával (azaz a detektor egyik végétől mért távolságával), hiszen fényimpulzus terjedési sebessége a szcintillátor-csőben belül állandónak tekinthető. A pozíciókalibráció úgy történhetett, hogy az időkülönbségek minimális és maximális értéke között egyenletes felosztással a csatornaszámokhoz egy-egy pozíciót rendeltünk (4-12. ábra).

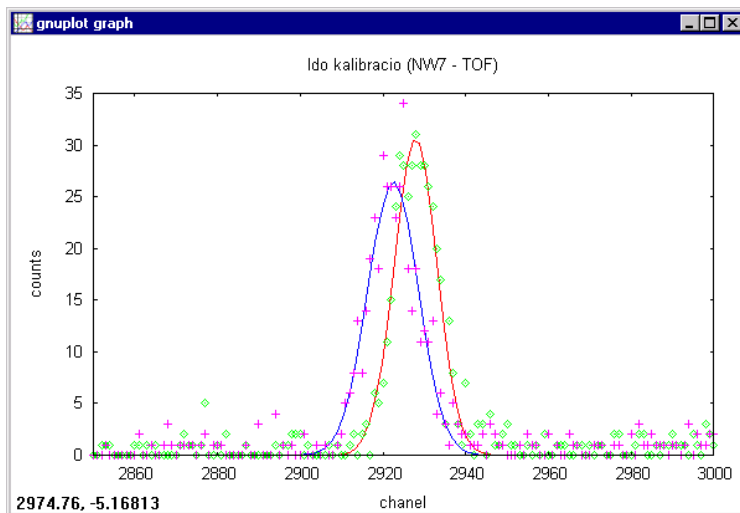


4-12. ábra. A jobb és bal oldali TDC-értékek különbségének spektruma az NW7 jelű szcintillációs cső esetében. A legnagyobb és a legkisebb csatornaszám-különbséghez a detektor cső két szélő pontját rendeltük, és a becsapódás pozícióját ezek között a köztes csatornaszám-különbségek jelölték ki.

Visszatérve a repülési idő problémájára, ahol most már a beütés pozícióját ( $x$ ) ismerjük, a detektor-cső legtávolabbi pontjához tartozó repülési időt a következő alakban írhatjuk föl:

$$TOF(L) = TOF(x) + \Delta TOF(x),$$

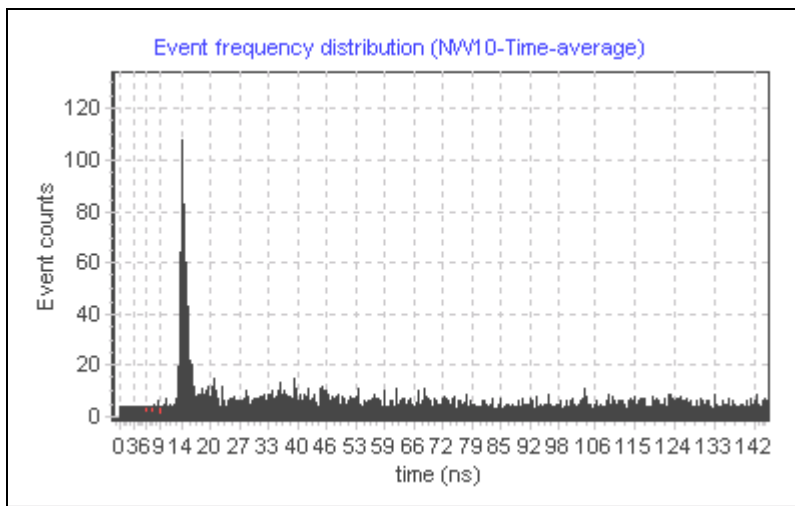
ahol  $\Delta TOF(x)$  a felvillanás és a fényimpulzus észlelése között eltelt időtartam. A  $\Delta TOF(x)$  korrekció hatására a detektor-cső időspektrumában a prompt gamma-csúcs a  $TOF(L)$  érték köré húzódik. Ettől a ponttól kezdve a kalibráció az 5 inches detektoroknál részletezett módon egyszerűen elvégezhető. A 4-13. ábra az iménti transzformációt mutatja be, a 4-2. Táblázat pedig a kalibrált paraméterértékeket tartalmazza.



4-13. ábra. A becsapódás pozíciójától függő repülési hossz figyelembevétele a prompt gamma-csúcsok segítségével elvégzett kalibrációban. A kék Gauss-görbét az eredeti TOF-spektrum prompt gamma-csúcsára, a pirosat a transzformált spektruméra illesztették. Látható, hogy a csúcs élesebb lett a transzformáció hatására.

#### 4-2. Táblázat. Kalibrált paraméterértékek a neutron-fal detektorokhoz.

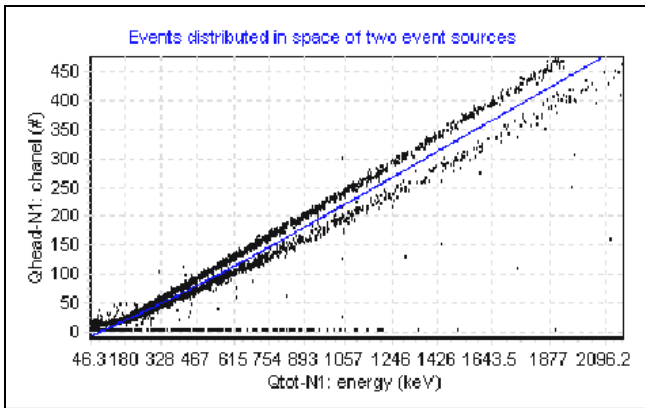
detektor	C	$\sigma(C)$
NW1	124,89 ns	1,12 ns
NW2	137,40 ns	1,14 ns
NW3	139,72 ns	1,03 ns
NW4	138,08 ns	1,29 ns
NW5	137,13 ns	0,87 ns
NW6	135,74 ns	0,63 ns
NW7	136,99 ns	0,54 ns
NW8	135,69 ns	0,51 ns
NW9	135,07 ns	0,49 ns
NW10	136,07 ns	0,50 ns



4-14. ábra. Az NW10 jelű detektor kalibrált repülési idő spektruma.

#### 4.1.3 Neutron-gamma diszkrimináció

A 3.5. és 8.1.3. fejezetekben bemutatott neutron-gamma diszkriminációs módszert az 5 inches detektorok és az egyik neutron-fal detektor esetében tudtuk alkalmazni. Egy elektronika a detektorok jelének numerikus integrálját azonnal kiértékelte mind a jel teljes időtartamára ( $Q_{tot}$  paraméter), mind pedig a kezdeti szakaszára ( $Q_{head}$  paraméter). A  $Q_{head}$  paramétereket a  $Q_{tot}$  függvényében ábrázolva az eseményeknek megfelelő pontok két sávban helyezkednek el.

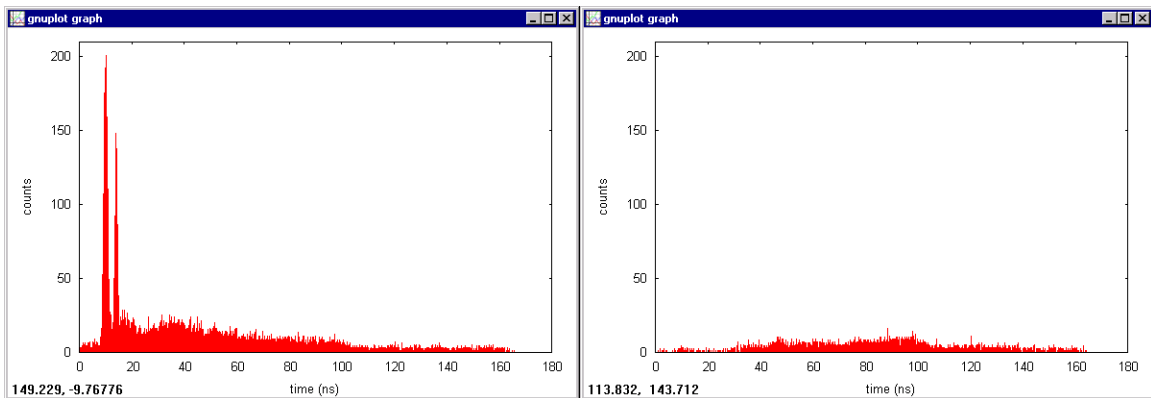


4-15. ábra. Qhead – Qtot spektrum az N1 detektor jeleihez. A két sáv közé behúzott elválasztó-görbe a felső tartományba eső gamma-beütések és az alul lévő neutron-beütések elkülönítését oldotta meg.

A két sáv közé egy elválasztó-görbe behúzása után a görbe feletti részecskéket gamma-fotonoknak, az alatta lévőket pedig neutronoknak tekintettük. A szétválaszthatósági tartományon kívül, illetve a vonalra (vagy annak közvetlen szomszédságába) eső pontokhoz tartozó részecskéket azonosíthatatlannak minősítettük.

*Különbségek a neutronok és a gamma részecskék repülési idő spektrumában*

Az imént bemutatott elkülönítési eljárás csak egy bizonyos energiatartományban és csak bizonyos detektorok esetében működött. Jelentősége azonban rendkívül nagy, hiszen a repülési idő spektrumokon a csúcsok és egyáltalán a beütések nagy része a gamma részecskéktől származik, számunkra pedig kezdettől fogva csak a neutronok fontosak.



4-16. ábra. Réz céltárgy esetén mutatózó repülési idő spektrumok gamma-részecskékre (balra), illetve neutronokra (jobbra).

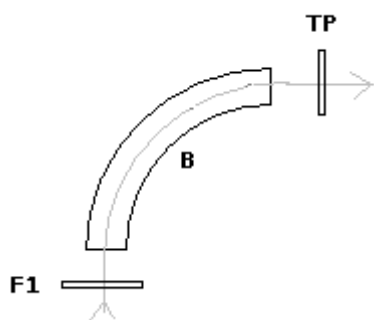
A 4-16. ábraán látható spektrumok egyrészt alátámasztják azon korábbi feltevésünket, miszerint az első éles csúcsokat a TOF-spektrumban a prompt gamma részecskék okozzák. (Ebben a gamma-spektrumban az első éles csúcs a céltárgyhoz közelebbi 5-inch-es detektorokhoz, míg az utána következő a neutron-fal-detektorhoz tartozik.) Látható, hogy a neutronok jóval lassabbak a fénysebességnél.

## 4.2. A fragmentum-detektorok kalibrációi

A fragmentum-detektorok kalibrációja az adatok szűrése szempontjából fontos. A mágneses eltérítésen átesett részecskék sebességének pontos megmérésevel azok töltés-tömeg arányát kaphatjuk meg. A Si-beam és az SSD detektorok pedig a részecskék töltés-sebesség arányáról adnak információt. Ezeket az ismereteket megfelelően összeillesztve ki tudjuk válogatni azokat az eseményeket, amikor a neutronok becsapódását a céltárgyba érkező  ${}^6\text{He}$  és onnan kifutó  ${}^6\text{Li}$  detektálása előzte meg. A szükséges információk hozzáférhetősége érdekében végeztük el a fragmentum-detektorok kalibrációját.

### 4.2.1. Futási idő kalibráció

Futási időn az atommagok F1 jelzésű detektor és a TP közötti repülési idejét értjük (4-17. ábra).



4-17. ábra. A nyaláb részecskéinek futási ideje az F1 és a TP detektorok között a homogén mágneses téren keresztül.

Ennek kalibrációja az egyes vizsgálandó részecskék (a  ${}^6\text{He}$  atommagok) azonosításához és energiájának pontos meghatározásához szükséges.

Tudjuk, hogy az F1 detektorhoz tartozó óra, azaz a TDC, a TP jelére indul (tehát ha a részecske áthalad a TP-on) és az F1 detektor jelére áll meg. Mindkét esetben hozzá kell gondolnunk egy konstans időkéleltetést detektor impulzusok keletkezése és a kiadott START, illetve STOP jelek között. (Ez szükséges is, hiszen a részecskék először az F1 detektoron haladnak át, és csak azután a TP-on, tehát az elektronikából adódó konstans időeltolás nélkül a STOP jel megelőzné a START jelet.) Jelölje  $F1\_time$  a STOP és a START jel között eltelt időtartamot, amelyet a TDC korábban bemutatott kalibrációja után ismerünk. Ekkor a repülési idő ( $TOF$ ) és az  $F1\_time$  közötti összefüggés a következő alakú:

$$F1\_time = C - TOF,$$

ahol  $C$  egy konstans időeltolás, amelynek meghatározása a repülési idő kalibráció tárgya. A kalibrációhoz szükségünk van egy ismert sebességű részecskére, valamint a repülési út hosszára. Utóbbi a kísérleti elrendezéstől függ, értéke:  $L = 22 \pm 1$  m, pontosabb meghatározása a kalibráció során lehetséges. A nyalábban többféle részecske előfordulhat, ezért a mágneses térerősség ( $B$ ) és a görbületi sugár ( $\rho$ ) által meghatározott impulzus, amely csak különböző rendszámú atommagokra különbözhet, nem vonja maga

után az azonos töltésű atommagok sebességének egyezőségét. Első feladatunk tehát egy részecske vagy részecske-csoport azonosítása, amely a kalibráció alapjául szolgálhat.

Azt, hogy az egyes csúcsok mely részecskéknek felelnek meg, a kalibráció céljára szolgáló „vegyes nyaláb” összetételéből tudhatjuk, amit az előállítási mechanizmus szabályoz.

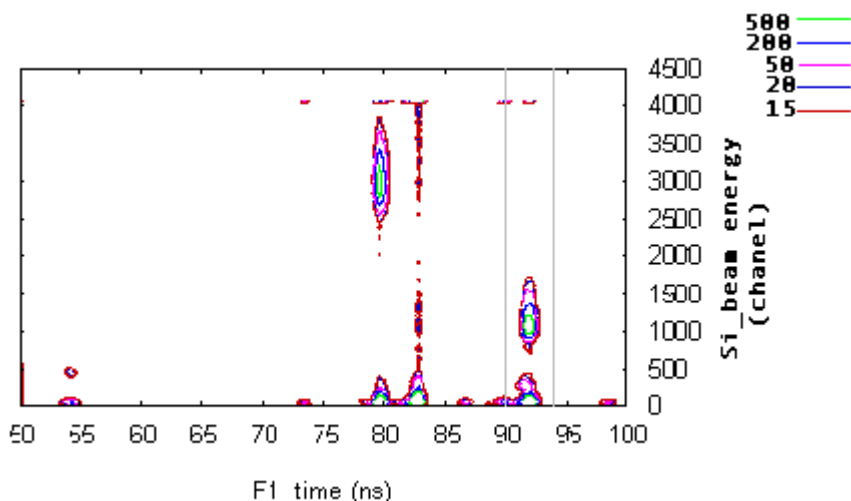
A gyorsítóból nagy sebességű atommagok érkeznak. Ezeknek homogén mágneses térbe helyezett kör alakban meggörbített csöveken kell áthaladniuk. A Lorentz-erő hatására körpályán haladó részecskékre a következő összefüggés írható fel:

$$B\rho = \frac{m}{q} \frac{v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

ahol  $B$  mágneses térerősség,  $\rho$  a cső sugara,  $m$ ,  $q$  és  $v$  a részecske nyugalmi tömege, töltése, illetve labor-rendszerbeli sebessége,  $c$  pedig a fény sebessége vákuumban. Atommagokra  $q = Z \cdot e$ , illetve  $m \approx A \cdot u$ , ahol  $Z$  az atommag rendszáma,  $A$  a tömegszáma,  $u$  és  $e$  pedig atomi tömeg egység, illetve az elemi töltés. Az összefüggés tehát a következő alakban is felírható:

$$B\rho \approx \frac{u}{e} \frac{A}{Z} \frac{v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Felhasználhatjuk azon ismeretünket, hogy a nyaláb részecskéinek egy nukleonra eső energiája tág határok között ugyan, de a keltési mechanizmus révén meghatározott: 250 +/- 100 MeV/nukleon. A gyorsítóból ugyanis ilyen energiájú  $^{10}\text{B}$  atommagok érkeznak, és ennek a  $^7\text{Be}$  céltárggyal való kölcsönhatása során keletkeznek a vizsgált nyaláb részecskéi. A termékek tömegszáma tehát legfeljebb 10 lehet és a kölcsönhatásban elvesztett energia maximális értéke néhányszor tíz MeV/nukleon. A kísérletileg rendelkezésre álló  $Fl\_time$  értékek függvényében a  $Si\_beam$  detektorban leadott energiát vizsgálva a különböző eseményekre megállapíthatjuk, hogy van két olyan részecske a nyalábban, amelyeknek  $Fl\_time$  paramétere 1 ns pontossáig azonos, leadott energiája viszont különböző (4-18. ábra).



4-18. ábra. A vegyes nyaláb részecskéinek F1\_time – Si\_beam spektruma. A két szürke határoló vonalak közötti csúcsok a  $^2\text{H}$  és a  $^4\text{He}$  részecskéknél felnek meg.

Az összes lehetséges 10-nél kisebb tömegszámú (szükséges mértékben stabil) atommag esetében a mágneses eltérítésből adódó impulzus mellett kiszámíthatjuk a futási időtartamot a megbecsült futási hossz alapul véve (4-3. táblázat).

4-3. táblázat. A nyalábba kerülhetett izotópok ahhoz szükséges sebessége és repülési ideje, hogy a tömegspektrográfon keresztüljuthassanak a rögzített  $B = 0,88101 \text{ T}$  mágneses térerősség és a  $\rho = 5,2625 \text{ m}$  görbületi sugár mellett.

Atommag	M (amu)	A	Z	p (MeV)	Ekin/u (MeV)	v/c	TOF (ns)
$^1\text{H}$	1,007825	1	1	1485,68	818,64	0,845	86,8
$^2\text{H}$	<b>2,0141018</b>	<b>2</b>	<b>1</b>	<b>1485,68</b>	<b>258,50</b>	<b>0,621</b>	<b>118,1</b>
$^3\text{H}$	3,0160493	3	1	1485,68	122,88	0,467	157,0
$^3\text{He}$	3,0160293	3	2	2971,35	426,60	0,727	100,9
$^4\text{He}$	<b>4,0026032</b>	<b>4</b>	<b>2</b>	<b>2971,35</b>	<b>259,80</b>	<b>0,623</b>	<b>117,7</b>
$^6\text{He}$	6,0188881	6	2	2971,35	123,12	0,468	156,7
$^8\text{He}$	8,0339218	8	2	2971,35	71,04	0,369	198,7
$^6\text{Li}$	<b>6,0151223</b>	<b>6</b>	<b>3</b>	<b>4457,03</b>	<b>259,42</b>	<b>0,623</b>	<b>117,7</b>
$^7\text{Li}$	7,016004	7	3	4457,03	196,45	0,563	130,3
$^8\text{Li}$	8,0224867	8	3	4457,03	153,53	0,512	143,2
$^9\text{Li}$	9,0267891	9	3	4457,03	123,14	0,468	156,7
$^{11}\text{Li}$	11,043796	11	3	4457,03	84,00	0,398	184,3
$^7\text{Be}$	7,0169292	7	4	5942,70	328,24	0,673	109,0
$^9\text{Be}$	9,0121821	9	4	5942,70	210,06	0,578	126,9
$^{10}\text{B}$	10,012937	10	5	7428,38	259,67	0,623	117,7

Látszik, hogy csak az azonos tömegszám-rendszám aránnyal rendelkező atommagok esetében fordulhat elő, hogy a futási idők ns pontossáig megegyeznek. Összevetve az energia-feltétellel azt találjuk, hogy csak egyetlen olyan azonos tömegszám-rendszám aránnyal rendelkező atommag-együttes létezik, amely tagjai beleesnek a  $250 \pm 100 \text{ MeV/nukleon}$  energia-intervallumba, Esetünkben ezek az atommagok a  $^2\text{H}$ , a  $^4\text{He}$  és a  $^6\text{Li}$  voltak. Minthogy ezen atommagok sebessége jó közelítéssel azonos, a Bethe-Bloch-

formula alapján számolt energia-veszteségük a Si\_beam detektorban arányos rendszámuk négyzetével. A pedestal csúcs és a két részecskéhez tartozó csúcsok pozíciója a Si\_beam detektor spektrumában egyértelművé teszi, hogy a két csúcs a  $^2\text{H}$ -hoz, illetve a  $^4\text{H}$ -hoz tartozik. Most tehát azonosítottuk egy részecskét az *F1\_time* spektrumban (legyen ez a  $^4\text{He}$ ), ennek a részecskének a futási idejét is ismerjük, tehát becslésünk van a *C* konstans időeltolásra:

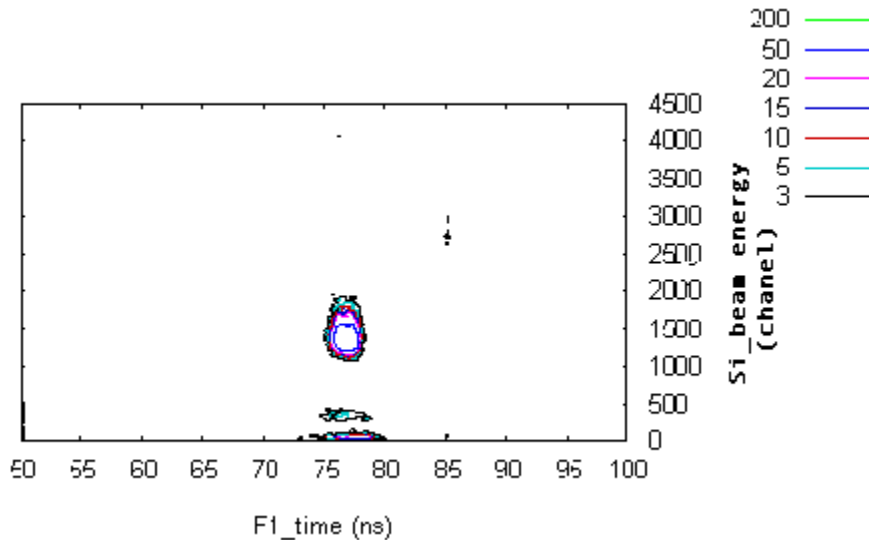
$$TOF = 117 \pm 5 \text{ ns}, F1\_time = 92 \pm 1 \text{ ns} \rightarrow C = 209 \pm 6 \text{ ns},$$

A *C* időeltolás ilyen pontosságú becslése már lehetővé teszi néhány spektrumban megjelenő csúcs azonosítását, akár más mágneses térerősség-értékek mellett is. Ha ismerjük két azonosított részecske pontos *F1\_time* értékét, akkor a  $B\rho$  által meghatározott impulzus és sebesség révén mind a *C* időeltolást, mind pedig az *L* repülési hosszt pontosan meghatározhatjuk:

$$^4\text{He}: v/c = 0,62324, F1\_time = 92 \pm 1 \text{ ns},$$

$$^6\text{He}: v/c = 0,55118, F1\_time = 77 \pm 1 \text{ ns}, \rightarrow L = 2145 \pm 10 \text{ cm}, C = 206,8 \pm 1 \text{ ns}.$$

Most, hogy a futási időt kalibráltuk, minden detektált részecskét könnyűszerrel azonosíthatunk. Az 4-19. ábraán a végső kísérleti beállításhoz tartozó,  $B = 1,09812 \text{ T}$  mágneses térerősség-érték mellett mutatkozó *F1\_time*-*Si\_beam* spektrumot láthatjuk. Ekkor a két spektrográf közé behelyeztük az alumínium éket, továbbá a spektrográf apertúráját szűkebbre állítottuk. A legnagyobb csúcs a  $^6\text{He}$  atommaghoz tartozik, amely a kísérlet főszereplője volt.



4-19. ábra. A végső kísérleti beállításhoz tartozó nyaláb *F1\_time* – *Si\_beam* spektruma. Láthatóan a túlnyomóan  $^6\text{He}$  atommagok mellett kis számban  $^3\text{H}$  és  $^8\text{Li}$  atommagok is előfordulnak a nyalábban.

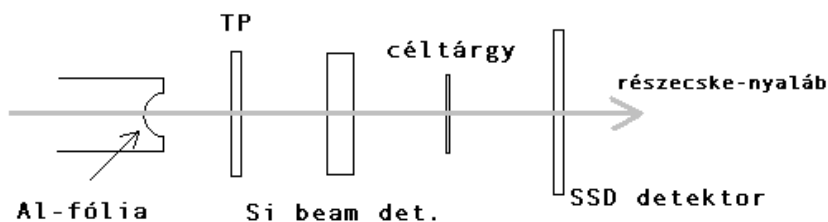
## 4.2.2. A fragmentum-detektorok energia-kalibrációja

### a) A nyalábazonosító Si\_beam detektor energia-kalibrációja

Az egyes részecskék azonosítása az F1\_time-Si\_beam spektrumokban lehetőséget ad arra, hogy elvégezzük a Si\_beam detektor energia-kalibrációját. Miután a pedestal-csúcs pozícióját meghatároztuk, néhány izotóp csúcsának csatornaszámban kifejezett pozícióját kell leolvasnunk. Ezek a pozíciók lineáris függvényei az izotópok detektorban leadott energiájának.

Azt, hogy egy adott tömegű, töltésű és sebességű részecske mekkora energiát ad le a szilícium-egy kristályban a Bethe-Bloch formula segítségével lehet meghatározni. Minthogy a formula anyagra jellemző állandókat is tartalmaz, amelyeket kísérleti úton határoztak meg, az energia-vesztés egy erre a célra készült programcsomagokból nyertük (LISE). Bemenő paraméterek a detektor vastagsága, anyaga (kristályos szilícium, vagy plasztik), illetve az ismert részecskék tömege, töltése és sebessége voltak.

Figyelembe kellett vennünk azt is, hogy a részecskéknek előbb egy a csövet lezáró alumínium-fólián, majd a TP-on kell átlépniük (4-20. ábra).



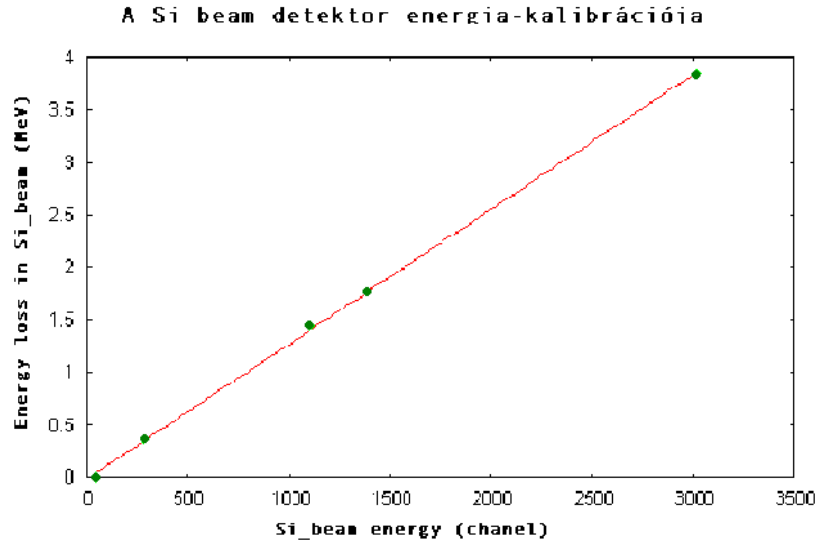
4-20. ábra. A nyaláb útja a fragmentum-detektorokon keresztül.

Ezek vastagságát és anyagát is ismerve a részecskéket lépről-lépre nyomon követve az egyes detektorokban vesztett energiájuk meghatározható volt. A Si\_beam detektorban és az SSD detektorban vesztett energiaértékeket, valamint a részecskéknek megfelelő csúcsok pozícióját csatornaszám-spektrumban a 4-4. táblázat tartalmazza.

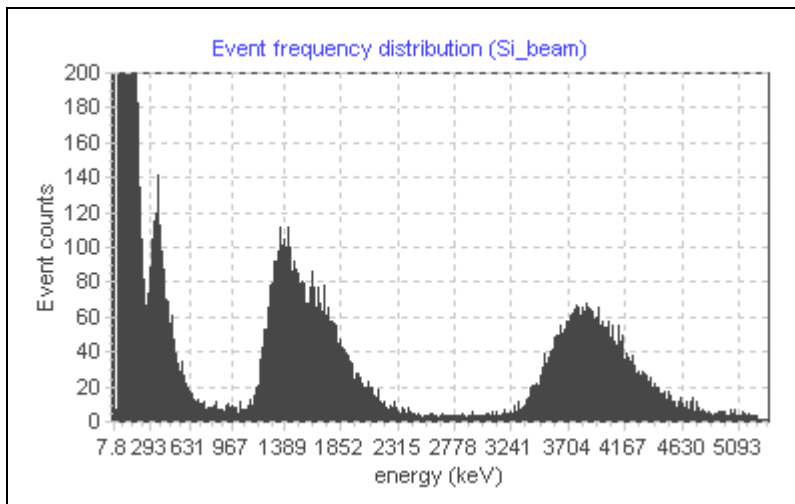
4-4. táblázat. Adatok a Si\_beam detektor energia-kalibrációjához.

atommag	Si_Beam: csúcsok pozíciója (#)	Si_beam energia (MeV)
pedestal	43	0
<sup>2</sup> H	288	0.360
<sup>4</sup> He	1099	1.44
<sup>6</sup> He	1388.1	1.77
<sup>7</sup> Li	3014.4	3.84

Az energia-csatornaszám összefüggést a következő 4-21. ábraán szemléltetett illesztés eredménye szolgáltatta.



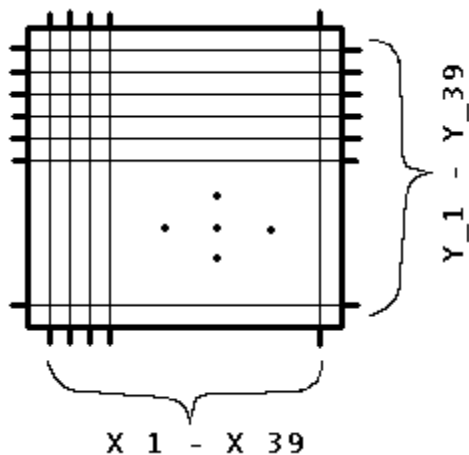
4-21. ábra. Illesztés a kalibrált energia – csatornaszám összefüggés megállapításához.



4-22. ábra. A vegyes nyaláb energia-spektruma a kalibrált Si\_beam detektorban. A pedestal csúcsot sorrendben a H, a He és a Li izotópjainak megfelelő csúcsok követik.

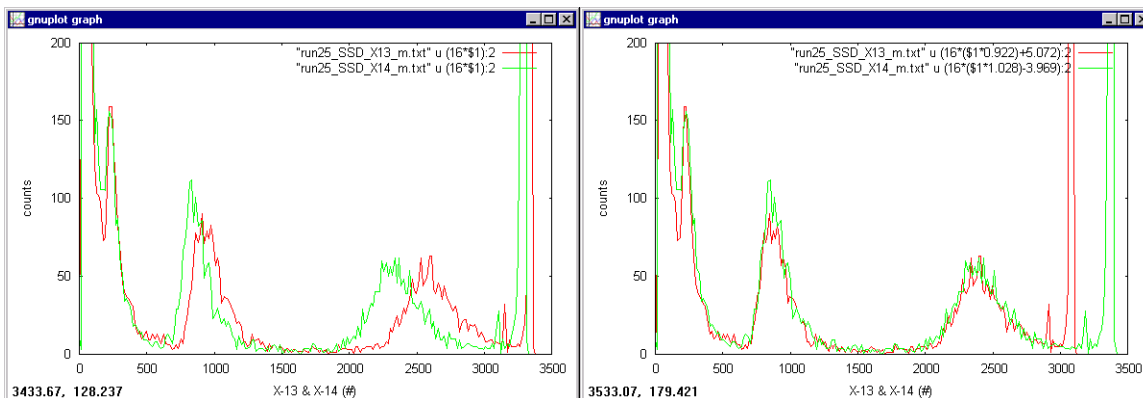
b) Az reakciótermék-azonosító SSD detektor energia-kalibrációja

Az SSD (Strip Silicon Detector) félvezető detektor töltött részecskék detektálására, azok energiájának, irányának meghatározására szolgál. A detektor egy 0,5 mm vastag, 10 cm oldalhosszúságú négyzet alakú szilícium egykristály, amelyre oldalaival párhuzamosan függőlegesen és vízszintesen 39-39 arany elektróda-csíkokat párologtatnak fel (4-23. ábra). Amikor egy töltött részecske áthalad a szilícium-kristályon, elektron-lyuk párokat kelt, amely rövid ideig lehetővé teszi, hogy áram folyjon a legközelebbi arany elektródákon keresztül. Ezáltal 39x39 pixeles felbontásban meg tudjuk határozni a detektált részecske becsapódási pozícióját, valamint a kiváltott áram-impulzus nagyságából a detektorban hagyott energiát.



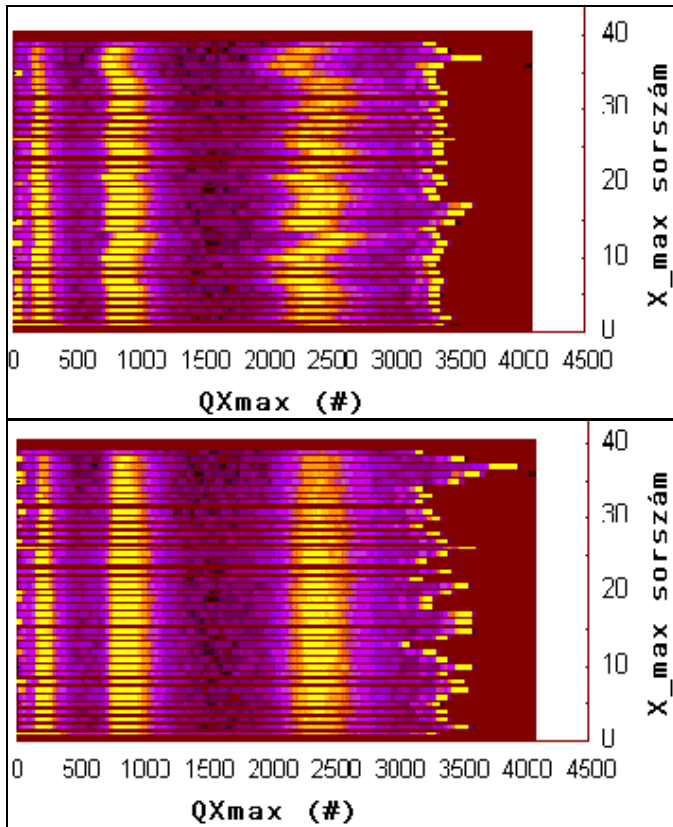
4-23. ábra. Az SSD detektor felépítése.

Az impulzusok nagyságát csatornaszámok kódolták, amelyek kalibrációja, azaz az energia-csatornaszám arány és az energia-eltolódás meghatározása ismert részecskéket tartalmazó részecskenyaláb segítségével történhetett. Technikai okok miatt az összesen 78 elektródához kapcsolódó energia-csatornaszám összefüggés más és más volt, így egy transzformáció segítségével feleltettük meg őket egymásnak (4-24. ábra).



4-24. ábra. Két különböző elektródában megjelenő energia-spektrum összeillesztés előtti (balra) és összeillesztés utáni (jobbra) formában.

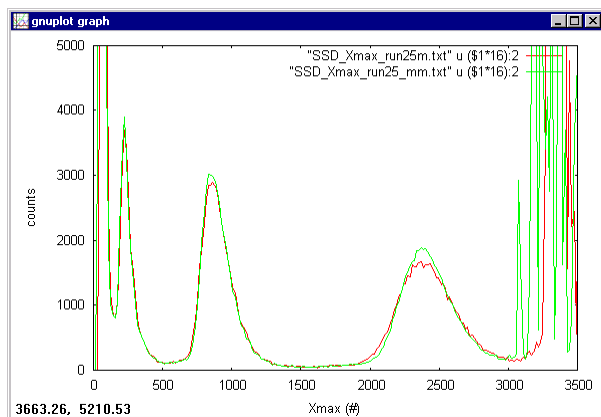
A transzformáció azon alapult, hogy a csatornaszám-spektrumban megjelenő csúcsok egy-egy részecske-típusnak felelnek meg. A csúcsok pozícióját a csatornaszámokon végrehajtott eltolás és skálázás együttes alkalmazásával egységesítettük (4-25. ábra).



4-25. ábra. Az összeillesztési transzformáció szemléltetése az SSD detektor esetében. A vízszintes sorokban az X koordinátájú elektródák spektrumait láthatjuk felülnézetben. Felső ábra: transzformáció előtt, alsó ábra: transzformáció után.

A transzformáció eredményeképpen az energia mérési bizonytalanságától eltekintve minden részecske azonos csatornaszámnak megfelelő energiaveszteséget mutatott az egyes koordinátákhoz megfelelő spektrumokban, függetlenül attól, hogy melyikbe csapódott be. A becsapódás pozícióját ezek után aszerint határoztuk meg, hogy a részecske melyik koordinátájú csatornaszám-értéke volt a legmagasabb.

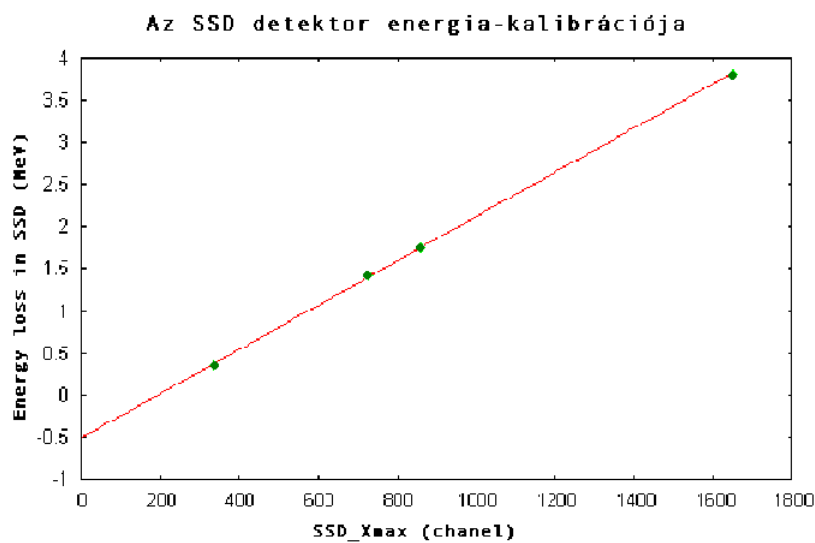
Az energia-kalibráció következő lépéseként a beütés után maximális csatornaszámot tartalmazó vízszintes (Y) és függőleges (X) elektródák transzformált csatornaszám-értékéből kirajzolódott spektrumokban mutatkozó csúcsok pozíciójához rendeltük a számított energia-értékeket. Az így kapott spektrumot a Si\_beam detektornál bemutatott módon tudtuk kalibrálni (4-26. ábra).



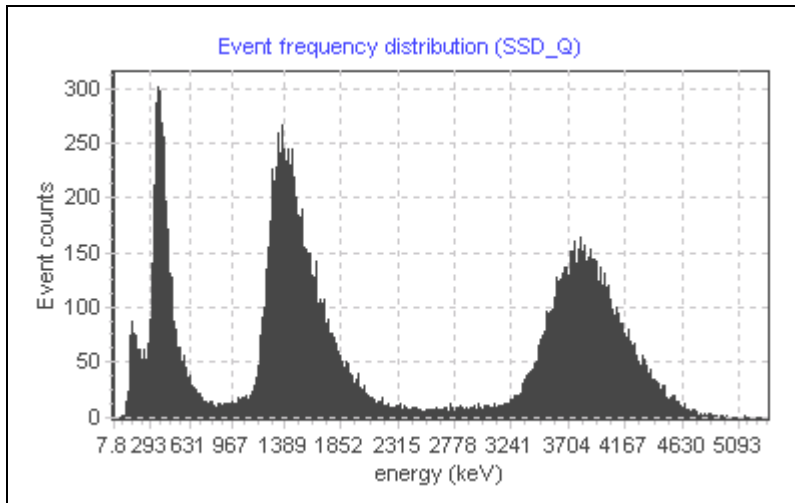
4-26. ábra. Az egyes eseményekben az elektróda-paraméterek között előforduló maximális csatornaszám-értékek spektruma. A csatornaszámok transzformációja nélkül (piros görbe), illetve a transzformáció alkalmazásával (zöld görbe). Láthatóan az izotópoknak megfelelő csúcsok élesebbek lettek.

4-5. táblázat. Adatok az SSD detektor energia-kalibrációjához.

atommag	SSD csatornaszám	SSD energia (MeV)
$^2\text{H}$	336,5	0,357
$^4\text{He}$	727,7	1,43
$^6\text{He}$	860,4	1,75
$^7\text{Li}$	1647,3	3,82



4-27. ábra. Illesztés a kalibrált energia – csatornaszám összefüggés megállapításához.



4-28. ábra. A vegyes nyaláb energia-spektruma a kalibrált SSD detektorban. A pedestal csúcsot sorrendben a H, a He és a Li izotópjainak megfelelő csúcsok követik.

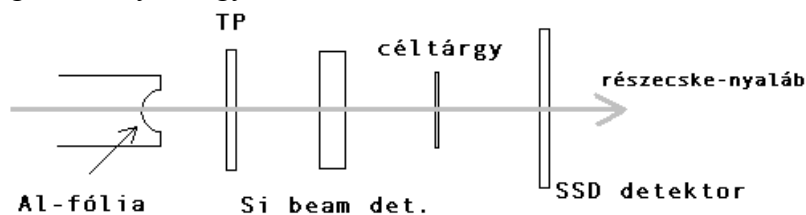
### 4.2.3. A fragmentumok azonosítása

A kalibrált futási idő alapján a nyaláb részecskéi közül izolálhatók a  $^3\text{H}$ ,  $^6\text{He}$  és  $^9\text{Li}$  atommagok. Azonos sebességük, de lényegesen különböző töltésük miatt a Si\_beam detektor energia-spektrumában ezek is jól elkülönülnek egymástól. Ezért kiválogathatjuk azokat az eseményeket, amelyek során a céltárgyba  $^6\text{He}$  atommag ütközött. Hasonlóan választhatjuk ki a nyalábhoz képest kis szögben szóródott  $^6\text{Li}$  reakciótermékeket az SSD detektor energia-spektrumában.

## 5. A detektorrendszer kísérletünkre adott válaszfüggvényének szimulációja

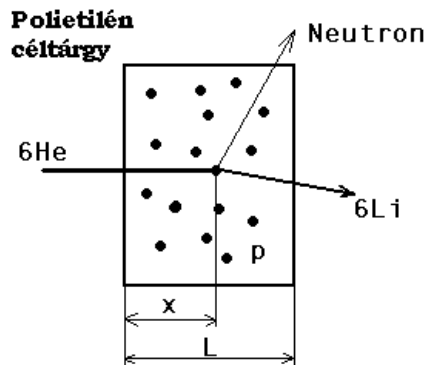
### 5.1. A szimuláció vázlata és gondolatmenete

A mérési eredmények hibájának megbecslését teszi lehetővé a Monte-Carlo szimuláció. A számítógépes szimuláció során minden egyes gyorsítóból érkező  $^6\text{He}$  részecskét nyomon követünk, miközben áthalad az egyes detektorokon, ahol energiavesztését valószínűségi változónak feltételezzük (5-1. ábra). Ezeket a valószínűségi változókat Gauss-eloszlásúnak tekintettünk a determinisztikus értéknek megfelelő várható értékkel, szórásukat pedig változtattuk és vizsgáltuk a végeredményekre gyakorolt hatásukat.



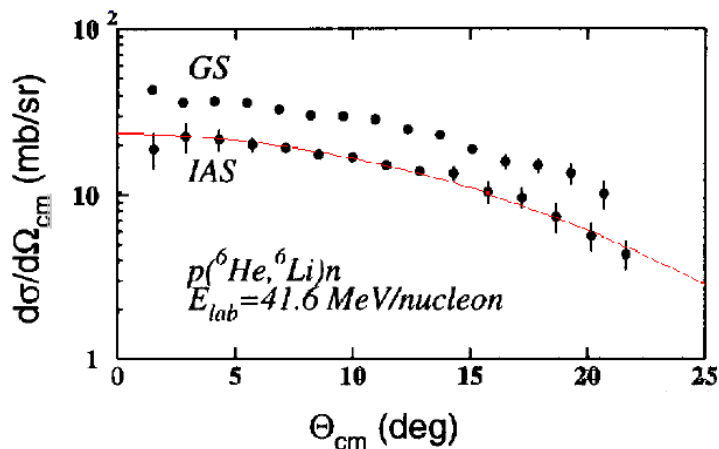
5-1. ábra. A nyaláb útja a fragmentum-detektorokon keresztül.

Egyenletes eloszlású valószínűségi változóként tekintettük a  ${}^6\text{He}$  részecske  $x$  behatolási mélységét a polietilén céltárgyba, vagyis azt a távolságot, amit a  ${}^6\text{He}$  a töltéscsereelő reakció előtt megtesz. (5-2. ábra).



5-2. ábra. A  ${}^6\text{He}$  részecskék behatolási mélysége ( $x$ ) a céltárgyba a töltéscsereelő reakció bekövetkezése előtt.

A  ${}^6\text{Li}$  kirepülési irányának valószínűség-eloszlását tömegközépponti rendszerben a nyaláb irányához képest korábbi kísérleti eredmények alapján becsültük meg [5]. (pontos meghatározása a mérés feladata volt). Az irodalomból nyert hatáskeresztmetszet-értékekre Gauss-függvényt illesztettünk és ezzel közelítettük a hatáskeresztmetszet változását a szög függvényében (5-3. ábra).



5-3. ábra. Az irodalomból merített tömegközépponti kirepülési szög – differenciális hatáskeresztmetszet összefüggés [5]. A görbe az általunk illesztett és a szimuláció során alkalmazott Gauss-eloszlás.

A hatáskeresztmetszet viszont a  $\theta$  szög koszinuszával arányos, nem pedig magával a szöggel. Így első feladatunk olyan véletlenszám-generátor konstruálása volt, amely a Gauss-eloszlás transzformált eloszlása szerinti véletlen számokat generál.

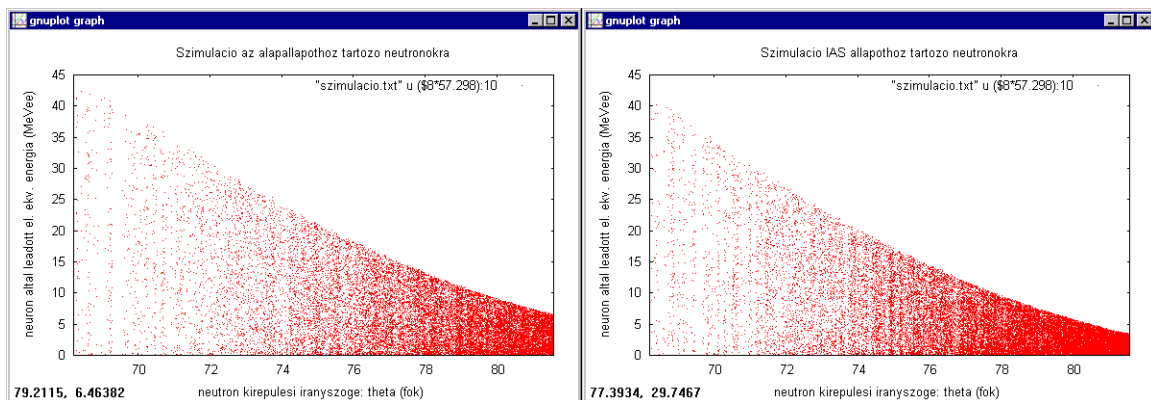
A  ${}^6\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{Li} + n$  reakció relativisztikus kinematikai leírását a 2.3. fejezet tartalmazza. A számoláshoz szükséges paraméterek a bemenő részecskék és a reakciótermékek tömegei, valamint a  ${}^6\text{Li}$  tömegközépponti rendszerbeli kirepülési szöge a  ${}^6\text{He}$  irányához

képest, amely a szimulációban a fentiek szerint egy meghatározott eloszlású véletlen változó volt. Ismerve az egyes detektorok pozícióját a keletkezett neutronok közül azok alkották a szimulált spektrumokat, amelyeket az adott detektor érzékelhetett. Ezt figyelembe véve tudtuk az egyes detektorokban várt futási idő spektrumokat (TOF) előállítani.

Az energia-spektrumok szimulálása némi nehézséget rejt magában. A korábban bemutatott energia-kalibráció a Cs és Co izotópok segítségével ugyanis a detektorok keVee (elektron ekvivalens keV) egységekben mért energia-kalibrációját tették lehetővé. A kalibráció során a fényimpulzusokat a gamma-részecskék által meglökött elektronok idézték elő. Adott energiájú gamma-foton a Klein-Nishina-formula segítségével kifejezhető mértékben lök meg egy elektront és az elektron váltja ki a fényimpulzust. A neutronok esetében meglökött protonok váltják ki a felvillanásokat, amelyeknek intenzitása érthetően másképpen függ a neutronok energiájától, mint függött a gamma részecskék energiájától. Egy adott fényhozamhoz tartozó a detektorban leadott elektron- és neutron-energia közötti összefüggést szintén irodalmi eredményekből nyertük [12]. Feltételeztük továbbá, hogy a neutron teljes energiája és a nulla energia között egyenletes valószínűséggel hagy energiát a szcintillációs detektorban.

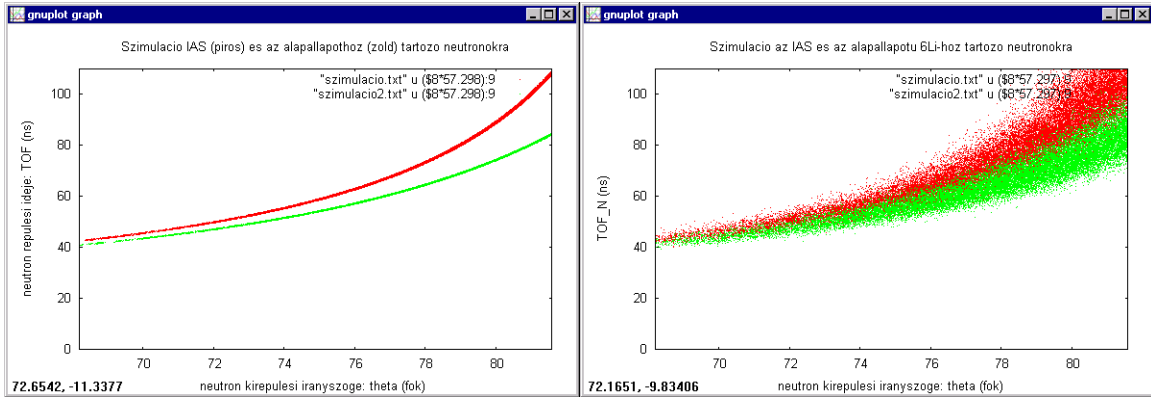
## 5.2. A szimuláció eredményei

A következő grafikonok a szimuláció eredményeképpen kapott neutron-energiákat és a neutronok futási idejét mutatják be (egy-egy pont egy esemény). Természetesen a kinematikai okokból az alapállapotú, illetve az izobár analóg  ${}^6\text{Li}$  reakciótermékekhez más-más energiájú neutronok tartoznak (5-4. ábra).



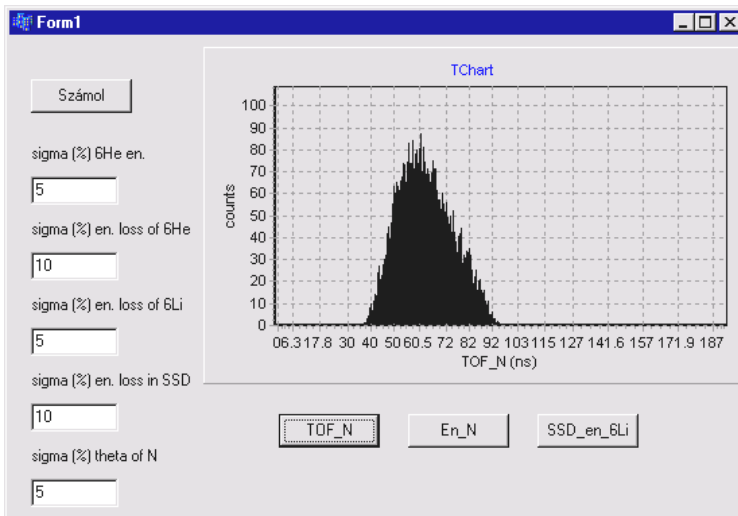
5-4. ábra. A kirepülő neutron által a szcintillációs detektorban keltett fényhozam szimulációja a kirepülés szögének függvényében.

Az időspektrumok számításánál a neutron fal detektorai esetében figyelembe kellett venni, hogy a detektorok különböző pontjai más-más távolságra vannak a céltárgytól. A 5-5. ábraán a neutron kirepülési szögének függvényében láthatjuk a repülési időt. A jobb oldali grafikonon nagy szórású energiavesztési valószínűségek esetében láthatjuk a különböző szögekhez tartozó futási idők bizonytalanságát.



5-5. ábra. A neutronok repülési ideje a kirepülés szögének függvényében. A piros görbék az IAS  ${}^6\text{Li}$ -hoz, a zöldek az alapállapotú  ${}^6\text{Li}$ -hoz tartoznak. A bal oldali ábrán az energiaveszteségek bizonytalanságának figyelembevétele nélkül, a jobb oldalin pedig azok figyelembevételével kirajzolódnak a görbék.

Végül a Borland C++ nyelven írt feldolgozóprogram képét az 5-6. ábra tartalmazza:

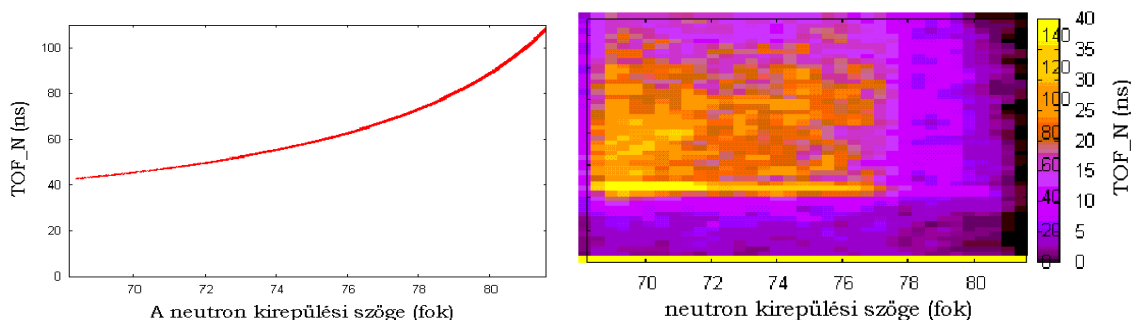


5-6. ábra. A szimulációs program felülete.

## 6. Kísérleti eredmények az izobár analóg állapotra vezető magreakciókról

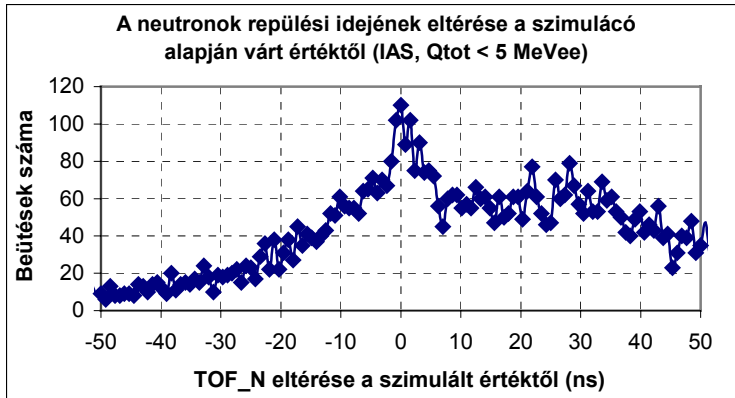
Az adatok kiértékelése során azt reméltük, hogy az egyes detektorok repülési idő spektrumában – az összes rendelkezésünkre álló adatszűrési eljárás alkalmazása mellett – meg fogjuk találni az izobár analóg és az alapállapotú  ${}^6\text{Li}$  keletkezésekor kirepülő neutronoknak megfelelő csúcsokat. Ha azonban csak azokat az eseményeket néztük, ahol a céltárgyba  ${}^6\text{He}$  hatolt be, majd legfeljebb kis szögben eltérült  ${}^6\text{Li}$  röpült ki, valamint a szcintillációs detektorok neutron-beütést észleltek, akkor az összesen rögzítésre került 6 millió esemény közül csak néhány száz felelt meg az elvárásoknak. Mindemellett szén céltárgy esetén sem változott lényegesen a kritériumoknak megfelelt események száma. Így például az 5 inches detektorok együttesen is kiértékelhetetlenül kevés olyan eseményt rögzítettek, amelyek feltehetően nem a céltárgybéli szén hatására keletkezett. Az 5 inches detektorok esetében az összes szűrési feltétel alkalmazása mellett a keresett neutron-csúcsokat nem találtuk meg a repülési idő spektrumában.

A neutron-fal detektorok jóval nagyobb felületét felhasználhattuk a keresett repülési idő csúcsok megtalálására. Ennek érdekében az összes neutron-fal detektorba csapódott neutron repülési idejét összesítettük. Ennek során figyelembe vettük, hogy a becsapódás pozíciójától függően kinematikai okok miatt más-más energiájú neutronok érkezését várjuk. A szimuláció során az izobár analóg  ${}^6\text{Li}$ -hoz meghatározott TOF\_N – repülési irány görbétől való eltérést vizsgáltuk (6-1. ábra).

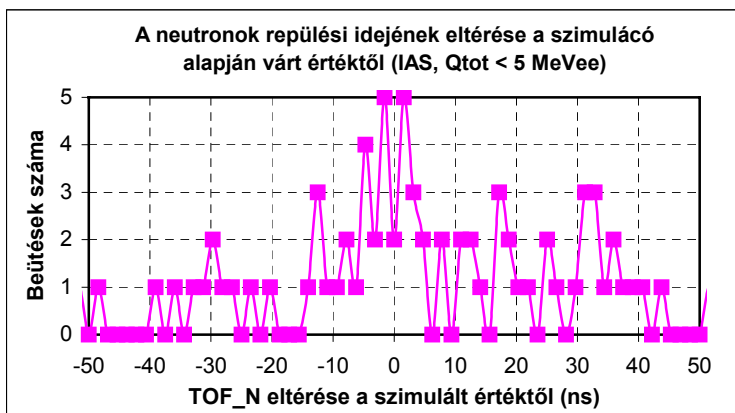


6-1. ábra. A szimulált repülési idő – kirepülési szög összefüggés az izobár analóg állapot esetében (balra), illetve a kísérleti eredményként kapott spektrum (jobbra).

Ha a kirepülő  ${}^6\text{Li}$ -ra vonatkozó feltételt figyelmen kívül hagyjuk, akkor a szimulált repülési időtől való eltérésre kapott spektrumon a 0 ns közvetlen környezetében valóban kaptunk egy csúcsot. Ha megköveteljük, hogy az SSD detektor érzékelje a kirepülő  ${}^6\text{Li}$ -ot, a csúcs szintén megmarad, magassága viszont nagyon visszaesik (6-2. ábra és 6-3. ábraák).



6-2. ábra. A szimulált görbétől való eltérés a repülési időben a neutron-fal detektor esetében. A 0 körüli csúcs feltehetően az izobár analóg  ${}^6\text{Li}$ -hoz köthető. A keletkező  ${}^6\text{Li}$  érzékelése nem volt feltétel.



6-3. ábra. A szimulált görbétől való eltérés a repülési időben a neutron-fal detektor esetében. A 0 körüli csúcs feltehetően az izobár analóg  ${}^6\text{Li}$ -hoz köthető. Itt a keletkező  ${}^6\text{Li}$  érzékelése az SSD detektor által feltétel volt. Láthatóan a csúcs még most is felismerhető, habár magassága jóval kisebb.

A rendelkezésre álló adatok tehát nem tették lehetővé az eredetileg meghatározni kívánt differenciális hatáskeresztmetszet meghatározását. Ennek ellenére remélhető, hogy a hatáskeresztmetszetre felső becslést tudunk majd adni. Ez a vizsgálat idő hiányában a szakdolgozat keretein belül nem valósulhatott meg.

## 7. Összefoglalás

Az egzotikus atommagok felépítésének megismerése az atommagmodellek konstruálásában és ellenőrzésében nagy segítséget jelent. Ezek az atommagok különleges neutron-szerkezettel bírnak, és a magbéli neutron-eloszlásról sok információt adnak az izobár analóg állapotra vezető töltéskicserélő reakciók. Ennek során az általunk vizsgált  ${}^6\text{He}$  atommag mellett elhaladó proton elveszti töltését és neutronként halad tovább, miközben a  ${}^6\text{He}$ -ből vele izobár analóg vagy alapállapotú  ${}^6\text{Li}$  keletkezik. Minthogy azonban a  ${}^6\text{He}$  felezési ideje másodpercnél rövidebb, céltárgyba nem implantálható, tehát a kinematikai elrendezésben a proton és a  ${}^6\text{He}$  szerepét fel kell cserélni. Az inverz kinematikájú töltéskicserélő reakciók vizsgálatának általunk alkalmazott módszere a szóródó neutronok detektálása. Ez nem szokványos eljárás, sikere sok technikai feltétel megoldásának záloga. A neutronok repülési idejének nagy pontosságú meghatározása mellett, a kísérleti tapasztalat szerint a neutron-gamma diszkrimináció hatékonysága központi fontosságú.

A dolgozat harmada szcintillációs detektorokkal érzékelt neutronok és gamma részecskék jelalakbeli különbségének vizsgálatával foglalkozik. Az elméleti háttér áttekintése után illesztési eljárással meghatároztam a két jelalakot jellemző időállandókat. A munka eredménye egy szoftver kifejlesztése, amellyel máskor, más körülmények között készített jelalakok vizsgálata is lehetséges. Ahhoz, hogy az egyes jelalakok elkülöníthetősége is megoldható legyen illesztési eljárással, zajmentesebb, nagyobb felbontású jelalakok lettek volna szükségesek, mint amelyek a vizsgálat során rendelkezésemre álltak. Ez további kísérletek elvégzésének igényét veti fel.

Munkám további része a  ${}^6\text{He}(p,n){}^6\text{Li}$  töltéskicserélő reakció vizsgálatához elvégzett kísérlet eredményeinek kiértékelése volt. A kísérlet során az időmérés pontossága kapta a legnagyobb hangsúlyt. Ez technikailag nagy kihívást jelent, és a mérés kiértékelésekor aprólékos kalibrációt igényelt. Végül 1 ns pontossággal sikerült megmérni a neutronok repülési idejét. Az általunk vizsgálni kívánt reakció rendkívül kis valószínűséggel zajlik le, ezért több millió rögzített esemény közül szoftveres feldolgozással kellett kiszűrniünk a néhány számunkra érdekeset. Az adathalmaz robosztussága miatt ez egyrészt gyors, nagy befogadóképességű programot igényelt, de az adatszűrés aprólékossága miatt a program egyúttal nagyon komplex is volt. Ennek megírása során is arra törekedtem, hogy a szoftver mások számára is kezelhető legyen.

A kísérleti eredmények további feldolgozás után elegendőek lehetnek a töltéskicserélő reakció differenciális hatáskeresztmetszetének felső becsléséhez. A kiértékelés során szerzett tapasztalatok további mérések megtervezésében és kiértékelésében hasznosulhatnak. Ezek a remélt eredmények nemzetközi érdeklődésre is számot tarthatnak.

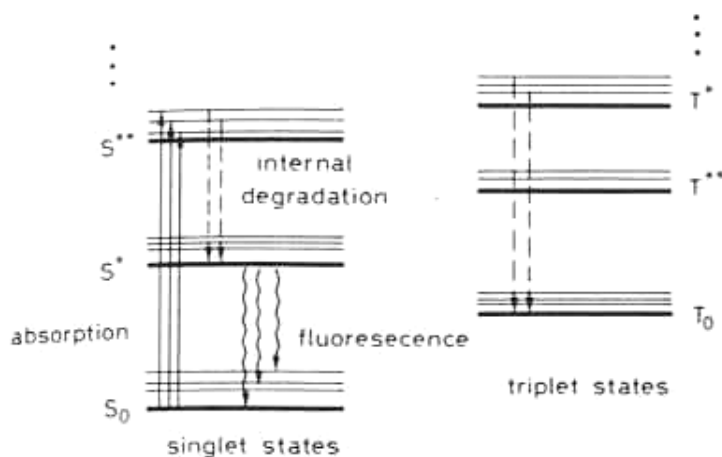
## 8. Függelék

### 8.1. A neutron-gamma diszkrimináció elmélete

A magfizikai mérésekben gyakorta használatos szcintillációs detektorok egyformán érzékenyek a neutronokra és a  $\gamma$ -fotonokra, és ez kellemetlen lehet, ha a két részecskéről külön-külön szeretnénk információt kapni. Tekintve, hogy ezen detektorok magas érzékenységgel és sok egyéb mérés technikailag előnyös tulajdonsággal rendelkeznek, újabb - a detektált részecske típusára érzékenyebb - detektorok kifejlesztése helyett érdemes megvizsgálni, nem oldható-e meg mégis az elkülönítés a detektorból nyert információ alapján, ami csakis a jel alakjában rejtőzhet. Hogy ennek lényegét megértsük, a gerjesztési mechanizmust, vagyis a szcintillációs detektor működési elvét kell megértenünk.

#### 8.1.1. Szcintillációs detektorok

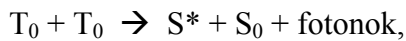
Amint egy neutron vagy  $\gamma$ -részecske a szcintillációs detektoron keresztülhalad Compton-effektus révén energiát ad át a szcintillációs anyag molekuláiban kötött elektronoknak. A magasabb energiaszintre kerülő elektronok egy karakterisztikus idő eltelte után legerjesztődnek és energiájuktól fotonok formájában szabadulnak meg. A szcintillációs folyadék molekulái tehát legerjesztődésük során fényt emittálnak, és a fényimpulzusokat a fotoelektron-sokszorozó konvertálja elektromos impulzusokká, amelyek azután feldolgozhatók. A szokásosan használt, szerves molekulák oldatát tartalmazó folyadék-szcintillátorokban ( $C_6H_6$ , NE213) a molekulák gerjesztési mechanizmusa két csoportra oszlik aszerint, hogy szinglett (S), vagy triplett (T) állapotban lévő elektronok gerjesztődnek:



8-1. ábra. A szcintillációs molekulák energia-nívói. Látható, hogy az alapállapotú szinglett elektronok nem gerjeszthetők olyan frekvenciájú fényvel, amelyet a legerjesztődés során a molekula kibocsát [ref.].

A szcintillátor az első gerjesztett szinglett ( $S^*$ ) és a szinglett alapállapot ( $S_0$ ) közötti átmenet során emittált fotonokkal szemben a leginkább átlátszó, ezért lényegében mindig

ezen átmenet fotonjait észleljük. Ez az átalakulás viszont mind a magasabban gerjesztett szinglett ( $S^*$ ,  $S^{**}$ , ...), mind pedig a tripllett ( $T^*$ ,  $T^{**}$ , ...) állapotokon keresztül megvalósulhat. Míg azonban a szinglett gerjesztések gyorsan; néhány nanoszekundum bomlási idővel gerjesztődnek le, addig a tripllett állapotok egy nagyságrenddel lassabban (néhány tíz nanoszekundum alatt) bomlanak. Ez utóbbi jelenség a tripllett – szinglett átlakulások tiltottságával magyarázható, amely emiatt lényegében csak a molekulák ütközése révén valósulhat meg:

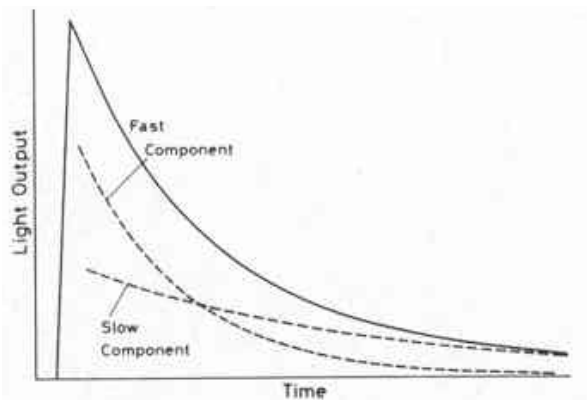


ahol  $T_0$  a tripllett alapállapot.

A szinglett átalakulásokból származó fotonok a fényimpulzus gyorsan lecsengő, nagy intenzitású, felfutó szakaszát, míg a tripllettől származók a hosszú, lassan lecsengő részét határozzák meg. A fényimpulzus tehát a két legerjesztődési folyamathoz tartozó exponenciális bomlással modellezhető:

$$N = A \cdot e^{-t/\tau_f} + B \cdot e^{-t/\tau_s}, \quad (1)$$

ahol  $N$  a még le nem gerjesztődött elektronok számát jelöli.



**8-2. ábra.** A beütések során keletkezett felvillanások amplitúdójának időbeli változása a szcintillációs detektorban. A gyors és lassú komponensek szerepe a neutronok és a gamma-fotonok által kiváltott felvillanások esetében eltérő.

Kísérleti megfigyelés, hogy a neutronok nagyobb arányban gerjesztenek tripllett elektronokat, mint a  $\gamma$ -fotonok. Ez azt eredményezi, hogy az általuk keltett fényjelekben a lassú komponens nagyobb súllyal lesz jelen, mint a fotonok jelében, azaz a fenti képletben a  $B/A$  arány nagyobb. Látjuk tehát, hogy a jelalakok analízise lehetőséget kínál a két részecske elkülönítésére, és - mint azt majd látni fogjuk - az összes eddig kifejlesztett eljárás ezen alapul.

### 8.1.2. Neutron – $\gamma$ megkülönböztetés illesztési paraméterek segítségével

Minthogy a jelalakok a fent leírt bomlási görbékből adódnak össze, azaz ismerjük a várt függvényalakot, első gondolatunk az lehet, hogy a jelalakokra az ismert görbecsalád megfelelő elemeit illesztjük, és az illesztési paraméterekből azonnal azonosíthatjuk a részecskéket. Ez az eljárás azonban mind matematikai (illesztés megbízhatósága), mind mérés technikai (jelalak minősége) szempontból nehézségeket rejt magában.

A jelalakok pontos rögzítése rendkívül gyors reagálású eszközök használatát igényli. Csak legalább 1 GS/sec sebességű, azaz másodpercenként egy milliárd adat rögzítésére képes analóg-digitális átalakító (FADC) használata esetén kapunk illesztésre alkalmas jelalakokat, ezek felbontása azonban rendszerint szerény: tipikusan 8 bites. A digitálisan rögzített jelalak nem csupán a bomlási görbékből tevődik össze, hanem az elektronikai rendszer ezen görbékre adott válaszfüggvényeként fogható fel. A bonyolult kapcsolást általában egy egyszerű RC körrel szokás modellezni, amelynek a fenti függvényalakra adott válasza analitikusan számolható:

$$L = A \left( e^{-t/\tau_{RC}} - e^{-t/\tau_f} \right) + B \left( e^{-t/\tau_{RC}} - e^{-t/\tau_s} \right), \quad (2)$$

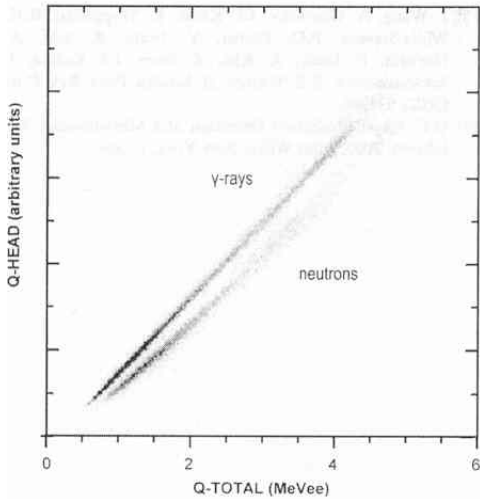
ahol  $\tau_{RC} = R \cdot C$  az RC-körhöz tartozó karakterisztikus időállandó.

Az illesztési nehézségek kisebb részben a szabad paraméterek nagy számából, sokkal inkább azonban az illesztendő függvényalak speciális alakjából fakadnak. A problémát az okozza, hogy a paraméterek különböző választása esetén is egészen hasonló függvényalakokat kaphatunk, ami maga után vonja az illesztési paraméterek várhatóan nagy hibáját, esetleg az illesztés egyértelműségének elvesztését is. A tapasztalat azt mutatja, hogy a (2) függvényalak öt szabad paraméteres illesztése egyéb megszorítások nélkül gyakorlatilag kivitelezhetetlen.

Ezt az utat követték a [13] cikk szerzői.

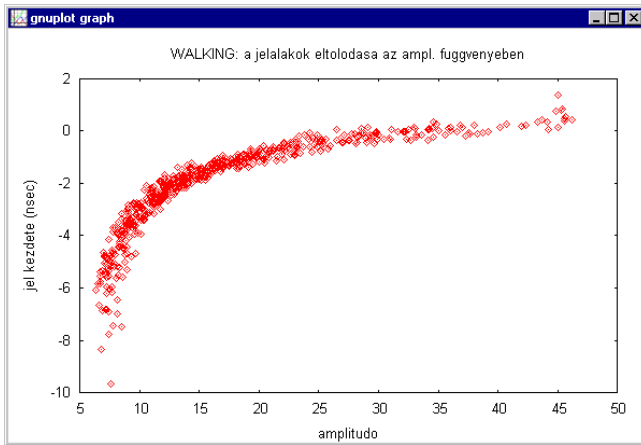
### 8.1.3. Egy egyszerű szétválasztási technika

A másik módszer azon az egyszerű észrevételre alapul, hogy a lassú komponens nagyobb arányban tartalmazó, vagyis  $\gamma$ -beütésekből származó jelalakok lecsengő szakaszának integrálja nagyobb a jel teljes integráljához képest, mint a  $\gamma$ -beütések esetében. Ez azt jelenti, hogy ha egy a jel kezdetétől számított időponttól kezdve a jelalak integrálját ábrázoljuk a jel teljes integráljának függvényében és ezt minden jelalakra elvégezzük, akkor két traktust kapunk, amelyek közül az egyik a  $\gamma$ -beütésekkel, a másik a neutronokéval azonosítható (8-3. ábra).



**8-3. ábra.** A jelalak felfutó részének integrálja teljes integráljának függvényében. Az egyes pontok, amelyek a detektált fényhozamoknak felelnek meg két jól elkülönülő sávba rendeződnek. A felső sáv a gamma részecskékhez, az alsó a neutronokhoz köthető [14].

Ez az eljárás egyszerűen kivitelezhető. Az egyetlen nehézség a jel kezdetének meghatározása lehet. A legtöbb digitális oszcilloszkóp ugyanis úgy működik, hogy egy meghatározott küszöbérték feletti jel hatására indul: ezen időpillanat körüli meghatározott időintervallumba eső történésekből készít egy felvételt. Minthogy az egyes jelek amplitúdója változó, az így felvett jelalakok nem lesznek szinkronban. Ha tehát valamely pontosabb eljárással meghatározzuk a jel kezdőpillanatát ezeken a felvételeken és azt az amplitúdó függvényében ábrázoljuk, akkor egy jellegzetes görbét kapunk. A jelenséget „walking”-nak, azaz sétálásnak hívják és a 8-4. ábraán szemléltetjük.



**8-4. ábra.** A „walking” jelenség bemutatása. Az általunk elvégzett illesztési eljárás során a jel kezdőpillanatát, illetve amplitúdóját jellemző paraméterek eloszlása (egy-egy pont egy-egy jelalaktól származik).

(Az ábrán bemutatott eredmények az általunk elvégzett illesztési eljárásból származnak, amelynek mi egy egyszerűsített változatát alkalmaztuk. A két lecsengő exponenciális bomlási tag helyett csak egyet használtunk a függvényalakban. Hipotézisünk az volt, hogy a gyors és lassú komponensek súlya közötti differencia az exponensben

megmutatkozik meg majd: ahol a lassú komponens nagyobb szerepet játszik ott az exponensben megjelenő bomlási állandó nagyobb lesz.)

## 8.2. A fényhozam kalibráció eredménye

8-1. Táblázat. A fényhozam-kalibrációból adódott keV/csatornaszám értékek az egyes detektorokhoz.

Paraméterek	Cs Compton-él (csatornaszám)	Forrásfajl	Co Compton-él (csatornaszám)	Forrásfajl	Kalibrált keV/#
Qtot-NW1	?		52	run13	20,00
Qtot-att-NW1	?		12	run13	86,96
Qtot-NW2	?		77	run13	13,51
Qtot-att-NW2	?		16	run13	66,67
Qtot-NW3	?		?		
Qtot-att-NW3	?		?		
Qtot-NW4	?		67	run13	15,63
Qtot-att-NW4	?		16	run13	64,94
Qtot-NW5	31	run8	58	run13	18,18
Qtot-att-NW5	7	run8	14	run13	76,92
Qtot-NW6	85	run6	185	run10	5,62
Qtot-att-NW6	20	run6	45	run10	23,26
Qtot-NW7	77	run6	171	run10	6,10
Qtot-att-NW7	19	run6	41	run10	25,64
Qtot-NW8	89	run6	196	run10	5,32
Qtot-att-NW8	21	run6	48	run10	21,74
Qtot-NW9	52	run7	140	run10	7,41
Qtot-att-NW9	21	run7	42	run10	25,00
Qtot-NW10	85	run5	186	run12	5,59
Qtot-att-NW10	24	run5	45	run12	23,26
Qtot-N1	260	run3	584	run9	1,78
Qtot-N2	293	run3	635	run9	1,64
Qtot-N3	332	run3	729	run9	1,43
Qtot-N4	363	run3	815	run9	1,28
Qtot-N5	692	run3	764	run9	1,36

## Tartalomjegyzék

1.	Neutronban gazdag, egzotikus atommagok vizsgálata radioaktív nyalábokkal .....	3
1.1.	Radioaktív nyalábok .....	3
1.2.	Irodalmi áttekintés .....	4
1.3.	Célkitűzés, a kísérlet leírása.....	7
2.	Az izobár analóg állapotokra vezető (p,n) reakciók vizsgálata .....	7
2.1.	Izospin-multiplettek .....	7
2.2.	A reakció kinematikája .....	9
2.3.	A kísérlet elvi felépítése.....	13
3.	A kísérleti elrendezés leírása .....	13
3.1.	A nyaláb futása során elhelyezett detektorok .....	13
3.2.	A fragmentum detektorok .....	15
3.3.	Idő és fényhozam mérés a neutrontetektor rendszerrel.....	15
3.4.	Az események kiértékelésének menete.....	16
3.5.	A neutrontetektor jelalakjának vizsgálata egy tesztdetektoron.....	17
4.	Kalibrációs mérési eredmények .....	22
4.1.	A neutrontetektorok kalibrációja .....	22
4.1.1.	Fényhozam kalibráció .....	22
4.1.2.	Pozíció és repülési idő kalibráció .....	27
4.1.3.	Neutron-gamma diszkrimináció.....	35
4.2.	A fragmentum-detektorok kalibrációi.....	37
4.2.1.	Futási idő kalibráció.....	37
4.2.2.	A fragmentum-detektorok energia-kalibrációja.....	41
4.2.3.	A fragmentumok azonosítása.....	46
5.	A detektorrendszer kísérletünkre adott válaszfüggvényének szimulációja .....	46
5.1.	A szimuláció vázlatja és gondolatmenete .....	46
5.2.	A szimuláció eredményei.....	48
6.	Kísérleti eredmények az izobár analóg állapotra vezető magreakciókról .....	50
7.	Összefoglalás .....	52
8.	Függelék.....	53
8.1.	A neutron-gamma diszkrimináció elmélete .....	53
8.1.1.	Szcintillációs detektorok.....	53
8.1.2.	Neutron – $\gamma$ megkülönböztetés illesztési paraméterek segítségével .....	55
8.1.3.	Egy egyszerű szétválasztási technika.....	55
8.2.	A fényhozam kalibráció eredménye .....	57

## Irodalomjegyzék

- [1] T. Teranishi et al., *Isobaric analog state of  $^{11}\text{Li}$* , Phys. Lett. B 407 (1997) 110-114.
- [2] J. D. Anderson, C. Wong and J.W. McClure, *Coulomb Displacement Energies Derived from the  $p,n$  Isobaric Reaction*, Phys. Rev. 138 (1965) B615.
- [3] S. D. Schery, D. A. Lind and Howard Wieman, *Nuclear matter distribution in  $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ , and  $^{124}\text{Sn}$  from the  $(p,n)$  reaction*, Phys. Rev. C 14, (1976) 1800.
- [4] J. A. Brown et al., *Measurement of the  $^1\text{H}(^6\text{He},^6\text{Li})n$  reaction in inverse kinematics*, Phys. Rev. C 54 (1996) 2105.
- [5] M. D. Cortina-Gil et al., *Charge exchange reaction induced by  $^6\text{He}$  and nuclear densities*, Nucl. Phys. A 641 (1998) 263.
- [6] S. Takeuchi et al., *Isobaric analog state of  $^{14}\text{Be}$* , Physics Letters B 515 (2001) 255-260.
- [7] Györgyi G. (1961) Elméleti Magfizika. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.
- [8] Richard B. Firestone (1996) Table of Isotopes, 8<sup>th</sup> ed. John Wiley & Sons, New York.
- [9] William H. Press, Saul A. Teukolsky, Numerical Recipes, Villiam T. Vetterling and Brian P. Flannery (1992) Numerical Recipes in C, 2<sup>nd</sup> ed. Cambridge University Press.
- [10] Glenn F. Knoll (1989) Radiation Detection and Measurement. John Wiley & Sons, New York.
- [11] Rényi A. (1968) Valószínűségszámítás. Tankönyvkiadó, Budapest.
- [12] P. Netter, L. Lassen, R. Schreck and H. Gemmeke, *A large position-sensitive neutron detector* 185 (1981) 165-174.
- [13] S. Marrone et al., *Pulse shape analysis of liquid scintillators for neutron studies*, Nuclear Instruments & Methods in Physics 490 (2002) 299-307.
- [14] Philip D. Zecher, Aaron Galonsky, D. E. Carter, Zoltán Seres, *Neutron/ $\gamma$ -ray pulse-shape discriminator*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 508 (2003) 434-439.