



SZCINTILLÁTOR ALAPÚ NEUTRONSPEKTROMÉTER ÉS
ALKALMAZÁSAI

doktori (Ph.D.) értekezés

Oláh László

Debreceni Egyetem, Természettudományi Kar
Debrecen, 2000.

TARTALOMJEGYZÉK

1. Bevezetés	2.
2. Irodalmi előzmények – neutrondetektálási módszerek	5.
2.1 Szerves szcintillátorok	6.
2.2 Neutron-gamma szétválasztás	12.
2.3 Spektrum unfolding	15.
2.31 Meglökött protonok spektrumának jellemzői	15.
2.32 Unfolding módszerek	20.
2.321 Derivált unfolding	21.
3. Kísérleti rész – a mérőrendszer	29.
3.1 A mérőrendszer felépítése, jelformálás	29.
3.2 Adatfeldolgozás	33.
3.21 Az UnfSpec program	33.
3.22 Az UnfSpec program beillesztése az AccuSpec analízátor-programba	39.
4. A mérőrendszer energiahitelesítése, mérési eredmények	42.
4.1 A neutronspektrométer energiahitelesítése	42.
4.2 Mérési eredmények	52.
4.21 Pu-Be forrás neutronspektruma	53.
4.22 14MeV-es monoenergetikus neutronspektrum	55.
4.23 Deutérium gáz target neutronspektruma	58.
4.24 Vastag Be(d,n) target neutronspektruma	64.
4.25 Kiterjedt közeg neutrontranszmissziós spektruma	68.
5. Összefoglaló	72.
6. Summary	74.
7. Irodalomjegyzék	76.
Függelék	79.
A Az értekezés témakörében megjelent saját publikációk listája	79.
B Programlista: UNFSPEC.PAS program	81.

1. Bevezetés

A gyors neutronok energiamérésére kidolgozott detektálási módszerek közül kiemelkedő jelentőségűek a széles energiatartományban magas hatásfokkal működő szcintillátor alapú mérőrendszerek. A neutronok könnyű magokon történő rugalmas szórás folyamatát hasznosító különféle szerves szcintillátorok kiváló neutron-gamma diszkriminációs tulajdonságaik miatt gyorsneutron-spektrometriai célokra különösen előnyösen alkalmazhatók, azonban a repülési-idő módszer hiányában a jelen értekezés tárgyát is képező szcintillátor alapú neutronspektrométer energiahitelesítéséhez az alkalmazott szcintillátor fényhozamának energiafüggését leíró függvény, ún. fényhozamgörbe pontos ismerete is szükséges.

Ugyan számos mérést végeztek a különböző szcintillátorok hatásfokának és fényhozamának meghatározására, azonban az alkalmazott anyagok különböző tisztasága, mérete és előélete miatt ezen "abszolút" adatok helyett indokolt az adott kísérleti eszközök specifikus tulajdonságait is tartalmazó, saját méréssel felvett hitelesítési görbe használata. Az energiahitelesítésre használt bonyolultabb, komoly kísérleti felszereltséget igénylő módszerekhez képest a jelen munkában bemutatott viszonylag egyszerű módszerrel jelentősen kevesebb idő és pénz ráfordítással is jó eredmény érhető el. A több monoenergetikus neutroncsoporttal végzett hitelesítési eljárás helyett sokkal gyorsabb és hatásosabb egy folytonos, ismert energiaeioszlású neutronspektrumra kidolgozott hitelesítési módszer.

Számos szerzőnek az utóbbi évtizedekben végzett egyező eredményű mérései és számításai alapján a ^{252}Cf hasadási neutronspektruma jól ismert referencia spektrumnak tekinthető, amellyel a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén

kiépített, NE213 szerves szcintillátor alapú neutronspektrométer energiahitelesítése az ismertetett módszerrel megközelítőleg 12 MeV-ig elvégezhető.

A mért protonspektrumok feldolgozására az elérhető számítástechnikai eszközök (PC kategória) miatt választott egyszerű derivált unfolding módszer alkalmazásával az igényelt gyors feldolgozási sebesség is elérhető.

Munkámmal szeretném bemutatni, hogy a felhasznált, illetve az energiahitelesítésre kidolgozott módszerek segítségével egy egyszerűen használható, és a gyors adatfeldolgozás révén teszt jellegű mérésekre is alkalmas mérőrendszer kapható, amellyel az elmúlt években számos mérésorozatot végeztünk és bebizonyosodott, hogy az alkalmazott viszonylag egyszerű módszerek ellenére a jóval bonyolultabb rendszerekéhez hasonló jó eredmények érhetők el.

A továbbiakban a 2. fejezet első részében a szerves szcintillátorok alapvető működési mechanizmusát foglaltam össze, külön kiemelve azokat a sajátságokat, amelyek lehetővé teszik a fejezet további részében ismertetett, valamint a mérőrendszerünkben is felhasznált impulzusalak-diszkrimináció módszerének alkalmazását. A fejezet további részében a szerves szcintillátorokkal mérhető meglökött protonspektrum jellemzői, a protonspektrumból a neutronspektrum előállítására felhasznált "derivált unfolding" módszer elméleti alapjai és az alkalmazott "derivált-szűrő" tulajdonságai kerülnek ismertetésre. A fenti módszer alapján az unfolding végrehajtására Turbo Pascal nyelven írt számítógépprogram kódját a Függelék B része tartalmazza.

A 3. fejezetben a mérőrendszer felépítésének részletes ismertetése, az unfolding program jellemzőinek és használatának, valamint a program egyszerű felhasználását elősegítő segédprogramok leírása található.

A 4. fejezet az energiahitelesítésre kidolgozott, viszonylag egyszerű mérésekkel megvalósítható módszert, és az eredményül kapott fényhozamgörbét tartalmazza, amelyet kiegészít a jelen munka tárgyát képező spektrométer felhasználási lehetőségeinek, és az elvégzett mérések eredményeinek bemutatása.

2. Irodalmi előzmények – neutrondetektálási módszerek

Neutronok detektálása - elektromosan semleges, nem ionizáló részecskéről lévén szó - kizárólag az erős kölcsönhatással végbemenő folyamatokon keresztül és csakis közvetett úton valósítható meg, nevezetesen az atommagokon végbemenő szórás vagy a neutronok által létrehozott magreakciók során kiváltott ionizáló részecskék mérésével, illetve az utóbbi folyamat speciális eseteként a radioaktív befogás során keletkezett magok aktivitásmérésével. A lehetséges detektálási alapfolyamatok közül a mérni kívánt neutronok jellemzőinek – legfőképp az energiájuknak és intenzitásuknak legmegfelelőbb folyamatot kell kiválasztani.

A neutronok detektálására kifejlesztett módszerek jelentős része - például fóliaaktiváció, szilárdtest nyomdetektor, ${}^6\text{Li}$ vagy ${}^{10}\text{B}$ tartalmú szcintillációs számláló, ${}^{10}\text{B}$ töltésű ionizációs kamra vagy hasadási kamra alkalmazása - csak neutronszámlálásra, illetve fluxusmérésre alkalmas, és a felsorolt első két esetben csak igen fáradságos kiértékelés árán.

A jelen munka keretében vizsgált gyors neutronok energiamérésére is felhasználható módszerek (${}^3\text{He}$ töltésű proporcionális számlálók, szcintillátorok, protonradiátoros félvezető detektorok, teleszkóptechnika alkalmazása) közül magas detektálási határfoka és a viszonylag széles, 1 MeV és néhányszor 10 MeV közötti energiatartományban való egyszerű alkalmazhatósága miatt elsősorban a rugalmas szórás folyamatát hasznosító különféle szerves szcintillátorok bizonyultak hasznosnak.

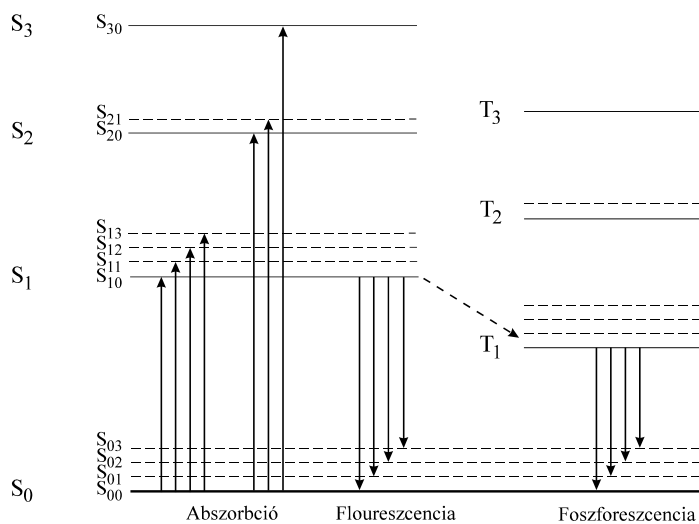
2.1 Szerves szcintillátorok

Különbéle sugárzások detektálása az általuk kiváltott fényimpulzusok segítségével ugyan az egyik legrégebben alkalmazott eljárás, azonban mind a mai napig az egyik leghasznosabb és leggyakoribb spektroszkópiai detektálási módszer. Ideális esetben a szcintillátoranyag a bejövő töltött részecske kinetikus energiáját a beérkezési iránytól függetlenül széles energiatartományban lineárisan és nagy hatásfokkal képes detektálható fényvé átalakítani, a létrejövő fényimpulzusok rövid idejűek (gyors elektromos impulzusok előállítására alkalmasak), a szcintillátoranyag önmaga átlátszó az általa kibocsátott fény számára, valamint a fotoelektron-sokszorozóhoz való jó optikai csatolás érdekében a kibocsátott fény hullámhossza az alkalmazandó fotoelektronsokszorozó fényérzékenységi görbéjének a maximumára illeszkedik, és erre a hullámhosszra a szcintillátoranyag az üveg törésmutatójához közeli törésmutató értékkel rendelkezik. Számos szcintillátoranyagot fejlesztettek ki az utóbbi évtizedekben [1], [2] azonban egyetlen anyag sem teljesíti egyidejűleg az összes fenti követelményt, ezért az alkalmazás céljának megfelelő legfontosabb szempontok szerint kell kiválasztani a legmegfelelőbb szcintillátort. Ilyen módon a lineáris és nagy fényhozamú, nagy sűrűségű, de viszonylag lassú szerves szcintillátorok γ -spektroszkópiai alkalmazásoknál, míg a kisebb fényhozamú, nem lineáris, de jóval gyorsabb szerves szcintillátorok β -spektroszkópiánál és gyors neutronok detektálásánál előnyösek. Ez utóbbi, számunkra fontos esetben a szcintillátoranyagban a gyors neutronok detektálása elsősorban a könnyű magokon történő rugalmas szórás során keletkezett meglökött magok, leggyakrabban a rugalmas szórás kinematikája alapján a legnagyobb energiaátadást biztosító meglökött protonok segítségével, azok kinetikus energiájának fényvé alakításával történik.

A neutronspektroszkópiai célokra alkalmas szerves szcintillátorok működési mechanizmusa a következőkben foglalható össze.

A szcintillátoranyagban többféle folyamat is fény kibocsátására vezet. A fluoreszcencia során a felvett gerjesztési energia nagy részének fény formájában történő prompt emissziója történik. A foszforeszcencia a fluoreszcenciával kibocsátott félynél hosszabb hullámhosszú és általában lassabb lecsengési idejű fény kibocsátása. A késleltetett fluoreszcencia során a prompt fluoreszcencia sugárzásával megegyező hullámhosszú, de jóval hosszabb karakterisztikus lecsengési idővel jellemezhető fényt emittál a szcintillátor.

A szerves szcintillátorokban a fent említett fénykibocsátási folyamatok egyedi molekulák energiaszintjei közötti átmenetek során valósulnak meg. Ezen anyagok döntő többségének szerves molekulái π -elektron szerkezettel rendelkeznek, amelynek jellemző energiaszintjei az 1. ábrán láthatók [3], (S_0, S_1, S_2, \dots a szinglett (0-spinű), T_1, T_2, T_3, \dots a tripllett (1-spinű) állapotokat jelöli)



1.ábra – Szerves szcintillátorok energiaszintjei

A szcintillátor molekuláinál az S_0 - S_1 szintek energiakülönbsége körülbelül 3-4 eV, a magasabban fekvő szinglett állapotok közötti távolság pedig ennél valamivel kevesebb. Minden egyes szinglett és tripllett állapotra a molekulára jellemző vibrációs spektrum ($S_{i0}, S_{i1}, S_{i2} \dots$), ($T_{i0}, T_{i1}, T_{i2} \dots$) épül fel 0.15 eV körüli szintkülönbségekkel. Mivel ez is jóval meghaladja a hőmozgás átlagos (≈ 0.025 eV) energiáját, ezért szobahőmérsékleten szinte az összes molekula az S_{00} alapállapotban található. Egy töltött részecske kinetikus energiájának abszorpciója révén a felsőbb szinglett állapotba került gerjesztett molekula belső konverzió révén, sugárzás kibocsátása nélkül néhány ps alatt az S_{1i} állapotokba gerjesztődik le. Hasonlóan gyorsan a gerjesztett vibrációs állapotok is leadják energiájukat, és így a gerjesztés után elhanyagolhatóan rövid időn belül a molekulák csupán az S_{10} állapotot népesítik be.

A prompt fluoreszcencia során az S_{10} és az alapállapotra épülő valamely S_{0i} vibrációs állapot közötti átmenetnek megfelelő energiájú fényt sugároz ki a szcintillátor, amelynek az intenzitása t idővel a gerjesztés után az exponenciálisan csökkenő $I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ függvénnyel adható meg, ahol τ az S_{10} állapot élettartamát jelöli. A legtöbb szerves szcintillátorban $\tau \approx 1-4$ ns, vagyis a prompt komponens igen gyors lefutású.

A molekulák közötti kölcsönhatás során néhány S_{1i} szinglett állapotból átmenet jöhet létre a T_1 tripllett állapotba, amelynek azonban az előzőeknél jóval hosszabb az élettartama, ezért a foszforeszcenciát létrehozó $T_1 \rightarrow S_0$ átmenet során kibocsátott fény hosszabb lecsengési idejű, valamint az energiaszintek elhelyezkedéséből adódóan nagyobb hullámhosszú, mint a fluoreszcencia esetén.

A T_1 tripllett állapot hosszú élettartama alatt, még a foszforeszcencia fellépése előtt néhány esetben a molekula szomszédáival való kölcsönhatás során alapállapotba

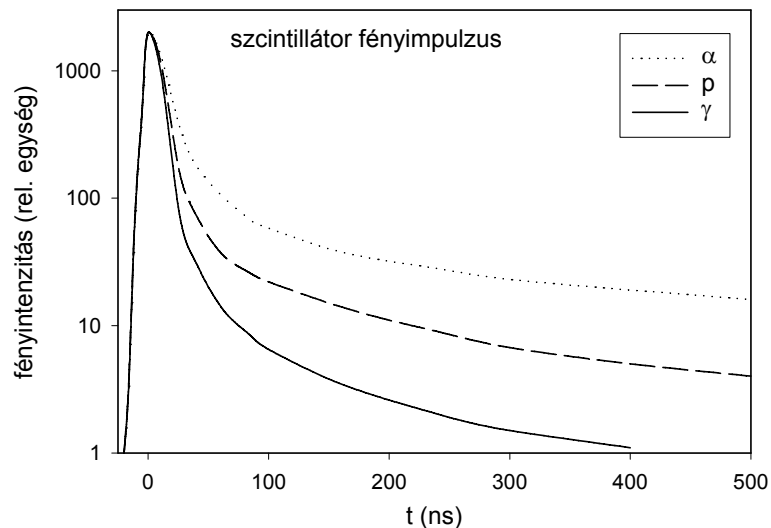
kerülhet, míg ugyanakkor egy szomszédja visszagerjesztődik az S_I állapotba, ahonnan normál fluoreszcencia révén, de a prompt folyamathoz képest késve az S_{0i} állapotokba gerjesztődik le (késleltetett fluoreszcencia).

Mivel a fent leírt folyamatokban emittált fotonenergiák alacsonyabbak az erősen abszorbeált fotonenergiáknál, pontosabban kicsi az átfedés az abszorpció és az emissziós spektrum között, ezért csekély az anyagban fellépő önabszorpció, vagyis a szcintillátor anyaga átlátszó az általa kibocsátott fényre. Az önabszorpció még további csökkentésére és a fotoelektronsokszorozóhoz való spektrális illesztés javítása céljából gyakran alkalmaznak a fény hullámhosszát növelő, ún. "shifter" adalékanyagokat, amelyek képesek a primer szcintillációs fotont elnyelni, és nagyobb hullámhosszon visszasugározni.

A szcintillátorok döntő többségénél az emittált fény nagy része a prompt fluoreszcenciától származik, de kisebb részben a késleltetett fluoreszcencia is jelen van, így a fényintenzitás időbeli változását sokszor kielégítő módon két (egy gyors és egy lassú lecsengésű) exponenciális függvény összegeként lehet jellemezni [4]. A gyors komponens néhány ns -os, a lassú komponens néhány száz ns -os karakterisztikus idővel írható le. Az első látásra károsnak tűnő lassú komponens igen hasznossá teszi azonban a következő, igen figyelemreméltó tulajdonsága, nevezetesen, hogy a lassú komponens és a teljes fényintenzitás aránya gyakran a gerjesztő részecske jellemzőitől is függ. Ez részben a különböző részecskék által a pályájuk mentén létrehozott különböző tripllett állapotok sűrűségével magyarázható, és így ezt elsősorban a gerjesztő részecskék dE/dx fajlagos energiavesztesége határozza meg. Annál nagyobb a lassú komponens aránya, minél nagyobb a dE/dx . Ilyen módon a detektált részecskék a fényimpulzus alakja alapján megkülönböztethetők. Az impulzusalak-diszkriminációra tehát azok az anyagok a legelőnyösebbek - pl. a stilbén, valamint néhány folyadékszscintillátor (NE213

/Nuclear Enterprises Ltd/ ekvivalens típusa: BC501 /Bicron/, NE218, NE230), amelyeknél különböző részecskék esetén a lassú komponens erősen eltérő a járulékot szolgáltat [5], [6] [7], [8], lehetővé téve a később ismertetett mérőrendszerünkben elengedhetetlen neutron-gamma impulzusalak diszkriminációt.

A 2. ábrán az általunk is részben alkalmazott stilbén különféle sugárzások által kiváltott fényimpulzusai láthatók [4].



2. ábra – Stilbén szcintillátor fényimpulzusai γ , p és α részecskére

A többnyire többkomponensű folyadék- és plastik-szcintillátorokban a rugalmas szórás során az oldószer által abszorbeált gerjesztési energia több lépésben, molekuláról molekulára vándorolva jut el a szcintillációra képes molekulára, ahol a legerjesztődés az előzőekben ismertetett szcintillációs módon végbemehet.

Mivel a szcintilláción kívül végbemehet még sok más, fényemisszió nélküli legerjesztődési folyamat is ("quenching"), ezért a töltött részecskének a szcintillátorban leadott kinetikus energiájának csak egy része alakul látható fényvé. Ennek és a részecske teljes energiavesztésének az aránya adja meg a szcintillációs hatásfokot, amely általában a részecskének mind a típusától, mind pedig az energiájától is függ. Ha a szcintillátor hatásfoka független az energiától, akkor a fényhozam energiafüggése lineáris. Ez tapasztalható az antracén, a stilbén és több szerves plasztik- és folyadékszscintillátor esetén, ahol az elektronok fényhozama kb. 120 keV felett már lineáris. Az elektronokkal megegyező energiájú, de nehezebb töltött részecskék (p, α, \dots) fényhozama mindig alacsonyabb, és jóval magasabb energiákig nem lineáris. Ez a körülmény sajnos eléggé megnehezíti a közvetett módon, meglökött protonok segítségével, neutronokat detektáló mérőrendszer energiahitelesítését, melyet a 4. fejezetben részletesen megvizsgálók.

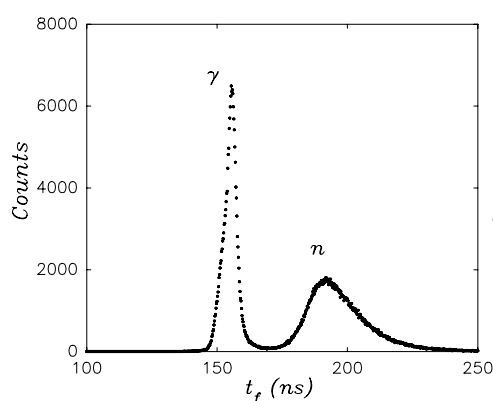
2.2. Neutron-gamma szétválasztás

A neutronok szcintillátorokkal történő detektálásakor állandóan problémát jelent a gamma háttér, mivel szinte minden esetben ezek az anyagok a gamma sugárzást is nagy hatásokkal detektálják. Így a neutronok és a γ -kvantumok által együtt létrehozott, egymásra szuperponált impulzusamplitúdó-eloszlás mérhető, amelyből a gamma háttér kiszűrése nélkül nem lehet a neutronok pontos energiáját és fluxusát megállapítani. Sajnos a neutronok előállítására használt neutrontermelő reakciók többségének a gamma hozama is jelentős, valamint a neutronok által létrehozott reakciók is intenzív gamma források, azonban a szerves szcintillátorok igen kedvező tulajdonsága, hogy nem túl nagy intenzitásokig impulzusalak-diszkriminációval igen jó neutron-gamma szétválasztás érhető el.

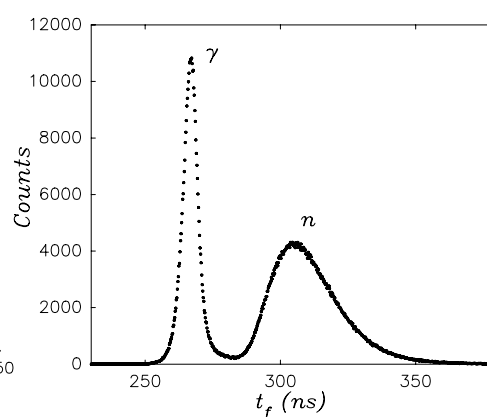
A szerves szcintillátoranyagban a neutronok döntő részben a protonokon történő rugalmas szórás, a gamma sugarak pedig az atomi elektronokon létrejövő Compton-szórás folyamatában adják le energiájukat. Az azonos energiájú meglökött protonoknak és elektronoknak különböző tömegük miatt eltérő a fajlagos ionizáló képessége, és így különböző az általuk kiváltott fény időbeli lecsengése is, pl. NE213 típusú szcintillátornál elektron esetén ≈ 10 ns, míg protonra ≈ 130 ns [9]. A gamma sugarak Compton-szórása során kiváltott elektronok által létrehozott gyors lecsengésű fényt a fotoelektronsokszorozó gyors lefutású áramimpulzussá alakítja. Ez az áram egy csatolókondenzátort tölt, amelyen így egy gyors felfutású feszültségimpulzus jön létre. Ugyanezen a módon a protonok lassabb lecsengésű fényjele lassabb felfutású feszültségimpulzust hoz létre. Az elmúlt évtizedekben az elérhető elektronikus időzítési technika fejlődésének megfelelően számos különböző impulzusalak-diszkriminációs módszert fejlesztettek ki [10], köztük a tértöltés telítéses [11], a töltésszehasonlításos [12], a Forte [13] és a különböző nullátmenetes

[14],[15],[16] módszereket. Ezeknél a módszereknél a különböző felfutási idejű feszültségimpulzusokat különféle műveletek (nyújtás, invertálás, differenciálás,...) és keverési eljárások segítségével egyszerűen szelektálható (pl. különböző polaritású, vagy időben eltérő nullátmenettel rendelkező) impulzusokká alakítják át. A korszerűbb rendszerekben hasonló módon, a jelalak-diszkrimináció során a feszültségimpulzusok felfutási idejét valamilyen módon megmérve a neutronoktól és a gamma-sugárzástól származó impulzusok elektronikusan szétválogathatók.

A 3. ábrán a következő fejezetben részletesen ismertetett mérőrendszerrel egy Pu-Be forrásnak stilbénnel, a 4. ábrán pedig NE213 típusú folyadékszcintillátorral felvett időspektruma látható.



3. ábra–Pu-Be forrás impulzus felfutási-időspektruma (stilbén)



4. ábra– Pu-Be forrás impulzus felfutási-időspektruma (NE213)

Az impulzusalak-diszkrimináció jellemzésére a következő mennyiségek használatosak: a P_n/V arány (P_n - a neutroncsúcs, V - a két csúcs közötti völgy magassága) és a következő egyenlet által definiált

$$M = \frac{T_{n\gamma}}{W_n + W_\gamma}$$

"jósági tényező", ahol $T_{n\gamma}$ - a két csúcspól távolsága, W_n és W_γ - a neutron és a gamma csúcsok félértékszélessége. Az ábrázolt időspektrumok esetén $M \geq 1.27$, így már a szétválasztás megfelelőnek tekinthető, ugyanis ez már elméletileg a detektálni nem kívánt részecske kb. 1:750-es elnyomásánál jobb értéket jelent. A valóságban a fellépő véletlen koincidenciák és a 'pile-up' effektus valamelyest ronthat ezen az arányon.

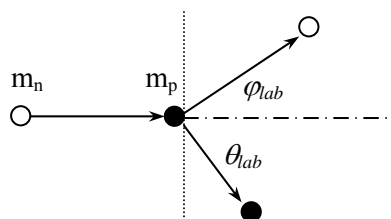
Mind a P_n/V , mind az M mennyiség értéke jelentősen leromlik, ha túl kicsi az analizált impulzus amplitúdója, mert bizonytalanabbá válik a lecsengési idő mérése. Így a jó diszkrimináció elérése céljából különösen fontos az impulzusok megfelelő mértékű erősítése, illetve az alsó diszkriminációs szint megemelésével az adott mérés szempontjából felesleges kisebb amplitúdójú jelek letiltása.

2.3 Spektrum unfolding

2.31 Meglökött protonok spektrumának jellemzői

Mivel a szerves szcintillátorba beérkező gyors neutronok a rugalmas szórás során meglökött könnyű magok, legfőképp protonok közvetítésével váltják ki a detektorjeleket, ezért a mérőrendszer által rögzített elsődleges spektrum valójában a meglökött protonok energia eloszlását jellemzi.

Egy E_n kinetikus energiájú neutronnak protonon történő rugalmas szórása során a laboratóriumi vonatkoztatási rendszerben θ_{lab} szög alatt kilépő proton kinetikus energiája [17]



$$E = E_n \frac{4m_n m_p}{(m_n + m_p)^2} \cos^2 \theta_{lab} \xrightarrow{m_n \approx m_p} E = E_n \cos^2 \theta_{lab} \quad (2.1)$$

Felhasználva, hogy a tömegközépponti rendszerben mért $\theta_{tkp} = 2\theta_{lab}$, és $\theta_{tkp} = \pi - \varphi_{tkp}$, ahol φ_{tkp} a neutron szórási szöge,

$$E = \frac{E_n}{2} (1 - \cos \varphi_{tkp}) \quad (2.2)$$

Mivel ez alapján egyértelmű kapcsolat van a laborrendszerben mért protonenergia és a tömegközépponti rendszerben mért neutronsórési szög között, ezért a

laborrendszerben az $(E, E+dE)$ intervallumba eső energiával rendelkező proton szórási valószínűsége megegyezik a tömegközépponti rendszerben a neutronnak (2.2) alapján az ehhez az energiához tartozó φ_{tkp} szórási szög körüli $d\Omega_{tkp}=2\pi\sin\varphi_{tkp}d\varphi_{tkp}$ térszögbe történő szórásának valószínűségével

$$P(E)dE = P(\varphi_{tkp})2\pi\sin\varphi_{tkp}d\varphi_{tkp} \quad (2.3)$$

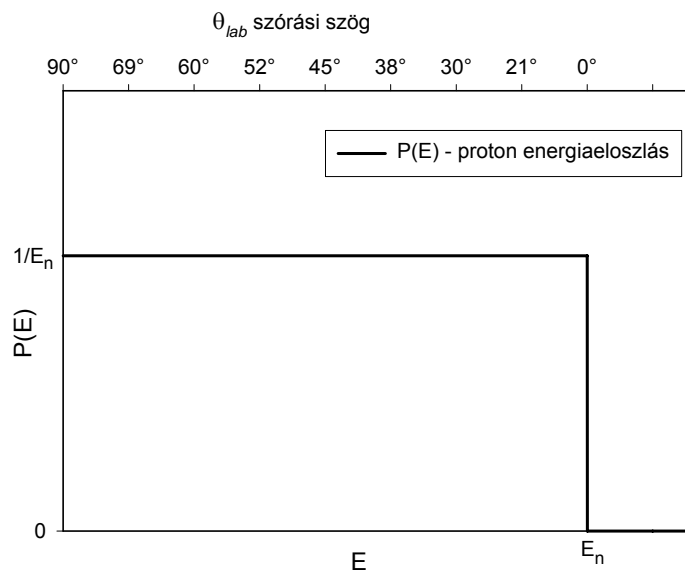
Felhasználva, hogy $\frac{dE}{d\varphi_{tkp}} = \frac{E_n}{2}\sin\varphi_{tkp}$

$$P(E) = P(\varphi_{tkp})\frac{4\pi}{E_n} \quad (2.4)$$

Tömegközépponti rendszerben izotróp szórás esetén minden neutron szórási szög egyenlően valószínű, vagyis $P(\varphi_{tkp}) = \frac{1}{4\pi}$, így végül

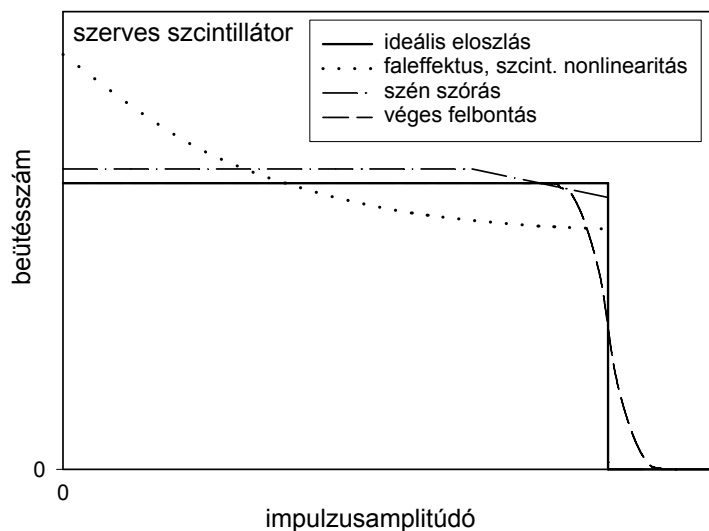
$$P(E) = \frac{1}{E_n} \quad (2.5)$$

Tehát monoenergetikus neutronokra a tömegközépponti rendszerben a 10 MeV-ig igen jó közelítéssel teljesülő izotróp szórást feltételezve a protonok laborrendszerbeli energiaeloszlása a beérkező neutron energiája által megadott maximális energiáig terjedő egyenletes eloszlás, vagyis a következő ábrán látható téglalapspektrum.



5. ábra – Monoenergetikus neutronok által meglökött protonok energiaeloszlása

A mérhető impulzusamplitúdó eloszlásnál azonban az alkalmazott szerves szcintillátor nem lineáris fényhozama, a többszörös szórás, a faleffektus és a szénmagokon ugyancsak végbemenő szórás miatt a 6. ábrán szemléltetett következő spektrumtorzító hatások jelentkeznek.



6. ábra – Spektrumtorzító hatások a mért protonspektrumnál

A szerves szcintillátorok fényhozamának energiafüggését, és így közvetve az impulzusamplitúdó energiafüggését megadó fényhozamgörbe sajnos nem lineáris, alacsony energiákon egyre kisebb a meredeksége, ezáltal az energia csökkenésével a ténylegesen mért spektrumban ugyanolyan szélességű impulzusamplitúdó tartomány egyre nagyobb energiatarományok felel meg. Emiatt tehát az alacsony amplitúdójú résznél a téglalap alakhoz képest a mért eloszlás megemelkedik.

Ha a meglökött magok hatótávolsága összemérhető a szcintillátor méretével, akkor mindig jelentős hatása van a faleffektusnak is, ugyanis ekkor a meglökött magok nem elhanyagolható valószínűséggel kiszökhetnek az aktív detektortérfogatból, úgy, hogy csupán energiájuknak egy részét adják le abban. Ez a hatás szintén az

alacsony amplitúdójú szakasznak a nagyobb amplitúdójú tartomány rovására történő megemelkedéséhez vezet.

A neutronok esetenként fellépő többszörös szórása által meglökött protonok fényimpulzusai a lecsengési időhöz képes olyan rövid időkülönbséggel keletkeznek, hogy valójában egy eredő impulzust érzékelünk ebben az esetben is, ám ez nyilván az egyszeres szórásnál mindig nagyobb amplitúdóval. Ezáltal a spektrum alacsony tartományának felfelé tolódása következik be. Szerencsére a néhány centiméter méretű szcintillátoroknál ez a hatás még egyáltalán nem jelentős.

A hidrogén mellett természetesen minden szerves szcintillátor nagyszámú szénatomot is tartalmaz. A szénmagokon létrejövő szórás a protonoknál nagyobb specifikus energiaveszteségű szénmagok jóval alacsonyabb szcintillációs hatásfoka miatt közvetlenül nem okoz jelentős változást, azonban egy közvetett módon létrejött hatás érzékelhető. A szénmagon már szóródott neutron kezdeti energiájának egy részének (de max. 28 %) elvesztése után ugyanis természetesen nagy valószínűséggel szóródhat egy protonon, és így annak már csak alacsonyabb energiát képes átadni. Emiatt a spektrumalakon közvetlenül a maximális energiához tartozó impulzusamplitúdó alatt egy enyhe letörés jelentkezik.

A fotonkeltés, fotonbegyűjtés és fotoelektronkeltés folyamatok statisztikus hibája és az alkalmazott elektronikus elemek zaja miatt kialakuló véges felbontás miatt a mért spektrum egész tartományán a spektrumalak elmosódása is jelentkezik.

2.32 Unfolding módszerek

Az előbbieken ismertett hatások ismeretében valamilyen korrekció alkalmazása mellett a mért spektrumból az ún. unfolding eljárással azonban jó közelítéssel visszaállítható a kiváltó neutronok energiaeloszlását megadó differenciális energiaspektrum. A neutronspektrumok visszaállítására két alapvetően különböző módszert dolgoztak ki: a mátrix unfolding módszert és a derivált unfolding eljárást.

A mátrix unfolding módszernél a $\phi(E)$ energiaspektrumú neutronok által kiváltott protonok mért $y(x)$ impulzusamplitúdó eloszlását megadó

$$y(x) = \int_{E_0}^{\infty} R(x, E) \phi(E) dE \quad (2.6)$$

integrálegyenletből indulnak ki, amelyben $R(x, E)$ a mérőrendszer választását meghatározó függvény ("response"). Amennyiben a folytonos $\phi(E)$ és $y(x)$ függvényeket az érdekelt tartományban megadott beosztássűrűség mellett az eloszlásukat közelítő Φ és Y vektorokkal helyettesítik, a fenti integrálegyenlet az

$$Y = R \cdot \Phi \quad (2.7)$$

mátrixegyenlet alakban írható fel. Ha a mérőrendszer választását az adott tartománybeosztási helyeken jól közelítő R mátrix is ismert, akkor a mért Y ismeretében az R mátrix invertálásával, vagy egyéb speciális, minimalizáláson

alapuló matematikai eljárással a neutronok eloszlását közelítő ϕ vektor kiszámítható.

A derivált unfolding eljárásnál kiindulva abból, hogy mért $y(x)$ impulzusamplitúdóspektrumot döntő részben a meglökött protonok által kiváltott fény hozza létre, a rugalmas szórás jellemzőinek és a szcintillátor fényhozamának ismeretében - az egyéb effektusokat kisebb korrekció alkalmazásával figyelembe véve - a neutronok eloszlása a mért spektrum deriválásával számítható ki.

A következőkben ez utóbbi, a kisebb számítási igénye miatt a később ismertetett mérőrendszerünkénél általunk is alkalmazott unfolding módszer részletesen is ismertetésre kerül.

2.321 Derivált unfolding módszer

Tömegközépponti vonatkoztatási rendszerben izotróp szórást feltételezve a meglökött protonok $P(E)$ energiaspektrumát a következő egyenlet szolgáltatja:

$$P(E) = \int_E^{\infty} n_H V T \sigma(E') \phi(E') \frac{dE'}{E'} \quad (2.8)$$

ahol n_H - a szcintillátoranyagban a hidrogén atomsűrűsége (cm^{-3}), V - az érzékeny térfogat (cm^3), T - a detektálás időtartama (s), $\sigma(E)$ - a neutron-proton rugalmas szórás hatáskeresztmetszete (cm^2), $\phi(E)$ - a beérkező neutronok differenciális energiaspektruma ($\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{MeV}^{-1}$).

A (2.8) egyenlet ϕ -re differenciálással oldható meg, figyelembe véve, hogy a detektor által kibocsátott impulzus x nagysága a meglökött protonok energiájától a következő módon függ:

$$x = gL_p(E) + C_o \quad (2.9)$$

ahol g - a mérőrendszer érzékenysége, $L_p(E)$ – a szcintillátor fényhozamgörbéje, amely az E energiájú meglökött proton által létrehozott szcintillátor fényemissziót adja meg. A mérhető $y(x)$ differenciális impulzusamplitúdó spektrum segítségével kifejezve $P(E)$ -t,

$$P(E) = y(x) \frac{dx}{dE} = y(x) gL'_p(E) \quad (2.10)$$

a (2.8) egyenlet a következő alakú lesz:

$$y(x) gL'_p(E) = \int_E^{\infty} n_H VT \sigma(E') \phi(E') \frac{dE'}{E'} \quad (2.11)$$

amelyet differenciálva $\phi(E)$ -re a következő kifejezés adódik:

$$\phi(E) = \frac{-E}{n_H VT \sigma(E)} \left[y'(x) [gL'_p(E)]^2 + y(x) gL''_p(E) \right] \quad (2.12)$$

A detektálás során az alkalmazott detektor méretétől és sűrűségétől függő valószínűséggel előfordulhat, hogy a meglökött protonok nem adják le teljes energiájukat a szcintillátorban, és kiszöknek az aktív térfogatból, vagy beérkező neutron több protonon szóródik. Ezek a jelenségek legegyszerűbben a szcintillátor térfogatának korrekciójával vehetők figyelembe, bevezetve az $S(E) =$ "effektív

szcintillátor-térfogat"/valós szcintillátortérfogat arányt *Broek és Anderson* [18] félempirikus formulájával:

$$S(E) = 1 - 0.78 \frac{R_{\max}(E)}{L} + 0.09 \frac{n_H L \sigma(E)}{V} + \frac{0.077 n_H D \sigma(0.068 E)}{V} \quad (2.13)$$

ahol $R_{\max}(E)$ - az E energiájú proton hatótávolsága, V - a detektor térfogata, L - a detektor mérete a neutron beesési irányában, D - a detektor mérete a neutron beesési irányára merőlegesen.

Az alkalmazott szerves szcintillátoranyagban a neutron-szén szórásból származó meglökött szénmagok a protonokhoz képest ugyan elhanyagolható nagyságú fényimpulzust szolgáltatnak, a neutronnyalábot gyengítő hatásuk azonban jelentős, így további korrekcióként figyelembe vehető, hogy vastag detektorok esetén a neutronnyaláb gyengülése miatt a detektor "effektív vastagsága" kisebb a valódi vastagságánál, és így a térfogat egy további faktoral redukálódik:

$$f = \frac{1 - e^{-aL}}{aL} \quad (2.14)$$

ahol $a = n_H \sigma + n_C \sigma_C$, n_C - a szén atomsűrűsége a szcintillátoranyagban, σ_C - neutron-szén rugalmas szórás hatáskeresztszám.

A neutron-szén szórás mellett ugyan a 6.17 MeV küszöbenergiánál nagyobb neutronenergiákon a $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$, a 7.98 MeV küszöbenergiánál nagyobb neutronenergiákon pedig a $^{12}\text{C}(n, n')\beta\alpha$ reakció is beindul, azonban egyrészt ugyanakkora energiánál az α -részekről származó impulzusok nagysága mindössze kb. 10 %-a a protonimpulzusokénak, másrészt az α -részek impulzusai a jelalakdiszkrimináció alkalmazásával amúgy is kizárhatók.

A fenti korrekciók figyelembevételével végül a (2.12) differenciális neutronspektrum a következő alakú lesz:

$$\phi_k = \frac{-E_k g}{n_H VT \sigma(E_k) S(E_k) f(E_k)} \left[y'_k g [L'_p(E_k)]^2 + y_k L''_p(E_k) \right] \quad (2.15)$$

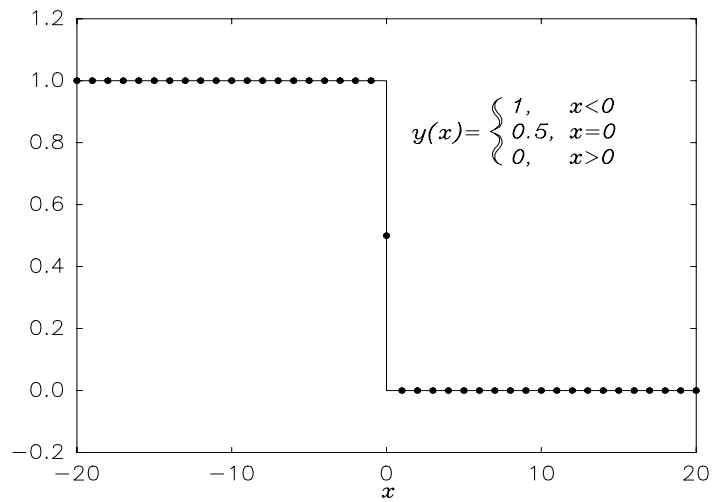
A fenti képlet alapján programozható a protonspektrum feldolgozása. Mivel azonban a mért $y(x)$ impulzusamplitúdó spektrum nem folytonos függvényvel adható meg, ezért $\phi(E)$ -nek a (2.12) kifejezésében szereplő $y'(x)$ "derivált" kiszámítására speciális módszert kell alkalmazni. A mért $y(x)$ spektrum k -adik csatornájában az y'_k derivált numerikusan számítható pl. *Slaughter és Strout* [19] által is használt parabolikus "szűrő"-vel, amely a mért adatokra legkisebb négyzetek módszerével illesztett parabolának a $(k-N, k+N)$ illesztési tartomány közepén vett meredekségét adja meg a következő képlet szerint:

$$y'_k = C_N \sum_{i=1}^N i (y_{k+i} - y_{k-i}) \quad (2.16)$$

ahol az egymástól Δx távolságra lévő $2N+1$ ponthoz tartozó C_N normálási állandó:

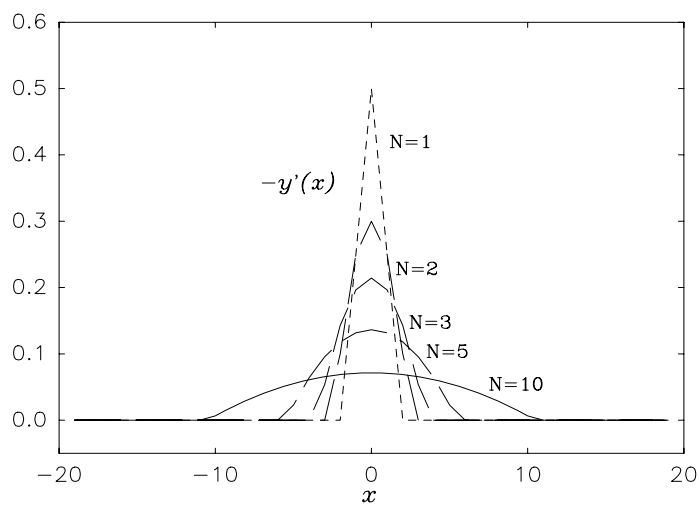
$$C_N = \frac{1}{2\Delta x \sum_{i=1}^N i^2} \quad (2.17)$$

A fenti szűrő jellemzői jól szemléltethetők a 7. ábrán látható lépcsős függvényre gyakorolt hatásával.



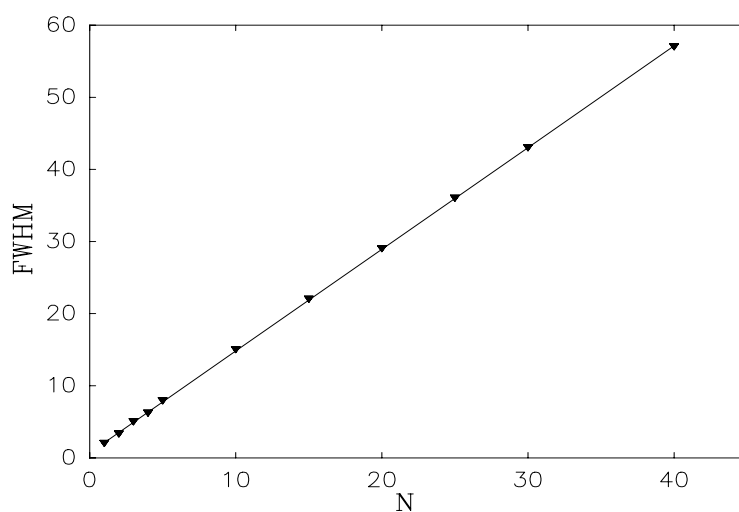
7. ábra – Lépcsős függvény a parabolikus szűrő vizsgálatához

A 8. ábrán a szűrő szélességét megadó különböző N értékekre a fenti lépcsős függvény (2.16) szerinti deriváltja (pontosabban a derivált -1-szerese) látható.



8. ábra – Lépcsős függvényre alkalmazott parabolikus szűrő eredményei

Jól látható, hogy N növekedtével a csúcs magassága eleinte gyorsan csökken, közben azonban mind a maximum helye, mind a csúcsterület változatlan marad. A csúcsok félértékszélessége (FWHM) pedig a 9. ábrán feltüntetett módon N függvényében lineárisan nő.



9. ábra – Csúcs-félértékszélesség az N szűrőszélesség függvényében

Ennek figyelembevételével tehát a statisztikus ingadozások csökkentéséhez a simább függvényalak érdekében az N értékét csak az igényelt energiafelbontásnak megfelelő határig szabad növelni.

Habár a (2.16) és (2.17) képletekkel definiált módszerrel minden egyes pontban kiszámítható a derivált, azonban a differenciák így adódó súlyozott “mozgó átlagának” adatai nem függetlenek egymástól, ugyanis az N -nél alacsonyabb rangú szomszédos elemek egymással korreláltak.

Csupán minden $2N$ -edik elemet tekintve azonban azok már teljesen független adatok és a hozzájuk tartozó $\Delta y'_k$ bizonytalanság a hibaterjedés független mennyiségekre vonatkozó,

$$f = f(a, b, \dots) \quad \Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)^2 (\Delta a)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial b}\right)^2 (\Delta b)^2 + \dots} \quad (2.18)$$

jól ismert alakját felhasználva a (2.16) és (2.17) definíciós képletekből számítható.

$$\Delta y'_k = \sqrt{C_N^2 \sum_{i=-N}^N i^2 (\Delta y_{k+i})^2} \quad (2.19)$$

Poisson-eloszlású mért mennyiségek esetén a mért értékek bizonytalansága $\Delta y_j = \sqrt{y_j}$, és ezzel (2.19) a következő egyszerűen számítható alakra hozható.

$$\Delta y'_k = C_N \sqrt{\sum_{i=1}^N i^2 (y_{k+i} + y_{k-i})} \quad (2.20)$$

Az unfolding eredményeként kapott (2.15) differenciális neutronspektrum hibájára a hibaterjedési törvény alkalmazásával a következő képlet adódik

$$\Delta \phi_k = \sqrt{\left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_k^2 (\Delta y_k)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y'}\right)_k^2 (\Delta y'_k)^2} \quad (2.21)$$

amelyben (2.20) jól felhasználható, és

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_k^2 = \left[\frac{E_k g L_p''(E_k)}{n_H VT \sigma(E_k) S(E_k) f(E_k)}\right]^2,$$

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial y'}\right)_k^2 = \left[\frac{E_k [g L_p'(E_k)]^2}{n_H VT \sigma(E_k) S(E_k) f(E_k)}\right]^2$$

A következő fejezetben a mérőrendszer leírásánál az itt ismertetett módszert alkalmazó saját fejlesztésű unfolding program is ismertetésre kerül.

3. Kísérleti rész – a mérőrendszer

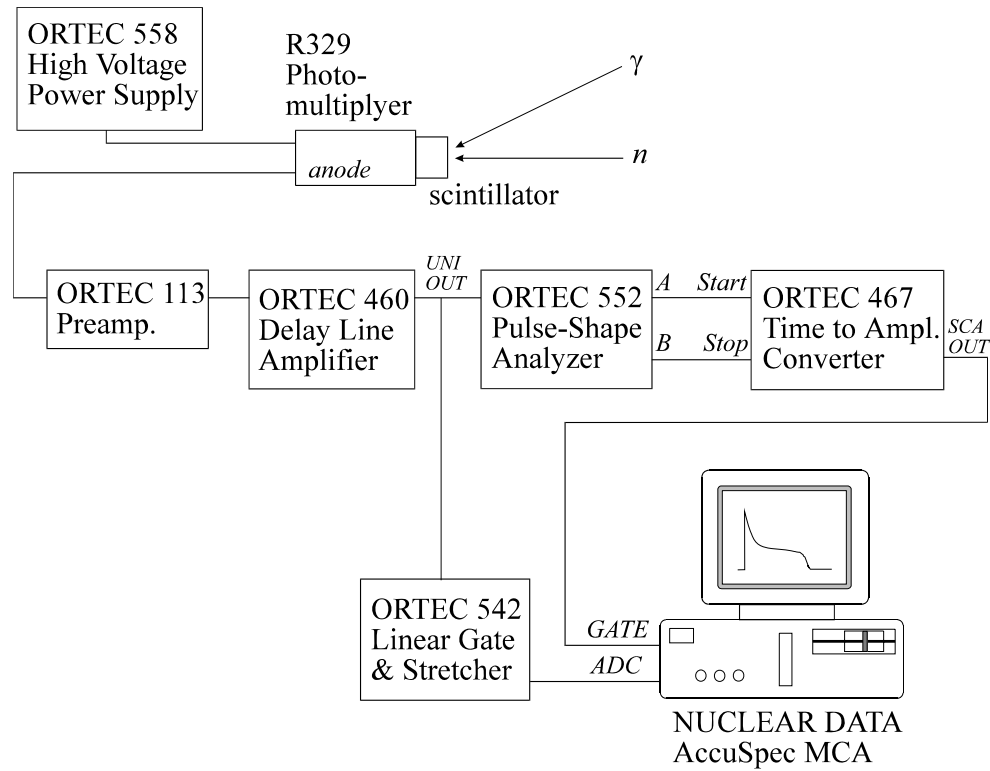
3.1 A mérőrendszer felépítése, jelformálás

A 10. ábrán látható a szerves szcintillátorral felépített, általunk alkalmazott neutronspektrométer vázlata. A szerves szcintillátorok előnyösen használhatók neutronspektrometriai célokra, mert mint már az előző részben látható volt, impulzusalak-diszkriminációval igen jó neutron-gamma szétválasztás érhető el velük. Hátrányuk azonban a korlátozott terhelhetőségük, és így nagy neutronfluxusú helyeken (ahol sajnos többnyire igen nagy gamma háttér is jelen van) a detektorjelek egymásra ülése, az ún. pile-up effektus miatt nem használhatók. Kevésbé érzékeny szcintillátoroknak, pedig sajnos neutron-gamma diszkriminációs tulajdonságai lényegesen gyengébbek.

Mérőrendszerünk Dr. Sztaricskai Tibor által épített detektorában két különböző szerves szcintillátor típust, stilbént és NE213 folyadékszcintillátort használtam.

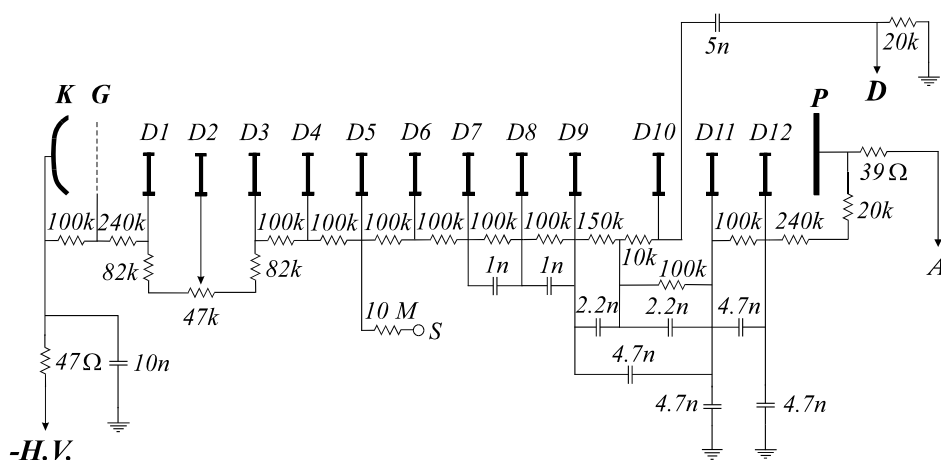
A 2.1 cm átmérőjű, 2.1 cm hosszú henger alakú stilbén a kristályra szorosan illeszkedő, belülről diszperz fényvisszaverő felületű, vékony (0.4 mm) alumínium falú henger nyitott oldala mentén illeszkedik a fotoelektronsokszorozóra.

Az NE213 típusú szcintillátorfolyadék tartálya egy 5 cm átmérőjű, 5 cm hosszú vékony (0.5 mm) alumínium falú henger, belülről diszperz fényvisszaverő bevonattal ellátva, és a fotoelektronsokszorozó felőli végén üvegablakkal lezárva. A Nuclear Enterprises Ltd. által kifejlesztett, xilén és naftalén oldószer alapú, különböző aktivátorokat és POPOP shifter-adalékot tartalmazó, többkomponensű NE213 folyadékszcintillátort sok kutatóintézet neutrontektálásra standard szcintillátornak fogadta el [20]. A tartály feltöltése a folyadékot gyártó Nuclear Enterprises Ltd. ajánlatával megegyezően buborékmentesen, nitrogén gáz alatt történt, hogy az NE213 oldott oxigéntartalmát elveszítse, amely fényemisszió nélküli legerjesztődési módokat képes létrehozni, és így a szcintillátor hatásfokát jelentősen lerontaná.



10. ábra – Szerves szcintillátorra épülő neutronspektrométer

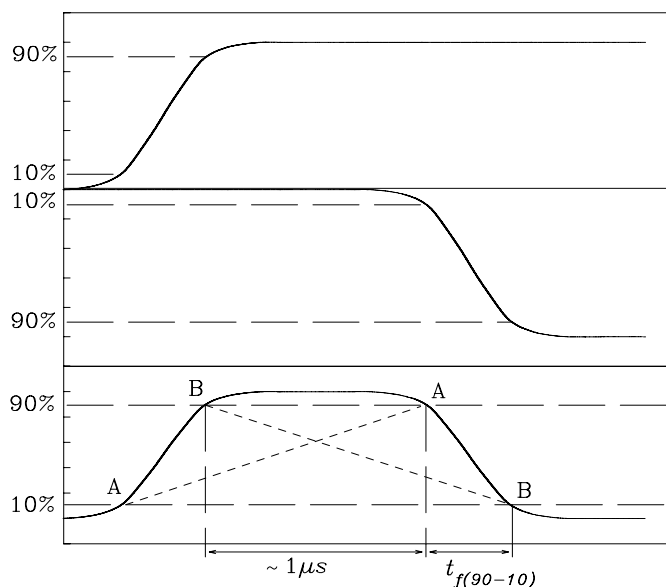
Az alkalmazott szcintillátor immerziós szilikonolajjal illeszkedik a Hamamatsu R329 típusú fotoelektronsokszorozó bialkali (Cs-K-Sb, Cs-Rb-Sb) fotokatódjának 5.3 cm átmérőjű ablakára. Az fotoelektronsokszorozó feszültségosztólánca a 11. ábrán látható.



11. ábra – A Hamamatsu R329 típusú fotoelektronsokszorozó feszültségosztólánca

A -1.16 kV nagyfeszültséggel ellátott fotoelektronsokszorozó anódjáról az elektromos jel a szcintillátorok gyors impulzusainak fogadására tervezett Ortec 113 típusú előerősítőre kerül. Az áramkör bemeneti kapacitásának változtatásával (45 pF + 0, 100, 200, 500 vagy 1000 pF) az impulzus felfutási ideje változtatható, a különböző (40-140 Ω) kimeneti ellenállásokkal pedig a főerősítőre vezető - esetenként több 10 m hosszú - kábel impedanciaillesztése állítható be. Az előerősítő feszültségerősítése $A_V=1$.

Az Ortec 460 főerősítőnek szintén állítható a bemeneti kapacitása, ez az egység azonban a 12. ábrán szemléltetett jelformálásra is képes.



12. ábra – Az Ortec 460 Delay Line Amplifier jelformálása

Az erősítő a csúcsra felfutott jelet szinten tartja (12. ábra felső része), valamint ugyanezt a jelet invertálja és $\approx 1\mu\text{s}$ -t késlelteti (12. ábra középső része), majd hozzáadja az elsőhöz, és így minden bejövő jelből egy trapézszerű unipoláris impulzust állít elő (12. ábra alsó része).

Ez az impulzusforma egyaránt felhasználható a sokcsatornás analizátorok amplitúdó-spektrumához és a jelalak-diszkrimináció során a lefutó élen történő időzítéshez, ezért egyrészt az Ortec 542 típusú késleltető lineáris kapu, másrészt az Ortec 552 típusú impulzusalak-analizátor (*PSA*) bemenetére kerül.

A *PSA* az Ortec által kifejlesztett ún. “constant-fraction” módszer alapján az unipoláris impulzus lefutó élen a jel amplitúdóját az impulzus csúcsértékével

hasonlítja össze. Így széles amplitúdóhatárok között is a beállított arányoknak megfelelő *A* és *B* triggerpontoknál igen pontosan a lefutási időnek megfelelő t_f időkülönbséggel bocsát ki túimpulzusokat az *A* illetve *B* kimenetén. Az *A* pont a berendezés nyomtatott áramkörén található dugasszal az amplitúdó 10, 20, 50 %-nál, míg a *B* pont az előlapon elhelyezett kapcsolóval 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 %-nál jelölhető ki (vastag betűtípussal a 12. ábrán is szemléltetett, általunk használt beállítások vannak kiemelve).

Az *A* és *B* triggerimpulzusok az Ortec 467 típusú idő-amplitúdó konverter (TAC) *Start* és *Stop* bemenetére kerülnek, amelyekből a TAC a két jel közötti t_f idővel arányos amplitúdójú jelet állít elő a *TPHC* jelű kimenetén. Ezt egy sokcsatornás analízátorba vezetve a 3. ábrán bemutatott időspektrum vehető fel.

A TAC emellett az előlapján beállítható alsó (*LLD*) és felső (*ULD*) diszkriminációs feszültség szint közé eső minden *TPHC* kimeneti impulzusra adott, 1-10 μ s között beállítható hosszúságú kapujelet bocsát ki az *SCA* kimenetén. Az időspektrumon az alsó és felső diszkriminációs szintekkel a neutroncsúcsot közrefogva, az erősítő unipoláris impulzusait a TAC kapujeleivel koincidenzában kapuzva válogattuk ki a neutronoktól származó jeleket.

Mivel az erősítő adott unipoláris jeléhez képest a hozzá tartozó TAC kapujel a jelfeldolgozás időigénye miatt $\approx 2 \mu$ s-mal (PSA: $\approx 1 \mu$ s + TAC: $\approx 1 \mu$ s) késik és figyelembe véve, hogy a Nuclear Data AccuSpec sokcsatornás analízátorkártya (MCA) kizárólag csak az impulzussal egyidejű, vagy azt megelőző, de az impulzus érkezésekor még tartó kapujellel képes engedélyezni az *ADC* bemenetét, ezért egy késleltető lineáris kapu (Ortec 542) beiktatásával a bejövő unipoláris impulzust késleltetni kellett, hogy az már időben egybeessen a megfelelő kapujellel. Így az analízátor már csak a neutronoktól származó, kapujellel engedélyezett impulzusokat dolgozta fel.

3.2 Adatfeldolgozás

A mérési adatok számítógépes feldolgozása a korábban viszonylag lassú adatbeviteli módszerek mellett is a leghatékonyabb és ezért szinte kizárólagosan alkalmazott módszerré vált. A személyi számítógépekbe helyezhető sokcsatornás analízátorkártyák megjelenésével már a gyors adatátvitel is biztosított, és így a viszonylag olcsó PC-k is hatékonyan használhatók spektrometriai célokra.

A 10. ábrán vázolt mérőrendszerünkben adatgyűjtésre és adatfeldolgozásra szintén egy 2048 csatornás NUCLEAR DATA AccuSpec analízátorkártyával és analízátorprogrammal ellátott IBM-PC kompatibilis személyi számítógépet alkalmaztunk.

3.21 Az unfolding program

Az előzőekben ismertetett mérőrendszerben a spektrum unfolding (2.15) képlet alapján történő végrehajtására saját fejlesztésű programot alkalmaztam.

A képletben szereplő neutron-proton rugalmas szórás hatáskeresztmetszetet *Gammel* [21] jól ismert analitikus formulája

$$\sigma(E) = \frac{3\pi}{1.206E + (-1.86 + 0.09415E + 1.3 \cdot 10^{-4} E^2)^2} + \frac{\pi}{1.206E + (0.4223 + 0.13E)^2} \quad (3.1)$$

alapján számítottam, amely 42MeV-ig $\sigma(E)$ -t 1% pontossággal barn-ban adja meg, ha a neutronenergia MeV-ben adott.

A szcintillátor $L_p(E)$ fényhozam függvényét a 4. fejezetben leírt hitelesítési módszer eredményére illesztett harmadfokú polinomokból konstruált, a különböző energiatartományok határain a második deriváltig folytonos ún. spline függvénnyel adtam meg, amelyet a következő egyenlet definiál:

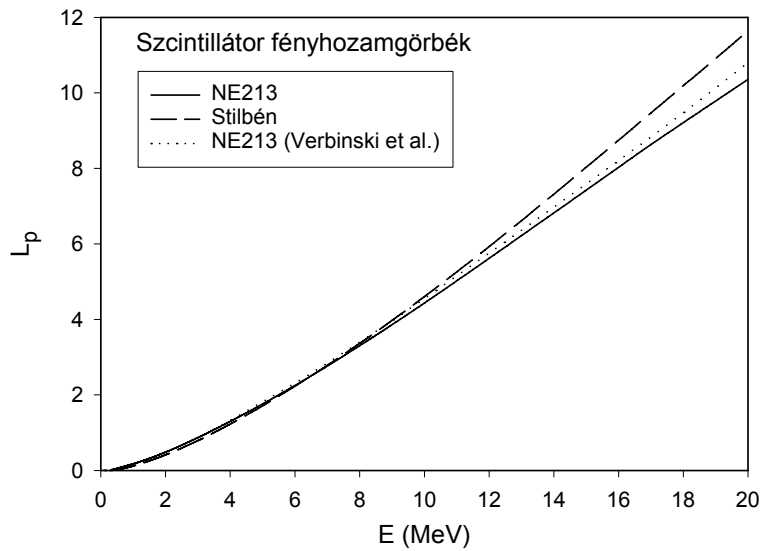
$$L_p(E) = \sum_{n=0}^3 a_n \frac{(E - E_0)^n}{n!}, \text{ ha } E \geq E_0 \quad (3.2)$$

NE213-ra és stilbénre az a_n együtthatók és az E_0 energiatartományhatár konstansok értékeit az 1. táblázatban foglaltam össze.

	E_0 (MeV)	A_0	a_1	a_2	a_3
Stilbén	0.2	-0.0049453	0.0281186	0.3908689	-0.3052299
	1.146	0.1534848	0.2613029	0.1021214	-0.0237511
	2.592	0.6261239	0.3841396	0.0677772	-0.0162262
	4.519	1.4728493	0.4846198	-0.0062463	0.0365094
NE213	0.1	-0.0471823	0.2616354	-0.0962777	0.2075401
	1.092	0.1987548	0.2682443	0.1096021	-0.0361082
	3.17	0.9388024	0.4180384	0.0345693	-0.0031626

1. táblázat – Mért fényhozamgörbék illesztőfüggvény együtthatói

Ezekkel az együtthatókkal kapott $L_p(E)$ fényhozamgörbék *Verbinski* [22] NE213-ra kapott eredményével együtt *Verbinski* által definiált egységekben a 13. ábrán láthatóak.



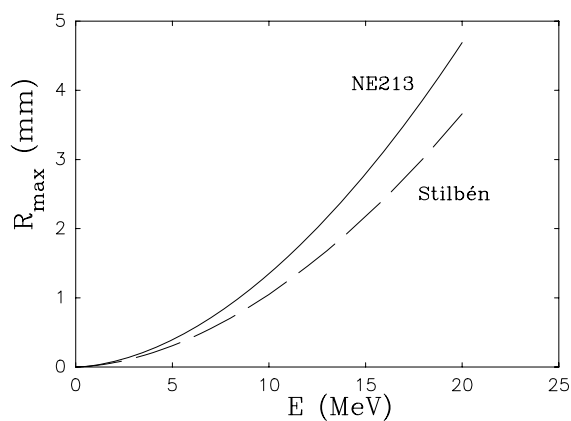
13. ábra – Referencia és mért szczintillátor fényhozamgörbék

Megjegyzendő, hogy mivel természetesen a mérőrendszerben alkalmazott sokcsatornás analízatornak egyenletes a csatornabeosztása, látható, hogy 5 MeV-nél kisebb energiák felé a függvények egyre kisebb meredeksége miatt a szczintillátorra épülő mérőrendszer energiafelbontása fokozatosan gyengül.

A protonok R_{max} energia-hatótávolság függvényeként NE213 és a stilbén esetén *Biersack* és *Siegler* [23] TRIM91 nevű számítógépprogramjával számított adatokra illesztett másodfokú polinomokat használtam. A 14. ábrán látható polinomok együtthatói a 2. táblázatban vannak felsorolva.

$R_{max}=aE^2+bE$	a	b
NE213	$1.041 \cdot 10^{-2}$	$2.887 \cdot 10^{-2}$
STILBÉN	$8.105 \cdot 10^{-3}$	$2.260 \cdot 10^{-2}$

2. táblázat: Az R_{max} protonenergia-hatótávolság függvény együtthatói



14. ábra – Protonok energia-hatótávolság függvénye NE213 és stilbén esetén

Az előzőekben ismertetett derivált unfolding módszer alapján a saját fejlesztésű unfspec.exe program megírására a személyi számítógépekre kifejlesztett, gyors aritmetikai számításokra és adatfeldolgozásra egyaránt alkalmas Turbo Pascal [24] programozási nyelvet választottam. A program forráskódja a Függelék B részének programlistáján található.

Kihasználva a magas szintű programozási nyelv által nyújtott lehetőséget, az egyes részfeladatok végrehajtására különböző eljárásokat és függvényeket hoztam létre, amelyeknek a használatával sokkal tagoltabbá és áttekinthetőbbé vált a főprogram. Emellett mind a változók és eljárások funkcióra utaló elnevezésével, mind a megjegyzésként beiktatott magyarázó szövegekkel a program könnyebb megértését próbáltam elősegíteni.

A program paraméterek nélkül elindítva kijelzi a szükséges DOS paramétereket (bemenő fájl neve, eredmény fájl neve, ...) és azok formátumát. Az elhagyható (opcionálisan használható) paramétereket a szokásos módon, szögletes zárójelben tüntettem fel, és ahol szükséges megadtam a paraméter alapértelmezett értékét is.

Mivel tanszékünk többségében AccuSpec analízatorrátyákkal rendelkezik, ezért a program az AccuSpec saját formátumú adatfájljait képes jelenlegi formájában beolvasni, azonban szükség esetén a beolvasó rutin megfelelő módosításával más adatformátum is kezelhetővé válik. Az eredményt tartalmazó adatfájl formátuma alapértelmezésben a fenti okok miatt szintén AccuSpec típusú, azonban az eredmények későbbi felhasználásának (pl. grafikus ábrázolás) megkönnyítésére a DOS paraméterek között szereplő (/t) kapcsolóval szövegfájl formátum is választható.

Az eredményen a maximumhelyek azonosításának megkönnyítésére a program alapértelmezésben a bemenő spektrum minden egyes pontjához külön kiszámított deriválttal kapott mozgó átlag adatokat ad eredményül, azonban a /h kapcsolóval a már független adatokat tartalmazó hisztogram kimeneti formátum is választható.

A program ugyancsak alapértelmezésben a spektrum teljes hosszán hajtja végre az unfolding eljárást, azonban ha létezik az AccuSpec analízatorprogram által

msp.roi néven létrehozott, a két ROI-marker pozícióit tartalmazó fájl, akkor a tekintett tartomány határait ennek megfelelően állítja be.

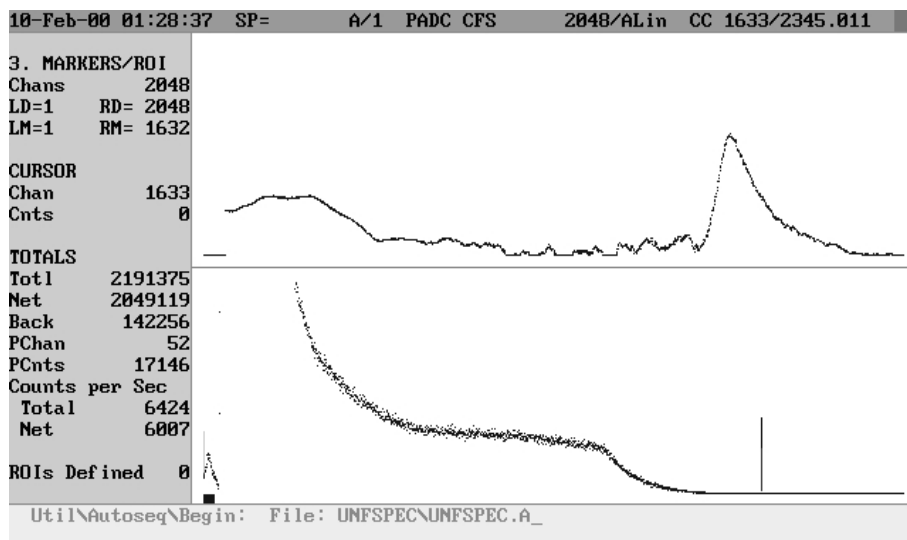
A program a szcintillátor jellemzőit (méret, sűrűség, proton hatótávolság paraméterek, fényhozam paraméterek,...,stb.) a mellékelt szöveg-típusú scint.par adatfájlból olvassa be. Eltérő méretű vagy más típusú és fényhozamú szcintillátorra áttérni a fenti fájl adatainak értelemszerű módosításával lehet. A paraméterek az 5cm×5cm-es NE213 típusú szcintillátorhoz tartozó, a következőkben listázott adatfájl példáján látható módon a pontosvesszővel kezdődő megjegyzés sorok által definiált sorrendben és formátumban adhatók meg.

scint.par:

```
; Parameters for NE213 scintillator
; nH: ***** Atom density of H in the scint. (10^24/cm^3)
    0.0479000
; L: ***** Cyllindrical detector dim.in the direction of incidence(cm)
    5.0000000
; R: ***** Cyl.det.dim. perpendicular to the dir.of incidence (cm)
    5.0000000
; Parameters of proton range in the scint.
; Rmax=A*E^2+B*E+C, [Rmax]=cm, [E]=MeV
; A,B,C: ***** ***** *****
    0.0010410 0.0028870 0.0000000
; Scint. light output parameters
; Pn: ***** No. of energy interval lower limits
    3.0000000
; E0[1-Pn]: ***** ***** ***** ...
    0.1000000 1.0920000 3.1700000
; a[1,0-3]: ***** ***** ***** *****
    -0.047182 0.2616354 -0.096278 0.20754014
; a[2,0-3]:
    0.1987548 0.2682443 0.1096021 -0.0361082
; a[Pn,0-3]:
    0.9388024 0.4180384 0.0345693 -0.0031626
```

3.22 Az UnfSpec program beillesztése az AccuSpec analízátorprogramba

Célom a számítógép kínálta gyors és kényelmes adatfeldolgozási lehetőségek teljes kihasználása volt. Ezért a spektrum unfoldingot végző `unfspec.exe` saját fejlesztésű program az AccuSpec analízátorprogramból az erre a célra írt `unfspec.a` nevű - kötegelt utasítássorozatot tartalmazó - autoszekvencia meghívásával akár adatgyűjtés közben is közvetlenül futtatható, és az eredményül kapott neutronspektrum magában az analízátorprogram második spektrumablakában a mért spektrummal együtt, a 15. ábrán látható alakban, azonnal is megjeleníthető.



15. ábra – A mért protonspektrum (alul) és az unfolding eredményeként kapott neutronspektrum (felül) az AccuSpec analízátorprogram spektrumablakaiban

Az alábbi programlistán látható unfspec.a autoszekvencia futásakor a következő feladatokat látja el:

- msp.roi néven lemezre menti a spektrumon kijelölt határolójelek (ROI marker) pozícióadatait
- msp.dat néven lemezre menti a mért spektrumot
- DOS parancsmódban elindítja az unfspec.exe nevű, spektrum unfoldingot végző programot az unfolding program neve után szereplő paraméterekkel
- az eredményül adódó nsp.dat nevű neutronspektrumot beolvassa a már korábban a felhasználó által vagy az analizátorprogram indításakor az autoexec.a rendszerautoszekvencia által létrehozott "N" nevű konfigurációba
- megosztja a képernyőt, hogy egyidejűleg megjeleníthető legyen a mért és az unfolding eredményeként kapott spektrum
- DOS parancsmódban törli a lemezről az msp.dat, msp.roi, nsp.dat fájlokat

unfspec.a autoszekvencia

```
!      -Autosequence to Perform UNFSPEC Neutron Unfolding Code
!
      Display\ROI\Purge
      Display\ROI\Type "12"
      Display\ROI\Create
      Move\ROI\Save "msp.roi"
      Move\Data "","","","msp.dat"
!
!                                     Channel No.Offset
!                                     Channel No.of the Compton edge =====
!                                     ===== | Der.Filt.No.
! -Perform program UnfSpec | | /
      Util\Command "UNFSPEC\unfspec msp.dat nsp.dat 220 0 12"
!
      Move\Data "nsp.dat","","","N"
      Display\Format\2DOWN "N"
      Display\Format\Next Window
      Display\Vscale\Log/Lin/Sqrt/Lin
!
      Util\Command "del msp.dat"
      Util\Command "del msp.roi"
      Util\Command "del nsp.dat"
```

Három különböző autoszekvencia - köztük természetesen az unfolding végrehajtására szolgáló `unfspec.a` - egyszerű és gyors meghívása céljából, valamint a spektrumablakok közötti gyors átváltás biztosítására az AccuSpec analízátorprogram funkcióbillentyűit megadó `fkeys.mca` definíciós fájl kiegészítésével a gyakran használt feladatokra a következő új funkcióbillentyű kombinációkat hoztam létre:

Ctrl-F10	kurzor áthelyezése a másik megjelenített spektrumablakba
Alt-F10	UNFSPEC\ <code>unfspec.a</code> nevű autoszekvencia elindítása
Alt-F9	UNFSPEC\ <code>der.a</code> nevű autoszekvencia elindítása
Alt-F10	UNFSPEC\ <code>convspec.a</code> nevű autoszekvencia elindítása

Mivel a Turbo Pascal nyelven a 2. fejezetben ismertetett módszerre írt programmal a teljes unfolding eljárás PC 386-os személyi számítógépen is csak néhány másodpercet igényel és a fenti autoszekvenciával az adatgyűjtés alatt is bármikor elindítható, ezért mérőrendszerünk ezzel a "pseudo-on-line" típusú adatfeldolgozással gyors tesztelő mérésekre is alkalmazható.

4. Eredmények

4.1 A mérőrendszer energiahitelesítése

A szerves szcintillátorok alapvető tulajdonságait ismertető 2. fejezetben láttuk, hogy a meglökött protonokra a szcintillációs hatások nem független az energiától, és az $L_p(E)$ fényhozamgörbe nem lineáris. Ugyan számos mérést (pl. [22], [25]) végeztek a különböző szcintillátoranyagok abszolút hatásfokának és fényhozamának meghatározására, ezeket az adatokat azonban az alkalmazott anyagok különböző mérete, tisztasága és előélete miatt óvatosan kell kezelni. Kristályos anyagoknál a kristály anizotrópiája tovább bonyolítja a helyzetet.

Mindezen okok miatt az impulzusamplitúdót mérő mérőrendszer energiahitelesítése során szükségessé válik az alkalmazott szcintillátor fényhozamgörbéjének kísérleti meghatározása.

A gyakran alkalmazott, ám komolyabb kísérleti felszereltséget igénylő time-of-flight módszernél természetesen a repülési idő és út ismeretében a neutronenergia kiszámítható és ebből a fényhozam energiafüggése is meghatározható.

E módszer hiányában a neutronspektrométer energiahitelesítése például direkt módon elvégezhető többféle ismert energiájú, monoenergetikus neutroncsoport segítségével. Ezek előállítására például felhasználható a neutron-proton rugalmas szórás folyamata, amellyel az E energiájú beeső monoenergetikus neutronnyalábból a θ szórási szög változtatásával tetszőleges $E_s(<E)$ energiájú neutronnyaláb nyerhető. Mivel a kis energiabizonytalanság csak az adott energiának megfelelő irány körüli kis térszögbe történő szórás detektálásával érhető el, ezért ez a módszer csak a környezetben szóródott neutronhátter zavaró hatásának csökkentésével, például a társult részecskével késleltetett koincidenzában történő detektálással szolgáltatna megfelelő pontosságú, és még így is a végrehajtott mérések számának megfelelően nem túl nagy számú hitelesítési pontot.

Az előbbinél sokkal egyszerűbbnek és hatásosabbnak látszik a monoenergetikus neutroncsoportok helyett inkább egy ismert energiaeloszlású neutronspektrumra kidolgozott hitelesítési módszer. Ilyen módon a több ezer csatornás analizátorok birtokában egyetlen méréssel egy finom beosztású hitelesítési görbe kapható.

A következőben ismertetett módszerben a mért impulzusamplitudó spektrum, valamint az ismert bemenő neutronspektrumból számított protoneloszlás összevetésével meghatározható az ismeretlen fényhozamgörbe.

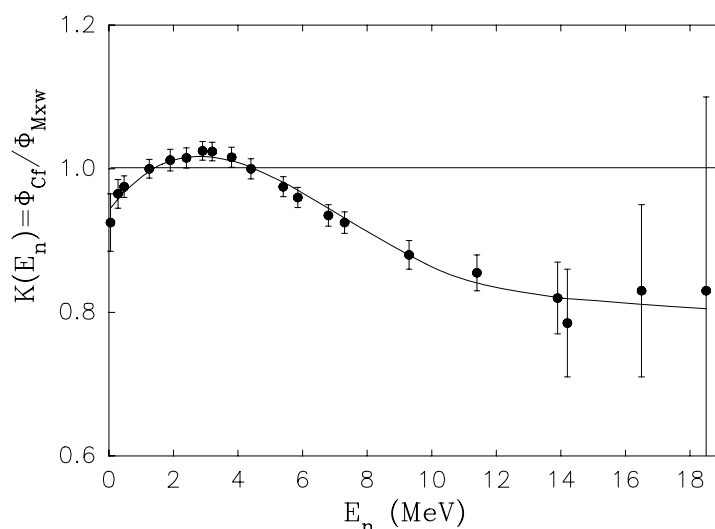
A detektor válaszfüggvényét a 12 MeV-ig jó közelítéssel teljesülő [21] izotróp szórással (2.8) alapján számítottam egyszerű térfigati korrekciókat alkalmazva az önabszorpció (2.14), a protonoknak a detektálási térfogatból történő kiszökése és a többszörös szórással (2.13) miatt.

A módszerben referenciaspektrumnak a tanszékünkön is rendelkezésre álló ^{252}Cf forrás spektrumát választottam.

A ^{252}Cf hasadási neutronspektruma jól ismert, számos szerző végzett összehasonlító méréseket, és az irodalomban áttekintett eredményeik [26] jól egyeznek az elméletileg jóslott

$$\phi_{M_{\text{sw}}}(E) \sim \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T_{\text{Cf}}}} \quad , \quad T_{\text{Cf}} = 1.42 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

alakú eloszlással, 0.2 - 1.2 MeV között max. -4%, 1.2 - 4.5 MeV között max. +3%, 5 - 20 MeV között pedig az energiával növekvő, 20 MeV-nál -20%-ot elérő eltéréssel, amely egy mérési adatokra illesztett $K(E)$ korrekciós függvényel egyszerű módon számításba vehető.



16. ábra – *Mannhart* [27] mérési adataira illesztett negyedfokú polinom

$$K(E) = 0.94226 + 0.06003E - 0.01446E^2 + 0.00098E^3 - 0.00002E^4 \quad (4.2)$$

A fenti korrekciós függvénnyel a ^{252}Cf hasadási neutronspektruma tehát a következő módon számítható:

$$\phi_{Cf}(E) = K(E)\phi_{Maxw}(E) \quad (4.3)$$

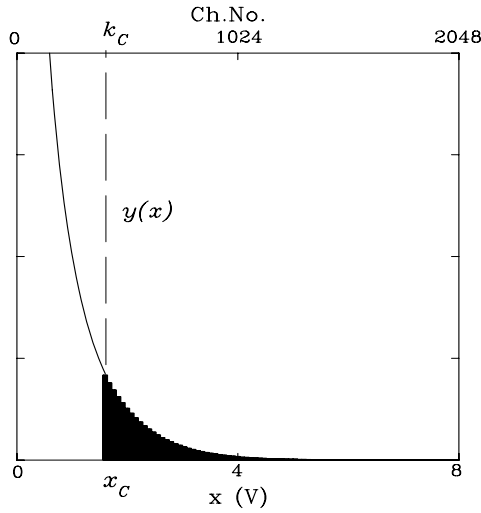
A neutronspektrum domináns exponenciális alakja miatt azonban sajnos az energia növekedtével egyre kisebb lesz a mérhető beütésszám, és nő a mérés relatív hibája. Adott (maximum 20 órás) mérési idő alatt, néhány százalékos hibát megengedve ez kb. 10 MeV-es felső határt szab az energiára a hitelesítés során. Kevésbé gyors lecsengésű és hasonlóan jól ismert spektrumú neutronforrás, amellyel esetleg (pl.: $T' > T_{Cf}$ esetén) magasabb lenne ez a felső energiakorlát, sajnos nem áll rendelkezésünkre. Így a magasabb energiákon kiegészítésképpen a tanszékünk lineáris gyorsítójával is elérhető 200 keV körüli bombázóenergiánál is nagy

hatáskeresztmetszetű, a gyors neutronok előállítására gyakran használt ${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$ reakció által szolgáltatott monoenergetikus neutronokkal vettem fel hitelesítési pontokat.

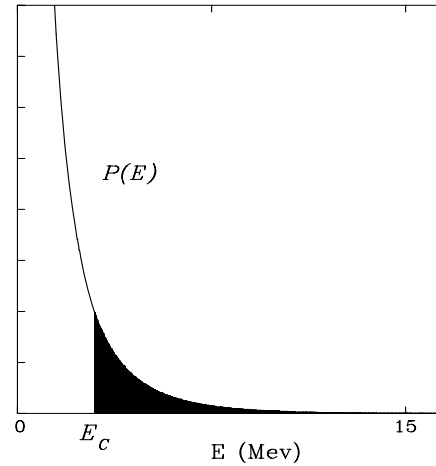
A hitelesítési eljárás első lépéseként (2.8) alapján kiszámítottam a ${}^{252}\text{Cf}$ (4.3) alakú hasadási neutronspektruma által az alkalmazott szcintillátorban meglökött protonok $P(E)$ energiaspektrumát. Az integrálás során már a szcintillátor (2.13) és (2.14) formulákkal korrigált effektív térfogatát használtam.

A számított $P(E)$ protonspektrum normálása a mért $y(x)$ impulzusamplitúdó-spektrum és egy összetartozó E_C-x_C energia-impulzusamplitúdó pár ismeretében a következő módon végezhető el:

Figyelembe véve, hogy az energia növekedésével a protonspektrum is igen gyorsan (szintén exponenciálisan) csökken, a 17.a ábrán látható, hogy elegendő magasra (~ 20 MeV) választva a mért spektrum felső határát, az ismert E_C energiánál gyakorlatilag az összes nagyobb energiájú ($\Leftrightarrow x_C$ -nél nagyobb amplitúdójú jelet kiváltó) protonok számát az x_C impulzusamplitúdónak megfelelő k_C csatornaszámnál nagyobb számú csatornák beütésszámainak az összege (a 17.a ábrán a sötét rész) adja meg.



17.a ábra



17.b ábra

A számított $P(E)$ protonspektrum normálása

Integrálva a számított $P(E)$ protonspektrumot is az E_c határtól, a 17.a és 17.b ábrák bejelölt területeinek egyenlőségéből $P(E)$ normálási együtthatója meghatározható.

A normálás után felhasználva, hogy tetszőleges (E_0, E_1) intervallum esetén teljesül az

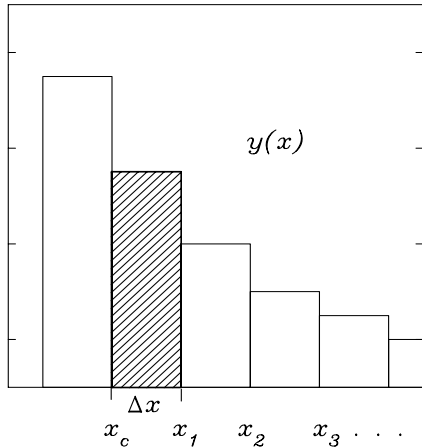
$$\int_{x_0}^{x_1} y(x) dx = \int_{E_0}^{E_1} P(E) dE \quad (4.4)$$

összefüggés, ahol (x_0, x_1) az (E_0, E_1) -hez tartozó impulzusamplitúdó intervallum, $E_0 = E_c$ ($\Rightarrow x_0 = x_c$) választással a mért és a számított protonspektrum x és E változói közötti $x(E) = gL_p(E) + C_0$ alakú összefüggés

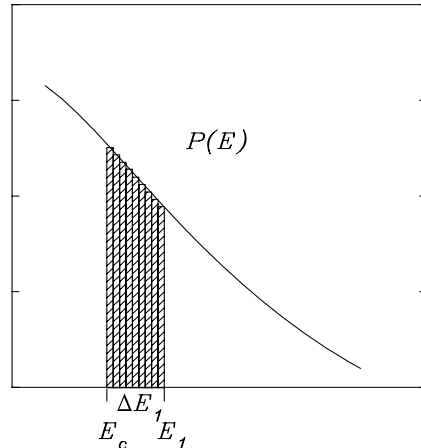
$$\frac{dx}{dE} = gL'_p(E) \quad (4.5)$$

deriváltja kiszámítható.

A számítás menetét a 18.a és a 18.b ábrán szemléltettem.



18.a ábra



18.b ábra

A (4.5)-tel adott kifejezés értékének numerikus kiszámítása

Nyilvánvalóan a mért $y(x)$ spektrum felbontása (vagyis az analizátor maximális csatornaszáma) határozza meg az integrálás során a beosztás finomságát, ugyanis $P(E)$ kiszámításánál semmi akadálya sincs, sőt elengedhetetlen ennél jóval sűrűbb beosztást használni. Megjegyzendő azonban, hogy az indokolatlanul nagy analizátor felbontás használata a statisztikus hiba szükségtelen megnövekedésével jár együtt.

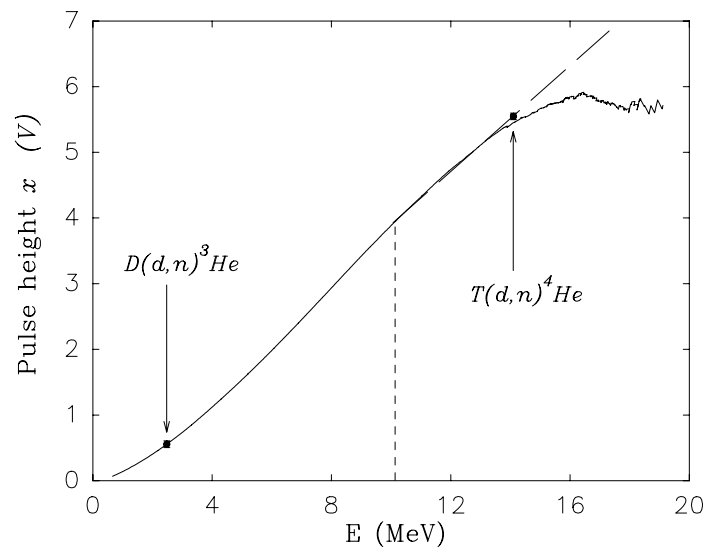
Elindulva tehát az x_c amplitúdótól, (4.4) baloldalán az integrálás első lehetséges felső határa $x_1 = x_c + \Delta x$ lesz (Δx az analizátor egy csatornájának megfelelő feszültség-intervallum szélességét jelöli), az integrál közelítő értéke pedig $y(x_c)\Delta x$. Ezután (4.4) jobboldalán addig az E_1 -el jelölt felső határig integrálunk, amíg az integrál értéke el nem éri a baloldal értékét. Természetesen minél finomabb beosztást használunk $P(E)$ integrálásakor, annál pontosabban lehet E_1 -t és vele

$$\frac{\Delta x}{E_1 - E_c} = \frac{\Delta x}{\Delta E_1} \approx gL'_p(E_1) \quad (4.6)$$

értékét meghatározni.

Ezután az $x_{i+1} = x_i + \Delta x$ ($i=1, 2, \dots, N_{max}-1$) soron következő felső határokkal a mért spektrum végéig, valamint hasonló eljárással x_c -től visszafelé haladva a spektrum elejéig (4.5) numerikusan kiszámítható.

(4.6) további integrálásával $x(E)$ (2.9) szerinti alakja az $x_c = gL_p(E_c) + C_0$ kezdeti feltételből már meghatározható, vagyis adott beállítás (erősítés és nullpont) esetén mérőrendszerünk energiára hitelesített. A kapott hitelesítési görbe a 19. ábrán látható.



19. ábra – A mérőrendszer energia hitelesítési görbéje

Jól látható, hogy a folytonos vonallal ábrázolt hitelesítési görbe magasabb energiákon ($E_n > 12$ MeV) az elvárt lineárisan emelkedő tendenciával szemben fokozatosan visszafordul és elveszíti addigi simaságát. Ezek a jelenségek a ^{252}Cf exponenciálisan csökkenő eloszlású neutron-spektrumának a következményei. A (4.1) kifejezésből látható, hogy sajnos az energia növekedésével egyre kisebb lesz a mérhető beütésszám, rohamosan nő a mérés relatív hibája és romlik a Cf neutronér/háttér arány. Amikor az addigi beütésszámokhoz képest csekély mértékű háttér szintjére illetve a továbbiakban az alá süllyed a hasadási görbe, akkor a szintén rohamosan csökkenő és a háttérrel nem tartalmazó $P(E)$ számított spektrum esetén az előzőekben ismertetett módszer során a vártnál egyre tovább kell integrálni, hogy elérjük a mért spektrumnak a háttér miatt magasabb integrálszintjét, vagyis egyre nagyobb lesz (4.6) nevezője, tehát csökken a hitelesítési görbe meredeksége. Ugyanakkor a relatív statisztikus hiba növekedése miatt a statisztikus fluktuációk is egyre erősebben jelennek meg az eredményben, a görbe láthatóan egyre egyenetlenebbé válik.

Ezen okok miatt mindenképpen az adott körülmények között megvalósítható lehető legkisebb háttérrel járó mérési elrendezést kell megvalósítani (pl. a detektor és a forrás távol essen a falaktól, padlótól, plafontól és minden zavaró szóróközegetől, ...), valamint a detektor korlátozott terhelhetősége miatt a mérés relatív hibájának csökkentésére lehetőleg hosszú (~10h) mérési időt kell biztosítani.

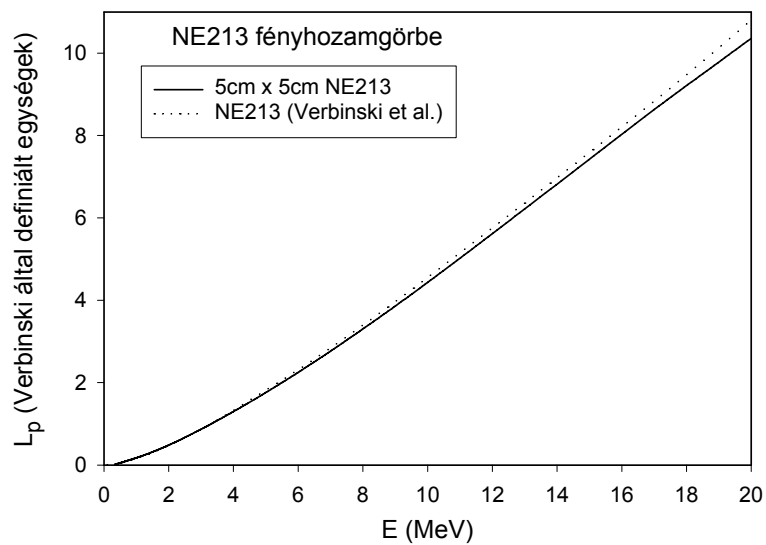
Saját 18 órás mérésnek a 19. ábrán látható eredményénél 10 MeV körül húzható meg hitelesítési módszerünk felső határa. Mivel e fölött a szerves szcintillátorok fényhozamgörbéje már jó közelítéssel lineárisnak vehető, ezért magasabb energiákra a $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ reakcióból származó mérési adatokra illeszkedő lineáris extrapolációt alkalmaztam.

A 19. ábrán látható hitelesítési görbén kívül az erősítés változtatásának és az esetleges nullpont eltolódások figyelembevételéhez azonban a szcintillátoranyagra jellemző $L_p(E)$ fényhozamgörbe ismerete is szükséges.

A mérőrendszer elemeinek gondos nullpont beállítása esetén azonban (2.9)-ben C_0 értéke zéró lesz, ekkor a szcintillátor fényhozama egyszerűen

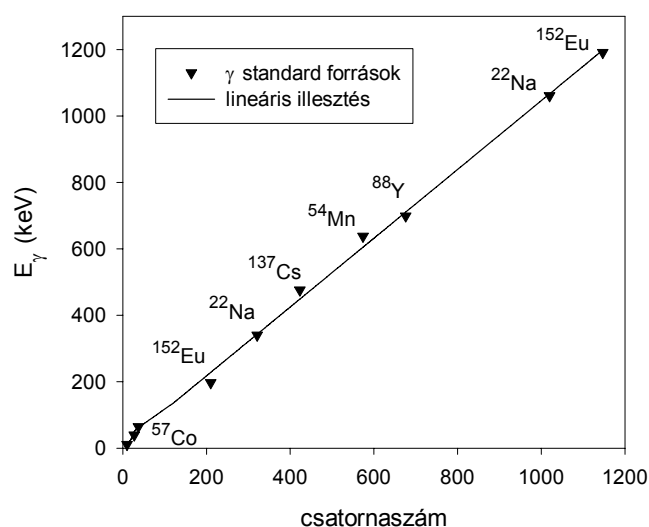
$$L_p(E) = \frac{x(E)}{g} \quad (4.7)$$

szerint számítható ki. Az eredményül adódó fényhozamgörbe *Verbinski* [22] által definiált egységekben a 20. ábrán látható.



20. ábra – 5cm x 5cm –es NE213 szcintillátor fényhozamgörbéje

A mérőrendszer későbbi erősítés- és nullpontváltozásának meghatározására célszerű γ standard forrásokat használni. A $C_0=0$ beállítással szcintillátorunk különböző γ hitelesítő forrásokkal felvett elektronenergia kalibrációs görbéje látható a 21. ábrán.



21. ábra – Az alkalmazott NE213 szcintillátor γ hitelesítő forrásokkal felvett elektronenergia kalibrációs görbéje

A Compton elektronok energiáját *Dietze* és *Klein* [28] Monte-Carlo szimulációs számításai alapján a Compton-él félértékénél 2 százalékkal alacsonyabb pozíciónál vettem maximálisnak. Jól látható, hogy körülbelül 120 keV felett elektronokra már lineáris a szcintillátor fényhozama. A fenti görbe alapján a későbbi felhasználás során egyetlen ^{22}Na γ -forrás vonalaihoz tartozó Compton-élek pozícióinak megméréseivel a mérőrendszer erősítésének g/g_0 megváltozása, valamint a nullpont eltolódása egyszerű módon meghatározható.

4.2 Mérési eredmények

Az előző fejezetekben részletesen ismertetett neutronspektrométer egyszerűen használható az 1-15 MeV-ig terjedő energiatartományban, ahol számos, a gyakorlati alkalmazásokban nagy jelentőségű, esetenként igen összetett spektrumú neutronforrással végeztünk különféle, pl. neutronforrás referencia, szögeloszlás, transzmissziós és visszaszórás méréseket az elmúlt években. Azonban a mérőrendszer általános alkalmazhatóságának határt szab a szcintillációs detektor korlátozott terhelhetősége. Emiatt például a nagyenergiájú gyorsítókkal létrehozott nagy hozamú neutrontermelő reakcióknál, amelyekhez többnyire még jelentős γ háttér is társul, csak igen kis nyalábáramok mellett alkalmazható a mérőrendszer.

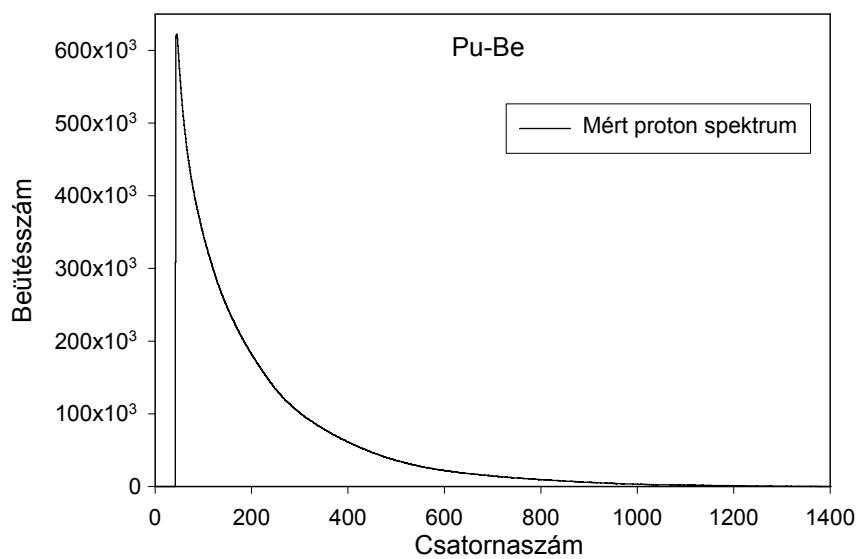
A mérések során a detektort állítható magasságú, könnyű alumíniumállvány tetején lehetőleg minden zavaró szóróközegetől (padló, plafon, falak) távol helyeztem el úgy, hogy hengeres szcintillátor tengelye mindig a mérni kívánt neutronforrás irányába mutasson.

A neutronspektrométer tesztelésére az előző fejezetben az energiahitelesítésnél is felhasznált ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ és ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ reakciók mellett a közelítőleg 11 MeV-ig terjedő, folytonos neutronspektrumuk miatt gyakran használt Pu-Be és Am-Be forrásokat használtam. Minkét forrástípusnál a nehéz mag radioaktív bomlásából származó α -részecskék a Be magon létrejövő (α,n) reakció során termelik a neutronokat és emellett még a gerjesztett állapotú végmagra jellemző γ -fotonokat, így ideális tesztforrások voltak a neutron-gamma jelalak-diszkrimináció beállítására és ellenőrzésére a mérőrendszerrel. Az említett α -emitterek hosszú felezési ideje miatt (${}^{239}\text{Pu}\rightarrow 24400$ év, ${}^{241}\text{Am}\rightarrow 458$ év) a források intenzitásának a csökkenése is elhanyagolható. Az Am-Be forrásnál jóval kisebb γ -intenzitása és az állandó elemarányt biztosító intermetallikus PuBe_{13} vegyület képződése révén

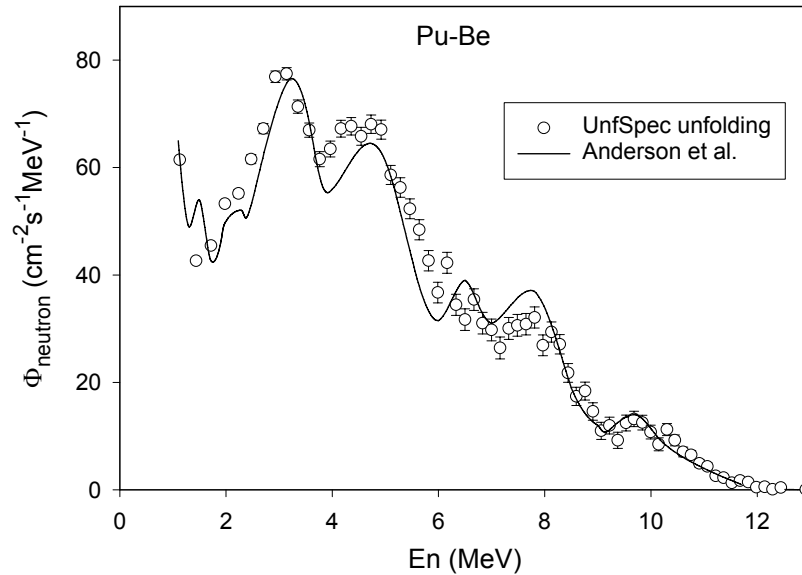
pontosan meghatározható, stabil hozama miatt a Pu-Be forrás használata általában előnyösebb.

4.21 Pu-Be neutronforrás spektruma

A tesztmérés során az egyszerűen használható dupla acéltokozású Pu-Be neutronforrást a méréskor hengeres szcintillátor tengelyének vonalában, a szcintillátor elejétől 10 centiméter távolságban függesztettem fel. Az így mért jelfelfutási időspektrum a 4. ábrán, a meglökött protonspektrum és az unfolding eredményeként kapott neutronspektrum pedig a 22. és 23. ábrán láthatók.



22. ábra – PuBe forrás mért meglökött protonspektruma NE213-ban



23. ábra – A derivált unfolding eljárás eredményeként kapott neutronspektrum

Habár az önabszorbció miatt a Pu-Be forrás neutronspektrumának pontos alakját a forrás mérete és tokozása is befolyásolja, az egyszerű derivált unfolding módszer fenti eredménye jól összevág az irodalomban található hasonló forrásokra kapott más eredményekkel [29]. Ugyanakkor, amíg egy hasonló felbontású mátrix unfolding számítás egy PC486(100MHz)-os gépen több percet vesz igénybe, addig itt néhány másodperc alatt, akár adatgyűjtés közben is előállítható az eredmény.

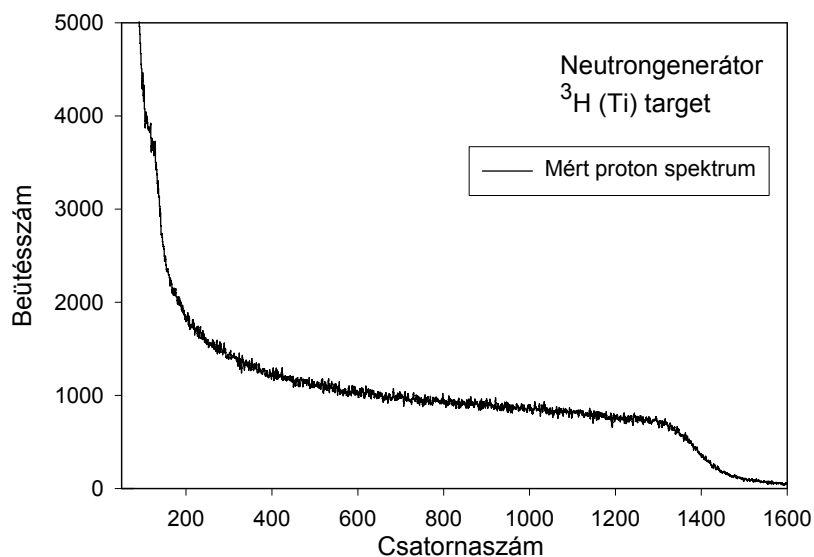
4.22 14 MeV-es monoenergetikus neutronforrás spektruma

Az alacsony (100-300 keV) deuteron bombázóenergia mellett is nagy hatáskeresztmetszetű exoterm ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ ($Q=3.27$ MeV) és ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ ($Q=17.6$ MeV) reakciók széles körben alkalmazott, nagy hozamú (10^8 - 10^{10} neutron/s) monoenergetikus gyorsneutronforrásként szolgálnak, az egyszerű kisenergiás lineáris gyorsítóknál pedig a fenti jellemzők miatt a legfontosabb neutrontermelő reakciók. Ezekre a reakciókra a kilépő neutron E_n energiája az E_d deuteronenergia és a θ kilépési szög függvényében a következő formulával adható meg

$$E_n(E_d, \theta) = E_0(E_d) + \sum_{i=1}^N E_i(E_d) \cos^i \theta \quad (4.8)$$

ahol az E_0, E_i együtthatók táblázatban adottak [30], [31].

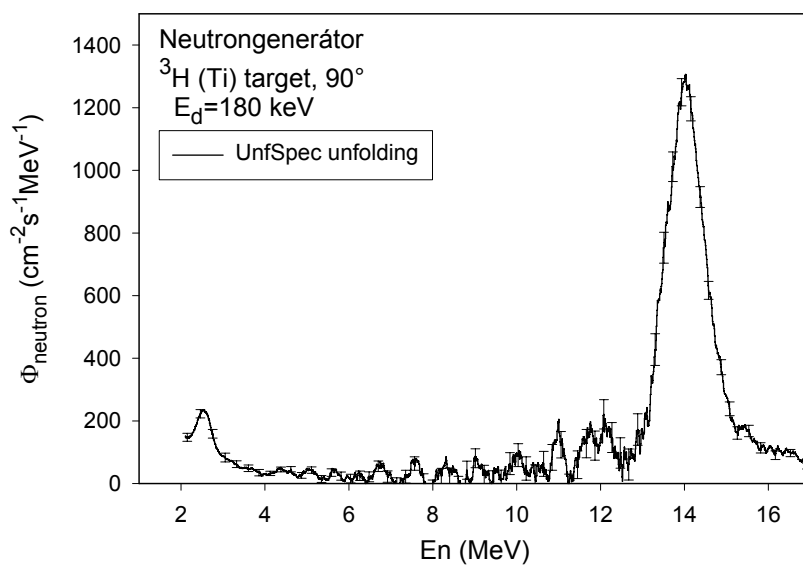
A Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékének neutrongenerátorával 180 keV energiájú deuteronnyalábbal bombázott titánban abszorbeált trícium és deutérium targettel végeztem méréseket. Az alkalmazott 70 cm forrás-detektor távolságnál a 2.5 cm átmérőjű hengeres detektor irányszögbizonytalansága $\pm 2^\circ$ és az ebből származó energiabizonytalanság (4.8) alapján a fenti bombázóenergián legfeljebb csupán ± 40 keV, amely jóval alatta van a mérőrendszerünk felbontóképességének, így a mért csúcs kiszélesedéséhez érdemben nem járul hozzá.



24. ábra - ${}^3\text{H}(d,n)$ monoenergetikus neutronforrás mért meglökött protonspektruma NE213-ban

A 24. ábrán, a ${}^3\text{H}(d,n)$ monoenergetikus forrás mért spektrumán jól láthatóak a nem lineáris fényhozamgörbe és a faleffektus miatt fellépő, az alacsony energiájú részt jelentősen megemelő spektrumtorzító hatások. Ezen felül pedig még felismerhető egy alacsony energiájú monoenergetikus neutroncsoportozó tartozó lépcső is a 100. csatorna körül, amely az öntargetképződés folyamata során a deuteronnalábbal huzamosabb ideig bombázott vastag ${}^3\text{H-Ti}$ target Ti hordozólemezába behatolt és ott felhalmozódott deuteronokon létrejött ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ reakció eredménye. Ennek megfelelően az unfolding eredményéül kapott - ez alkalommal az unfolding módszer ismertetésénél ismertetett mozgó átlag alakban felrajzolt - neutronspektrumon (lásd 25. ábra) az 1.1 MeV félértékszélességű 14.1 MeV energiájú domináns D-T csúcs mellett szintén látható a 2.49 MeV-es D-D

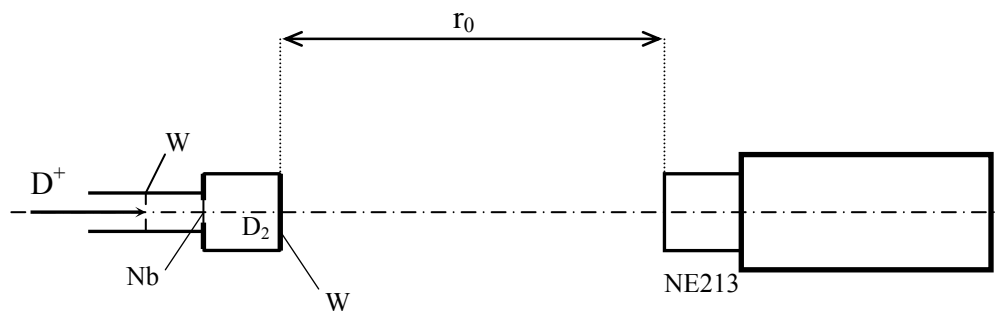
csúcs, így ez a spektrum kivételesen alkalmas volt a mérőrendszer energiahitelesítésének pontosítására illetve ellenőrzésére.



25. ábra – A ${}^3\text{H}(d,n)$ neutronforrásnak az unfolding eredményeként kapott neutronspektruma

4.23 Deutérium gáz target neutronspektruma

A számos későbbi mérésben neutronforrásként alkalmazott, az MTA-ATOMKI MGC-20 kompakt ciklotronjának egyik analizált nyalábcatornájának végére szerelt, a 26. ábrán vázolt deutérium gáztöltésű target tulajdonságait a neutronspektrométerrel végzett mérésekkel is megvizsgáltuk.



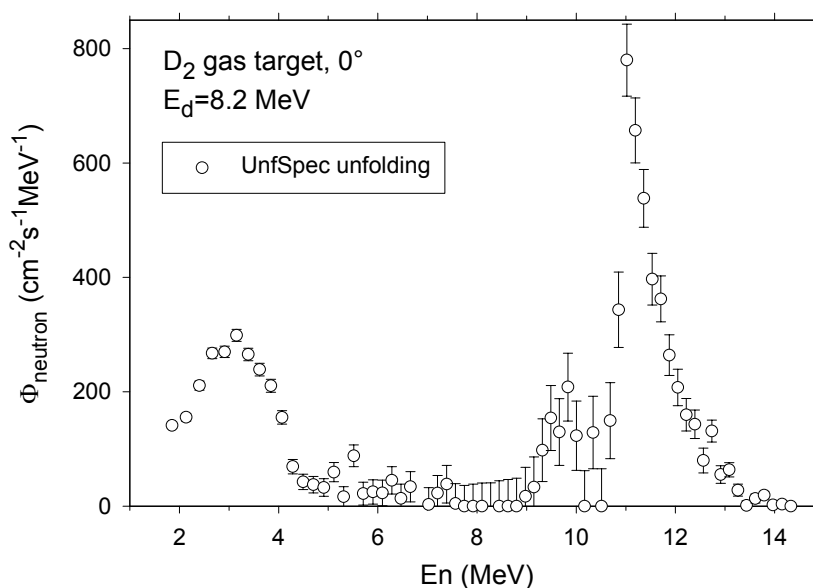
26. ábra – Gáztöltésű targettel végzett mérések elrendezése

A ciklotronnál az analizátormágnes után a deuteronnyaláb energiája már pontosan definiált, jelen mérésben $E_d=8.22$ MeV értékű volt, amely azonban főleg az $5\ \mu\text{m}$ vastagságú Nb belépőablak fólián és kisebb részben a $38\ \text{mm}$ hosszú tartályban lévő $1.6\ \text{bar}$ nyomású D_2 gázban fellépő energiaveszteség miatt Ziegler [32] adatai alapján számítva $8\ \text{MeV}$ -re csökken.

A 27. ábrán az unfolding eredményéül kapott neutronspektrumon a $11\ \text{MeV}$ -es monoenergetikus csúcs félértékszélessége $850\ \text{keV}$, amely ezen az energián körülbelül $8\ \%$ -os energiafelbontást jelent.

A ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ reakció monoenergetikus csúcsa mellett az eredményül kapott spektrumon $4\ \text{MeV}$ alatt jól látható az $E_k=4.45\ \text{MeV}$ bombázó küszöbenergia fölött beinduló, deuteronfelhasadással járó ${}^2\text{H}(d,pn){}^2\text{H}$ ún. “break-up” reakció járuléka,

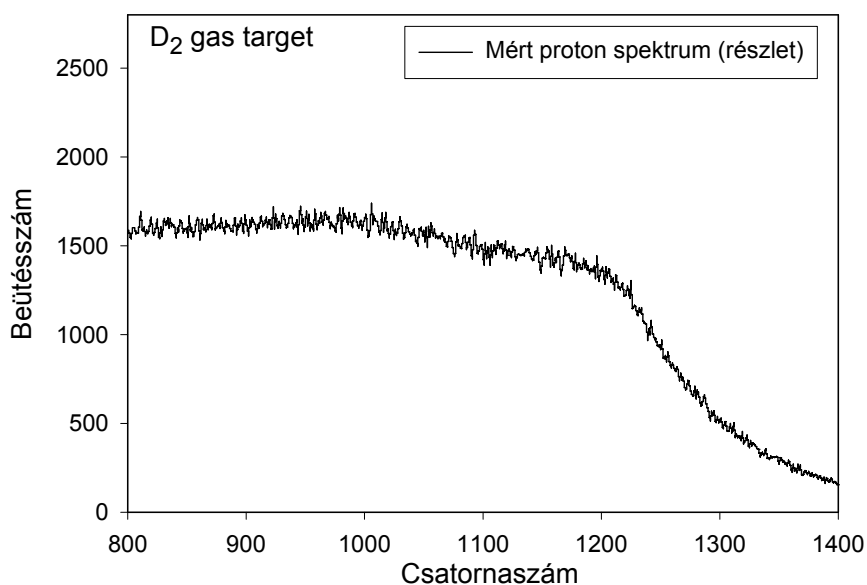
amely az E_d-E_k maximális energiáig terjed és folytonos spektrum, mivel a három részecskére való bomlás esetén a reakciótermékek az energián sokféleképpen osztozkodhatnak.



27. ábra – Mért D₂ gáztarget neutronspektrum E_d=8.22 MeV bombázóenergiánál

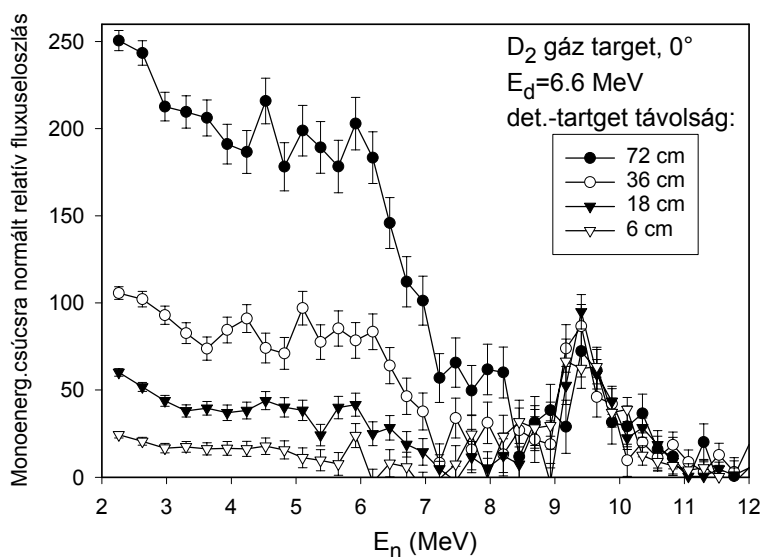
A fenti eredményen 4 MeV és 9 MeV közötti lapos spektrumtartomány a neutronhátter alacsony szintjét jelzi, köszönhetően a nyaláb jó kollimálását jelentős zavaró háttér nélkül biztosító 8 mm-es Ta, 6mm-es W és 4mm-es W kollimátoroknak, amelyek nyalábcsatorna W lezárású végétől 76, 11 és 4 cm-re helyezkedtek el.

A 9 MeV fölötti részen, közvetlenül a monoenergetikus csúcs előtt megfigyelhető kis “parazita” csúcs - a szén szórásának közvetett hatásaként - a szerves szcintillátorban mindig jelen lévő szén magokon szóródott, valamelyest csökkent energiájú neutronok újbóli szóródása során meglökött protonoktól származik. A mért protonspektrum végének a 28. ábrán kinagyított részén a végső meredek lépcső előtt szemmel is felismerhető az emiatt kialakuló enyhe spektrumtörés, amely sajnos a derivált unfolding módszerrel elkerülhetetlenül az eredeti energiától alacsonyabb értékű, de szerencsére többnyire nem túlságosan zavaró helyen - a nagy monoenergetikus csúcsok előtti részen - lévő újabb, nem valódi csúcsot eredményez.



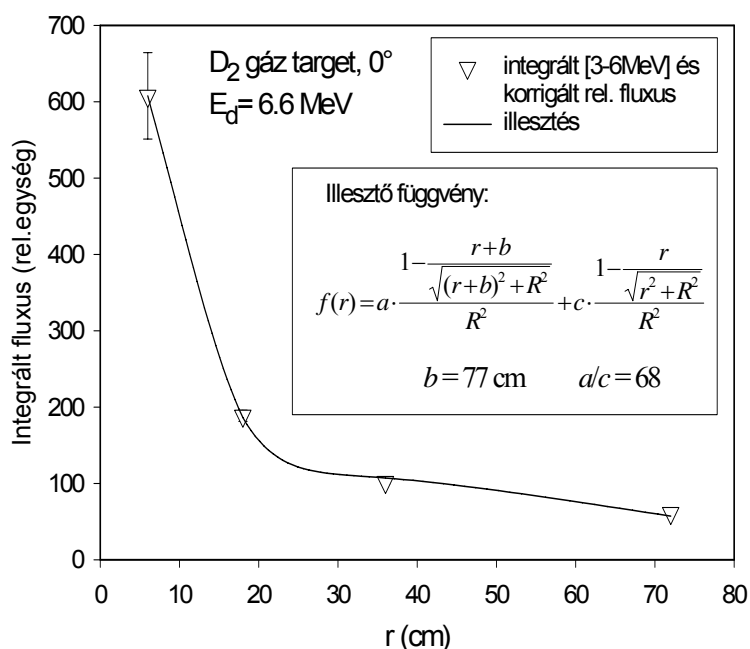
28. ábra-A szénszórás spektrumtorzító hatása a gáztargettel mért protonspektrumon

Azonban az eredmény nem mindig a 27. ábrához hasonló tiszta, alacsony hátterű. A jülichi CV 28 kompakt ciklotronnál az előzőhöz hasonló D_2 gáz targettel végzett néhány korai mérésnél hasonló mérési távolság esetén jelentős neutronhátter jelentkezett a monoenergetikus csúcs alatti széles tartományban. Ezen háttér forrásának beazonosítása céljából a neutronspektrométerrel több helyen, köztük 0° -os irányban a forrástól több különböző távolságban megmértem a neutronspektrumot. Habár a target-detektor távolság növelésekor a detektornak a falaktól - mint a háttér okozható potenciális szóróközegjelöltől - mért távolsága nem változott jelentősen (kis mértékben csökkent), eközben a mért háttérkomponens csökkent, azonban a természetesen szintén csökkenő monoenergetikus csúcs csökkenésétől jelentősen gyengébb mértékben, amely a 29. ábrán feltüntetett, a monoenergetikus csúcsterületre normált spektrumalakokból világosan látszik.



29. ábra – Neutronhátter forrásának azonosítására végzett gáztarget mérések

Ezek alapján a detektor és az egyszerű számítás kedvéért mostantól pontszerűnek feltételezett zavaró forrás r' távolsága nagyobb, mint a target-detektor r távolság, így a legegyszerűbb, a nyaláb vonalára illeszkedő esetben $r'=r+b$ írható. A monoenergetikus csúcs távolságfüggésére normált spektrumokon 3 és 6 MeV között a háttértartományt integrálva a 30. ábrán ábrázolt távolságfüggés adódik.

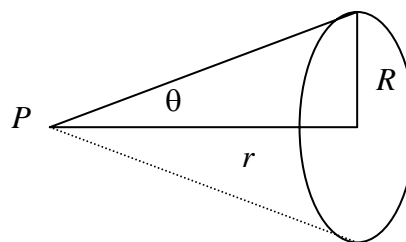


30. ábra - A háttértartomány (3-6MeV) integráljának távolságfüggése

A mért adatokra illesztett a távolságfüggést leíró függvény paramétereiből a zavaró forrás targettől mért b távolsága megkapható.

Kiterjedt (nem pontszerű!), $R=2.5\text{cm}$ sugarú hengeres detektor távolságfüggésének közelítésénél felhasználva, hogy egy R sugarú körlap a középpontján átmenő, a síkjára merőleges tengelyen r távolságra lévő P pontból

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta) = 2\pi\left(1 - \frac{r}{\sqrt{r^2 + R^2}}\right)$$



térszög alatt látszik, amely a P pontba helyezett izotróp forrás esetén arányos a körlap felületén időegység alatt keresztülhaladt neutronok számával ($\Omega \sim dN/dt$), és ezt elosztva a körlap felületével a felületegység alatt időegység alatt keresztülhaladt neutronok számát megadó neutronfluxus:

$$\Phi \propto \frac{2\left(1 - \frac{r}{\sqrt{r^2 + R^2}}\right)}{R^2} \xrightarrow{R \rightarrow 0} \frac{1}{r^2}$$

A fentiek alapján a mindkét forrást (target és zavaróforrás) egyidejűleg figyelembe vevő, az illesztésre használt $f(r)$ függvény alakja, és a b , a/c illesztési paraméterek eredmények szintén a 30. ábrán szerepelnek. Az alkalmazott egyszerűsítések ellenére a b -re kapott 77 cm-es érték jó közelítéssel egyezik a nyalábsatorna mentén a targettól távolabb lévő hűtött kollimátorszerelvény targettól számított távolságával, így mérésünk szerint főként az erre felfutó nyaláb okozta a mért zavaró háttérrel, amely tartományában a gáztarget járuléka csupán 1/68-ad rész. Ilyen esetben a repülési-idő rendszerrel nem lehet a második forrás távolságát megkapni, az ugyanis kizárólag egy adott repülési hosszt feltételez és a hosszabb repülési időt mindig csupán alacsonyabb energiának értelmezi.

4.24 Vastag Be(d,n) neutronforrás spektruma

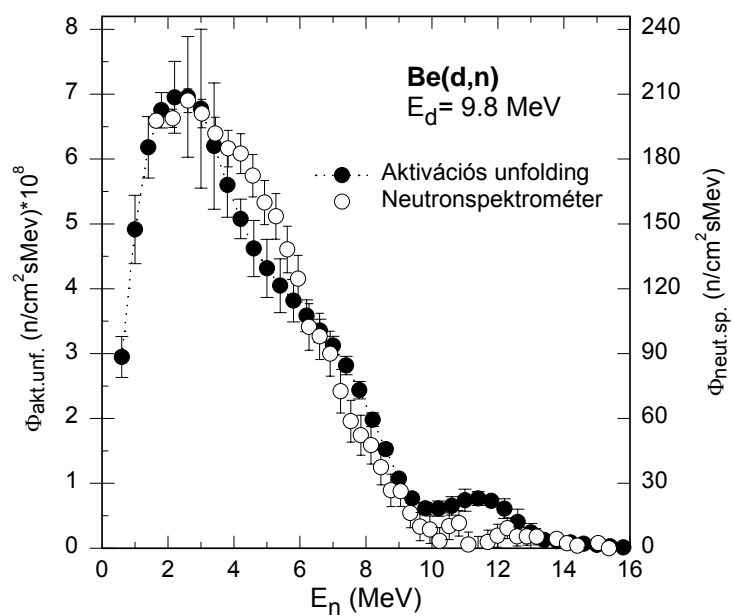
A berilliumot tartalmazó, gyorsítót igényelő neutronforrások igen magas hozamuk és magas átlagos neutronenergiájuk miatt komoly szerepet töltenek be a különféle alkalmazásokban, ezért adott targetnél a spektrum alakjának közvetlen mérése igen hasznos.

Mivel a ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ reakció meglehetősen nagy, pozitív Q -értékkel rendelkezik (3. táblázat), a létrejövő neutronspektrum elég magas energiákig terjed. Ugyanakkor a méréseinkben használt 7 MeV és 13.5 MeV közötti deuteron bombázóenergia meghaladta a $(d,2n)$, (d,pn) és $(d,p2n)$ reakciók küszöbenergiáját, így ezen a nyitott reakciócsatornák járuléka alacsony energiákon jelentősen megnövelik a neutronhozamot.

Reakció:	${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$	${}^9\text{Be}(d,2n){}^9\text{B}$	${}^9\text{Be}(d,pn){}^9\text{Be}$	${}^9\text{Be}(d,p2n){}^8\text{Be}$
Q-érték:	+4.36 MeV	-4.1 MeV	-2.2 MeV	-3.9 MeV

3. táblázat ([25] alapján)

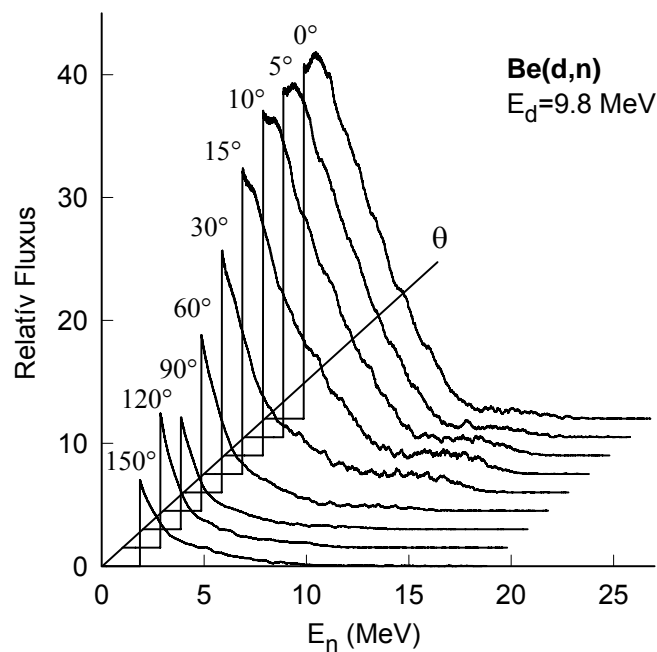
Az MTA-ATOMKI MGC-20 ciklotronján végzett méréseinknél az előző fejezetben ismertetett elrendezésű nyalábcatornánál egy rézgyűrűbe ágyazott, a csatornát lezáró W lapra rögzített 23 mm átmérőjű, 3 mm vastag berillium korongot használtunk targetként. A berilliumforrással tervezett transzmissziós mérések előtt fóliaaktivációs és neutronspektrométer mérésekkel vizsgáltuk a forrás jellemzőit. A két különböző módszer eredményének összehasonlítása a 31. ábrán látható.



31. ábra – Vastag ${}^9\text{Be}(d,n)$ forrás fóliaaktivációval és neutronspektrométerrel mért energiaspektruma

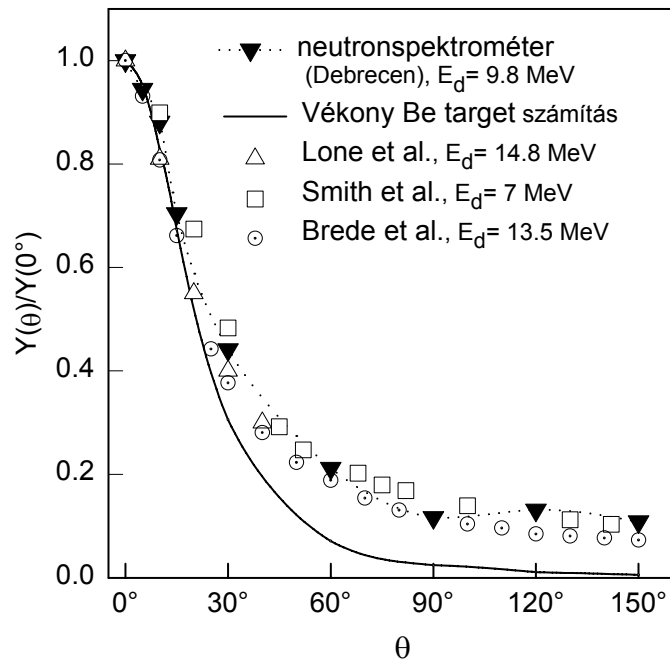
Az eltérések indokolhatók egyfelől aktivációs unfoldinghoz felhasznált reakciók korlátozott száma miatt fellépő fluktuációkkal, másfelől a targethez sokkal közelebb lévő aktivációs fóliák által lefedett jóval nagyobb detektálási térszöggel.

A kibocsátott spektrumalak szögfüggésének mérését 75 cm-es forrás-detektor távolságnál a 0-150°-os szögtartományban végeztük el és az eredményül kapott spektrumok a 32. ábrán láthatók.



32. ábra – Be forrás energiaspektrum alakjának szögfüggése a 0-150°-os szögtartományban

Az 1.8 MeV küszöbenergia felett az egyes spektrumok integrálásával számított nullirányhoz viszonyított relatív hozamértékeket a szög függvényében ábrázolva az irodalomban található hasonló adatokkal [33], [34], [35], [36] együtt a 33. ábra mutatja be.

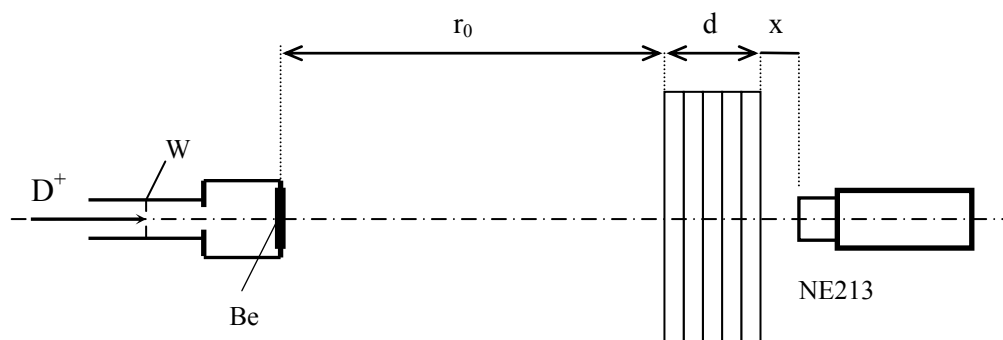


33. ábra – Be neutronforrás relatív hozamváltozása a szög függvényében

A fenti ábrán jól látszik, hogy a relatív hozam szögfüggése nem változik számottevően a deuteron bombázó energia 9-15 MeV-es tartományában. Ugyancsak jól látszik hogy a 0 - 15° -os szögtartományban a vékony target számított adatai jól egyeznek a vastag targettel mért eredményekkel.

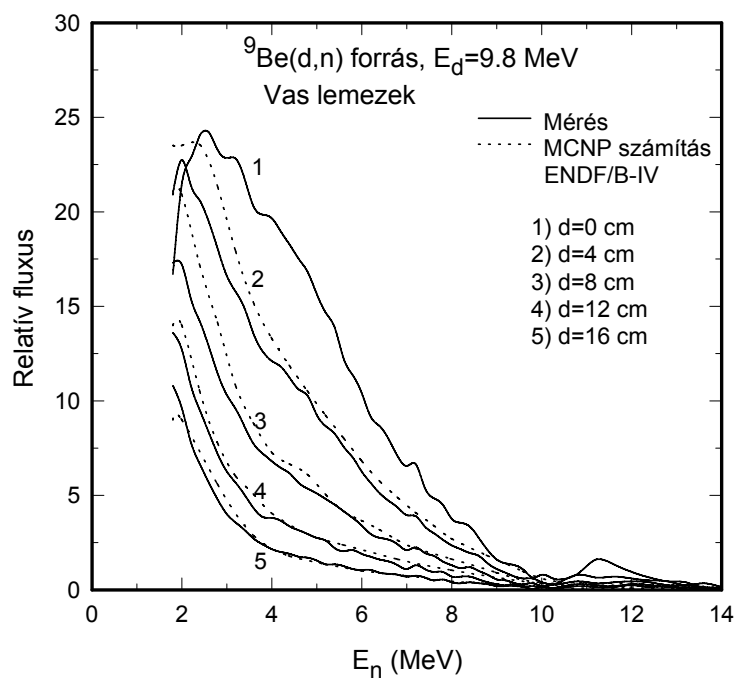
4.25 Kiterjedt közeg neutrontranszmissziós spektruma

A különböző típusú források jellemzőre vonatkozó méréseken kívül az előzőekben tárgyalt neutronforrások felhasználásával a gyakorlati alkalmazások szempontjából fontos anyagokon számos neutrontranszmissziós mérést végeztünk. Ez utóbbi mérések eredményeként egyfelől kiterjedt anyagok spektrummodosító hatását határoztuk meg különféle elrendezésekben, másfelől ezeket a mért értékeket a különböző adatbázisokon (FENDL/E-1, ENDF/B-IV, ENDF/B-V, ENDF/B-VI, JENDL-3.1) alapuló MCNP-4A [37] Monte-Carlo számítások adataival összevetve az egyes adatbázisok értékeinek indirekt ellenőrzését végeztük, amelyeknél számos esetben a kapott jó egyezés az adatok megerősítését jelentette.



34. ábra - Neutron-transzmissziós mérések mérési elrendezése

Egy ${}^9\text{Be}(d,n)$ forrással a 34. ábrán vázolt elrendezésben $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ méretű, különböző vastagságú vaslemezek mögött $x=0.5\text{ cm}$ távolságban végzett neutron-transzmissziós mérés és az ENDF/B-IV adatbázison alapuló számítás eredményét mutatja be a 35. ábra.



35. ábra – Fe lemezek neutron-transzmissziós mérési és MCNP számítási adatai

Az ábrán jól látható, valamint az értekezés témakörében megjelent saját publikációkban szereplő több mérés is igazolta, hogy a vas 3 MeV fölött széles energiatartományban jó gyengítési képességgel rendelkezik, ezért jól hasznosítható neutronárnyékolásokban. Például 14 MeV-es neutronok által a különféle elemeken végbemenő $(n,n'\gamma)$ reakciókban kiváltott prompt gamma sugarak detektálásán alapuló multielemanalízis módszerben a detektoranyagban belül keltett zavaró gamma háttér lecsökkentésére a vas más anyagokkal (polietilén, ólom, ...) együtt, gondosan megválasztott arányban a magas oxigéntartalmú BGO gamma detektor neutrongenerátor felőli hatásos árnyékolásánál jól hasznosítható.

A 35. ábrán a számítási eredmények a mért értékekkel kielégítő egyezést mutatnak. Az alacsony energiájú részen jelentkező eltérések egyfelől az ebben a tartományban meghatározó szerepet játszó nagyszögű rugalmas szórás, illetve a vas 0.848 MeV-es gerjesztett állapotára vezető rugalmatlan neutronszórásra vonatkozó, számításban alkalmazott adatoknak, az egyes adatbázisokban is eltérő értékű, esetlegesen pontatlan értékével indokolható. Ugyanakkor kisebb részben a nagy belépő szögek miatt kialakuló, már nem ideális detektálási geometria is szerepet játszik, azonban a mélységben és szélességben közel megegyező méretű, és a kristályokéhoz hasonló kitüntetett iránnyal nyilván nem rendelkező folyadékszintillátorunk esetén ez a hatás nem jelentős.

Két széles energiaintervallumban az ENDF/B-IV és ENDF/B-VI adatbázisok adataival számított és a neutronspektrométerrel mért relatív hozamok C/M hányadosait a 4. táblázatban foglaltam össze.

d (cm)	C/M		C/M	
	1.6 MeV-5.2 MeV B-IV ^a B-VI ^b		5.2 MeV-14 MeV B-IV ^a B-VI ^b	
4	1.07	1.10	1.04	1.05
8	1.11	1.14	1.00	1.10
12	1.00	1.08	0.96	1.04
16	0.86	0.95	0.82	0.95

a - ENDF/B-IV

b - ENDF/B-VI

4. táblázat - Az ENDF/B-IV és ENDF/B-VI adataival számított és a neutronspektrométerrel mért relatív hozamok C/M hányadosai az (1.6-5.2MeV) és a (5.2-14MeV) energiatartományokban

Köszönetnyilvánítás

Munkám végén köszönetemet szeretném kifejezni a témavezetőmnek, Dr. Csikai Gyulának, aki lehetővé tette és támogatta e dolgozat megírását és értékes tanácsaival segítette azt.

Szintén köszönetemet fejezem ki Dr. Sztaricskai Tibornak a detektor használatánál és karbantartásánál nyújtott segítségért.

Végül ugyancsak köszönetemet fejezem ki a Kísérleti Fizikai Tanszék mindazon munkatársainak, akik tanácsukkal, illetve az elvégzett mérésekben közreműködésükkel segítették munkámat.

5. Összefoglaló

Gyorsneutron-spektrometriai célokra magas hatásfokuk és kiemelkedően jó neutron-gamma diszkriminációs tulajdonságaik miatt széles körben alkalmaznak szerves szcintillátorokat. Az értekezésben szintén egy - a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén felépített - szerves szcintillátor alapú neutronspektrométer összeállításának tapasztalatai, energiahitelesítésének módszere és a spektrométerrel végzett néhány kutatási eredmény szerepel.

A dolgozat bevezető részében az irodalom szcintillátorokra vonatkozó neutrontektálási és adatfeldolgozási módszereinek összefoglalása után a megvalósított mérőrendszer pontos leírását és működését ismerttettem.

A neutronspektrométer energiahitelesítésére egy viszonylag egyszerű mérésekkel megvalósítható új módszer került alkalmazásra a következő okok miatt. A meglehetősen költséges kísérleti háttérrel igénylő repülési-idő módszer hiányában a szerves szcintillátorra épülő neutronspektrométer energiahitelesítéséhez a rendszerben alkalmazott szerves szcintillátor tényleges fényhozamgörbéjének pontos ismerete szükséges. A gyakran alkalmazott szcintillátorok fényhozamára ugyan számos mérési eredmény ismert, azonban a szcintillátorok tisztaságának, méretének és előéletének különbözősége miatt mindig az aktuális mérőrendszer specifikus tulajdonságait tükröző mért fényhozam felhasználása a legelőnyösebb. A több monoenergetikus neutroncsoporttal történő méréssorozaton alapuló direkt hitelesítési módszerhez képest a jól ismert spektrumú ^{252}Cf forrás szcintillátorral közvetlenül mért impulzusamplitúdó-spektrum és a referenciaalakból számított protonenergia-spektrum alakjának összehasonlításával az energiakalibráció viszonylag egyszerűen is elérhető.

A felépített szerves szcintillátor alapú neutronspektrométerrel ténylegesen mérhető protonspektrum adatok feldolgozására saját fejlesztésű unfolding programot illesztettem a mérőrendszerhez. A mérsékelt számítási igénye miatt a derivált unfolding módszert alkalmazó, rendszerbe integrált program ezáltal meglehetősen gyors adatfeldolgozást tesz lehetővé.

Munkám célja, hogy bemutassam, hogy a felhasznált, illetve az energia-hitelesítésre kidolgozott módszerek segítségével egy egyszerűen használható, és a gyors adatfeldolgozás révén teszt jellegű mérésekre is alkalmas mérőrendszer kapható, amellyel az elmúlt években számos méréssorozatot végeztünk és bebizonyosodott, hogy például a neutronforrások tulajdonságainak vizsgálatánál az alkalmazott viszonylag egyszerű módszerek ellenére a jóval bonyolultabb rendszerekéhez hasonló jó eredmények érhetők el, valamint, hogy néhány speciális mérési feladatra pedig egyedülállóan alkalmas.

6. Summary

Organic scintillators, due to their high efficiency and very good pulse-shape-discrimination properties, have a leading role in fast neutron spectrometry.

This thesis based on the installation, the energy calibration and some experimental result of a scintillator based neutron spectrometer of the Institute of Experimental Physics of University of Debrecen.

In this thesis, after the review of neutron detecting and data processing methods of the related literature, the detailed description and the operation of our Pulse Height Response Spectrometer (PHRS) are presented. A simple new energy calibration method, based on relatively simple measurements, was used owing to the following reasons. For lack of the pulsed source based time-of-flight (TOF) technique with a fairly expensive experimental setup, neutron spectrometry based upon organic scintillators requires the light output function of the scintillator to be known precisely. Several experimental results are available for the response of common organic scintillator types, but owing to the differences in the purity, size and past history of the scintillators the measured light yield always has the advantage of including specific properties of the detector system.

In comparison with the direct energy calibration by means of observing monoenergetic neutrons scattered from hydrogen at a number of angles, a simple experimental calibration can be performed with ^{252}Cf source by comparing the evaluated fission neutron induced proton recoil spectrum with measured proton recoil data.

Owing to its modest computational requirements, the differentiation method was applied for the unfolding of proton recoil spectra in my self developed unfolding code embedded in the data acquisition system, which therefore provides

considerably fast data processing and makes our system suitable for quick adjustment and test measurements as well.

During the past years several measurements were performed with the Pulse Height Response Spectrometer and one purpose of this work is to show, that when available experimental facilities are modest, one can obtain nearly the same results by using this system with simple calibration and unfolding methods as those obtained by more sophisticated procedures.

7. Irodalomjegyzék

- [1] Nuclear Enterprises Ltd., Scintillator Catalogue, Bulletin No. 68 (1973)
- [2] Bicron, Saint-Gobain Industrial Ceramics Inc., Scintillator Products (1999)
- [3] G.F. Knoll, Radiation Detection And Measurement, John Wiley & Sons, New York (1979)
- [4] L.M. Bollinger, G.E. Thomas, Review of Scientific Instr. 32 (1961) 1044.
- [5] V.V. Verbinski et al., Nucl. Instr. and Meth. 52 (1967) 181.
- [6] C. A. Goulding et al., LANL Technical Note LA-N2TN-87-201 (1987)
- [7] T.G. Masterson, Nucl. Instr. and Meth. 88 (1970) 61.
- [8] W. Berth et al. Nucl. Instr. and Meth. 104 (1972) 205.
- [9] F.T. Kuchnir, F.J. Lynch, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (9), (1968) 107.
- [10] O.R. Frisch, Ed. Progress in Nuclear Physics, Pergamon Press Inc., London, (1956) Vol. 5: F. D. Brooks, Organic Scintillators
- [11] F.D. Brooks, Nucl. Instr. and Meth., 17 (1959) 151.
- [12] B. Sabbah, A. Suhami, Nucl. Instr. and Meth., 58 (1968) 102.
- [13] M. Forte, A. Konsta and C. Maranyana, Nuclear Electronics 2, IAEA, Vienna (1962)
- [14] T.K. Alexander, F.S. Goulding , Nucl. Instr. and Meth., 13 (1961) 244.
- [15] T.G. Miller, Nucl. Instr. and Meth., 63 (1968) 121.
- [16] Gy. Máthé, Nucl. Instr. and Meth., 23 (1963) 261.

-
- [17] Kiss D., Quittner P. (szerk), Neutronfizika, Akadémiai Kiadó, Budapest (1971)
- [18] H.W. Broek, C. E. Anderson, Review of Scientific Instr. 31 (1960) 1063.
- [19] D. Slaughter, R. Strout, Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 349.
- [20] Oak Ridge Neutron Physics Division Annual Progress Report, ORNL-4280 (1968)
- [21] J. L. Gammel, Intern.Conf.on Peaceful Uses of Atomic Energy.Vol.IV.Paper P/594, 251 (1955)
- [22] V.V. Verbinski et al., Nucl. Instr. and Meth. 65 (1968) 8.
- [23] J. P. Biersack, J. F. Siegler, Trim-91 Version 04. Copyright © 1991.
- [24] Borland International Inc., Turbo Pascal Version 6.0 Copyright © 1991.
- [25] Landolt-Börnstein, Numerica Data and Functional Relationship in Science and Technology, Vol.5., SPRINGER-VERLAG (1973)
- [26] W. Boldeman (review), IAEA-TECDOC-410 (1987) 125.
- [27] W. Mannhart, IAEA-TECDOC-410 (1987) 158.
- [28] G. Dietze, H. Klein, Nucl. Instr. and Meth. 193 (1982) 549.
- [29] M.E. Anderson, R.A. Neff, Nucl. Instr. and Meth. 99 (1972) 231.
- [30] J. Csikai, Handbook of Fast Neutron Generators, CRC Press Inc., Florida, USA, Vol. I, II (1987)
- [31] IAEA-TECDOC-913, Manual for troubleshooting and Upgrading of Neutron Generators, Vienna (1996)
- [32] J. I. Ziegler, Handbook of Stopping Cross Sections of Energy Loss in All Elements, Vol. 5, Pergamon Press Oxford (1980)

-
- [33] M.A. Lone, C.B. Bigham, Intense Deuteron and Proton Induced Neutron Sources, Neutron Physics and Nuclear Data in Science and Technology, Vol.2, Pergamon Press, Oxford (1983)
- [34] M.A. Lone, C.B. Bigham, J.S. Fraser, H.R. Schneider, T.K. Alexander, A.J. Ferguson, A.B. McDonald, Nucl. Instr. and Meth. 143 (1977) 331.
- [35] D.L. Smith, J.W. Meadows, P.T. Guenther, Nucl. Instr. and Meth. A 241 (1985) 507.
- [36] H.J. Brede, G. Dietze, K. Kudo, U.J. Schrewe, F. Tancu, C. Wen, Nucl. Instr. and Meth. A 274 (1989) 332.
- [37] J.F. Breisemeister (ed.), MCNP-4A: A general purpose Monte Carlo code system for calculating the time dependent continuous-energy transport of neutrons, photons and/or electrons in three dimensional geometries. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, USA

Függelék

A - Az értekezés témakörében megjelent saját publikációk

1. P. A. Dokhale, J. Csikai, **L. Oláh**, Investigations on neutron induced prompt gamma analysis of bulk samples, Applied Radiation and Isotopes, 54 (2001) 967-971.
2. J. Jordanova, **L. Oláh**, A. Fenyvesi, J. Csikai, B. Leshchenko, A.M. El-Megrab, A. Majdeddin, Measurements and calculations of neutron spectra modified by iron slabs bombarded by neutrons with energies up to 14 MeV, Applied Radiation and Isotopes 54 (2001) 307-310.
3. J. Jordanova, **L. Oláh**, A. Fenyvesi, A.M. El-Megrab, I. ElAgib, Darsono, U. Klein, J. Csikai, Validation of neutron data libraries by comparison of measured and calculated neutron leakage spectra, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 421 (1999) 522-530.
4. **L. Oláh**, A. Fenyvesi, J. Jordanova, A.M. El-Megrab, A.D. Majdeddin, Darsono, N. Perez, Y. Ali and J. Csikai: Measurements and calculations of neutron leakage spectra from slabs irradiated with ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$, ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ and Pu-Be neutrons, Applied Radiation and Isotopes 50 (1999) 479-486.
5. I. El-Agib, J. Csikai, J. Jordanova, **L. Oláh**, Leakage neutron spectra from spherical samples with a Pu-Be source, Applied Radiation and Isotopes 51(1999) 329-333.

6. J. Csikai, S. Szegedi, **L. Oláh**, S.M. Ibrahim, A.M. El-Megrab, N.I. Molla, M.M. Rahman, R.U. Miah, F. Habbani, I. Shaddad: Production of solid deuterium targets by ion implantation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 397 (1997) 75-80.
7. **L. Oláh**, A.M. El-Megrab, A. Fenyvesi, A.D. Majdeddin, R. Dóczi, V. Semkova, S.M. Qaim, J. Csikai: Investigations on neutron fields produced in ${}^2\text{H}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$ and ${}^9\text{Be}(\text{d},\text{n}){}^{10}\text{B}$ reactions, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 404 (1998) 373-380.
8. J. Csikai, Á. Grallert, **L. Oláh**, S.M. Qaim: Characteristics of Low Energy Accelerator Neutron Sources, in: Int. Conf. on Nuclear data for Science and Technology, Gatlinburg, VolII, (Ed. J. K. Dickens) ANS, USA (1994) 78.

B - Programlista: UNFSPEC.PAS program

```
Program Unfspec;
{$N+}
Const
  ChNumMax=2048;          { Max. number of MCA channels }

Type
  Real= Single;
  MeasuredSpec=array[0..ChNumMax] of LongInt;
  DerivatedSpec=array[0..ChNumMax] of Real;
  Extn=string[4];
  Lirec=record
    ll: LongInt;
  end;
  Irecc=record
    ii: Integer;
  end;
  Rrec=record
    rr: Single;
  end;

Var
  y,FI,deltaFI: MeasuredSpec;
  y_,DELTA2y_,rFI,rdFI:DerivatedSpec;

  Coeff,dE,dfiPERdy,dfiPERdy_,E,ECO,ECS,Emax,Emin,G,X,X0,kr,kNa,nH,LL,RR,V,
  aa,bb,cc: Real;
  Bottom,N,j,k,Pn,ChNum,EChNum,ByteOffset,RecOffset,Nroi,LLD,ULD,i0,i1:
Integer;
  T,PDPECO,PDPECS: LongInt;
  a: array[0..4,0..3] of Real;
  E0: array[0..4] of Real;
  measfilename,nfilename,parfilename,fname: String;

Label
  CIM,CIMKE,WCIM;

Procedure CodeDecode(var LI:LongInt);
  { Transform AccuSpec data format to Pascal LongInt record format
  and vice versa: }
Var
  LIup,LIlow: LongInt;
begin
  LIup:=LI SHL 16;
  LIlow:=LI SHR 16;
  LI:=LIup+LIlow;
end;{CodeDecode}

Procedure Complete(Var name:String; ext:Extn);
Var
  len: Integer;
begin
  if Pos('.',name)=0 then begin
    len:=Length(name);
    Insert(ext,name,len+1);
  end;
end;{Complete}
```

```

Procedure FPConvPDPtoIEEE(Var Sr:Single);
  { Floating Point Conversion from PDP-11 to IEEE format }
  Var
    i: array[0..1] of Integer absolute Sr;
    iexp,itmp: Integer;
  begin
    if i[0]=0 then i[1]:=0
    else begin
      iexp:= i[0] and 32640;
      iexp:=iexp-256;
      i[0]:=i[0] and -32641;
      i[0]:=i[0] or iexp;
      itmp:=i[1];
      i[1]:=i[0];
      i[0]:=itmp;
    end;
  end;{PDPtoIEEE}

Procedure FPConvIEEEtoPDP(Var Sr:Single);
  {Floating Point Conversion from IEEE to PDP-11 format }
  Var
    i: array[0..1] of Integer absolute Sr;
    iexp,itmp: Integer;
  begin
    if Not((i[0]=0) or (i[1]=0)) then begin
      iexp:=i[1] and 32640;
      iexp:=iexp+256;
      i1:=i[1] and -32641;
      i1:=i1 or iexp;
      i0:=i[0];
      itmp:=i1;
      i1:=i0;
      i0:=itmp;
    end;
  end;{IEEEtoPDP}

Procedure DataRead; {Reading the measured spectrum into y[k] (k=1..ChNum) }
  Var
    recl: LIrec;
    reci: Irec;
    recr: Rrec;
    mfile,nfile: file of LIrec;
    ifile: file of Irec;
    rfile: file of Rrec;
    i,fsize: Integer;
  Label
    CIM1,CIM2;
  begin
    k:=0;
    Assign (ifile,'msp.roi');
    {$I-}Reset(ifile);{$I+}
    if IoResult<>0 then begin { File not found error }
      Assign(ifile,'UNFSPEC\msp.roi');
      {$I-}Reset(ifile);{$I+}
      if IoResult<>0 then begin
        Writeln(' - msp.roi not found ! - ');
      end;
    end;
    { Error flag: k=-1 in case of error }
  end;

```

```

        LLD:=1;
        ULD:=ChNumMax;
        goto CIM2;
    end;
end;

fsize:=FileSize(ifile);
Seek(ifile,0);
Read (ifile,reci);
Nroi:=reci.ii;
Write(' ');
Write(Nroi);
Write('. ROI loading ROI markers from ');
Writeln(' msp.roi');
if Nroi>0 then begin
    Seek(ifile,fsize-3);
    Read(ifile,reci);
    LLD:=reci.ii; { Lower Level of Discrimination }
    Read(ifile,reci);
    ULD:=reci.ii; { Upper Level of Discrimination }
    if LLD<1 then LLD:=1;
    if LLD>=ULD then begin
        Writeln(' - ROI error : Lower Marker >= Upper Marker -');
        k:=-1;
        goto CIM1;
    end;
    if ULD-LLD<2*N then begin
        Writeln('ROI error: ROI is too small considering on filter No. N -');
        k:=-1;
        goto CIM1;
    end;
end
else begin
    LLD:=1;
    ULD:=ChNumMax;
end;
Close(ifile);
CIM2: Write(' Lower Level= ');
Write(LLD);
Write(' Upper Level= ');
Writeln(ULD);
Writeln;

Assign(mfile,measfilename);
{$I-}Reset(mfile);{$I+}
if IoResult<>0 then begin { File not found error }
    Writeln(' - ',measfilename,' not found ! - ');
    k:=-1;
    goto CIM1;
end;

Assign(nfile,nfilename);
{$I-}Reset(nfile);{$I+}
if IoResult=0 then begin
    Writeln('Neutronspectrum data file at the same name already exists!');
    fname:=nfilename;
    i:=Pos('.',fname);
    Delete(fname,i,4);
end;

```

```

fname:=fname+'.bak';
Writeln(' - Backing up old nfile to ',fname,' -');
Close(nfile);
{$I-}Rename(nfile,fname);{$I+}
if IoResult<>0 then begin
  Writeln('- ',fname,' already exists too! Overwrite old bak file! -');
  Assign(nfile,fname);
  Erase(nfile);           { delete old bak file }
  Assign(nfile,nfilename);
  Rename(nfile,fname);   { "copy" data file to bak file }
end;{if true}
Assign(nfile,nfilename);
Rewrite(nfile);
end {if true}
else Rewrite(nfile);

                                { Reading file header information }
Seek(mfile,12);
Read(mfile,recl);
T:=recl.ll;
CodeDecode(T);
Close(mfile);
Assign(ifile,measfilename);
Reset(ifile);
Seek(ifile,12);
Read(ifile,reci);
ByteOffset:=reci.ii;
Seek(ifile,18);
Read(ifile,reci);
ChNum:=reci.ii;
if ULD>ChNum then ULD:=ChNum;
Close(ifile);

RecOffset:=ByteOffset div 4;

Write('          ByteOffset= ',ByteOffset);
Writeln('      No. of MCA Channels= ',ChNum);
if ChNum>ChNumMax then begin
  Writeln(' - Too large channel number! - ( ChNum>ChNumMax ) -');
  k:=-1;
  Goto CIM1;
end;
Write('      Elapsed Live Time= ',T,' s');
if T=0 then begin
  T:=T+1;
  Write(' +1 s      In order to avoid data overflow!');
end;
Writeln;

  { Copy AccuSpec data file header ( ByteOffset bytes )
    to the n spectrum data file:}

Assign(mfile,measfilename);
Reset(mfile);
Seek(mfile,0);
Seek(nfile,0);
for i:=1 to RecOffset do begin
  Read(mfile,recl);
  Write(nfile,recl);

```

```

end;{for}
Close(nfile);
      { Read data into y[i] (i=1..ChNum) }
for i:=1 to ChNum do begin
  y[i]:=0;
end;
Seek(mfile,RecOffset-1+LLD);
for i:=LLD to ULD do begin
  Read(mfile,recl);
  y[i]:=recl.ll;
  CodeDecode(y[i]);
  if y[i]<0 then begin      { Case of data overflow }
    y[i]:=MaxLongInt;
    Write(' - Data overflow in channel ');
    Write(i);
    Writeln(' -');
  end;{if true}
end;{for}
Close(mfile);
CIM1: end;{DataRead}

Procedure yDerivate; {Calculate y_[k] (k=N+LLD...ULD-N) from y[k] }
Var
  i,Ns: Integer;
  dx,CN: Real;

begin
  dx:=1;
  CN:=0;

  for i:=1 to N do begin
    CN:=CN+i*i;
  end;{i}
  CN:=1/(2*dx*CN);

  for k:=1 to ChNum do begin
    y_[k]:=0;
    DELTA2y_[k]:=0;
  end;{k}

  for k:=N+LLD to ULD-N do begin
    for i:=1 to N do begin
      y_[k]:=y_[k]+i*(y[k+i]-y[k-i]);
      DELTA2y_[k]:=DELTA2y_[k]+i*i*(y[k+i]+y[k-i]);
    end;{i}
    y_[k]:=-CN*y_[k];
    DELTA2y_[k]:=-CN*CN*DELTA2y_[k];
  end;{k}
end;{Proc yDeriv}

Procedure ScintDataRead;
Var
  tfile: Text;
  ii,i,l: Integer;
  str: String;
  r: Real;
  Ch: char;
  c,o,co: Byte;

```

```

S: array[1..28] of String;
Label
CIM1,CIM2;
begin
  c:=3;
  o:=0;
CIM2:
  parfilename:='scint.par';
  Assign(tfile,parfilename);
  {$I-}Reset(tfile);{$I+}
  if IoResult<>0 then begin
    parfilename:='UNFSPEC\' +parfilename;
    Assign(tfile,parfilename);
    {$I-}Reset(tfile);{$I+}
    if IoResult<>0 then begin
      Writeln(' - ',parfilename,' not found ! - ');
      Writeln('The file containing scint.param. must be in the same dir. ');
      Writeln(' as unfspec.exe or in a subdirectory named UNFSPEC. ');
      k:=-1;
      goto CIM1;
    end;
  end;
end;
i:=1;
While (not SeekEof(tfile)) do
begin
  Read(tfile,Ch);
  if Ch=';' then
  begin
    While (not Eoln(tfile)) do
    begin
      Read(tfile,ch);
    end;
  end
  else begin
    str:=ch;
    While (not Eoln(tfile)) do
    begin
      Read(tfile,Ch);
      if (Ch=' ') or (Eoln(tfile)) then
      begin
        S[i]:=str;
        i:=i+1;
        str:='';
      end
      else begin
        str:=str+ch;
      end;
    end;
  end;
end;
Close(tfile);
Val(s[1],nH,1);
Val(s[2],LL,1);
Val(s[3],RR,1);
Val(s[4],aa,1);
Val(s[5],bb,1);
Val(s[6],cc,1);

```

```

Write('      Scintillator parameters loading from ');
Writeln(parfilename);
Writeln;
Writeln('      nH= ',nH:8:6,' * 10^24/cm^3');
Write('      L= ',LL:8:6,' cm');{cylindr.det.dim.in dir.of incidence }
Writeln('      R= ',RR:8:6,' cm');{cyl.det.dim.perpendic.to dir.of inc.}
Writeln('Proton range=AE2+BE+C : A=',aa:9:7,' B=',bb:9:7,' C=',cc:9:7);

Val(s[7],r,1);
Pn:=Trunc(r);
for i:=0 to Pn do begin
  E0[i]:=0;
  for k:=0 to 3 do begin
    a[i,k]:=0;
  end;
end;
ii:=0;
for i:=1 to Pn do begin
  ii:=ii+1;
  Val(S[ii+7],E0[ii],1);
end;

for i:=1 to Pn do begin
  for k:=0 to 3 do begin
    ii:=ii+1;
    Val(S[ii+7],a[i,k],1);
  end;
end;
Writeln;
CIM1: end;{ScintDataRead}

Function Lp(Ep:Real): Real; {Scint.light output due to recoiled protons }
Var
  m: Integer;
  d: Real;

begin
  m:=Pn;
  while Ep<E0[m] do begin
    m:=m-1;
  end;{while}

  d:=Ep-E0[m];
  Lp:=a[m,0]+a[m,1]*d+a[m,2]*d*d/2+a[m,3]*d*d*d/6;
end;{Func Lp(E)}

Function L_(Ep:Real): Real; { Derivated scint.light output Lp'(E)}
Var
  m: Integer;
  d: Real;

begin
  m:=Pn;
  while Ep<E0[m] do begin
    m:=m-1;
  end;{while}

```

```

    d:=Ep-E0[m];
    L_:=a[m,1]+a[m,2]*d+a[m,3]*d*d/2;
end;{Func Lp'(E)}

Function L__(Ep:Real):Real;{ 2nd derivated scint.light output Lp"(E)}
Var
  m: Integer;

begin
  m:=Pn;
  while Ep<E0[m] do begin
    m:=m-1;
  end;{while}

  L__:=a[m,2]+a[m,3]*(Ep-E0[m]);
end;{Func Lp"(E)}

Function Sigma(En:Real):Real; { Eval. of n-p cross section Sigma(E) from }
                                { the analitical formula of GAMMEL (barn)}
Var
  S1,S2: Real;

begin
  S1:=-1.86+0.09415*En+0.00013*En*En;
  S1:=1.206*En+S1*S1;
  S1:=3*Pi/S1;
  S2:=0.4223+0.13*En;
  S2:=1.206*En+S2*S2;
  S2:=Pi/S2;
  Sigma:=S1+S2;
end;{Func Sigma(E)}

Function Rmax(Epp:Real):Real; {Range of proton in NE213 at energy Ep (cm)}
var
  Rm: Real;

begin
  Rm:=aa*Epp*Epp+bb*Epp+cc;      { Quadratic fitting of proton range }
  if Rm<0 then Rm:=0;           { calculated by TRIM'91 }
  Rmax:=Rm;
end;{Rmax}

Function S(Ep:Real):Real; {Ratio of effective volume to true volume S(E)}
Var
  Eep: Real;
begin
  Eep:=0.068*Ep;
  S:=1-0.78*Rmax(Ep)/LL+0.09*nH*LL*Sigma(Ep)/V+0.077*nH*RR*Sigma(Eep)/V;
end;{Func S(E)}

Function f(Ep:Real):Real; { Correction coeff. f for thick detectors }
Var
  aaa: Real;
begin
  aaa:=nH*Sigma(Ep);
  f:=(1-exp(-aaa*LL))/(aaa*LL);
end;{Func.f}

```

```

Procedure DataSave;
{Saving the neutron spectrum FI[k] (k=1..ChNum) into AccuSpec data file}
Var
  reci: Irec;
  recl: LIrec;
  recr: Rrec;
  ifile: file of Irec;
  nfile: file of LIrec;
  rfile: file of Rrec;
  i,il,el,im,em,iu,kn: Integer;
Label
  CIM3;

begin
  if ((ParamStr(5)='/h') or (ParamStr(6)='/h') or (ParamStr(7)='/h')) then
begin
  il:=0; el:=0;
  im:=0; em:=0;
  iu:=0;
  kn:=1;
  for i:=1 to EChNum do begin
    E:=dE*i+Emin;
    kr:=G*LP(E)+X0;          { MCA Channel Number (Real) }
    if (kr-Trunc(kr))<Abs(kr-Round(kr)) then k:=Trunc(kr)
    else k:= Round(kr);
    if k<LLD then goto CIM3;
    if k>ULD then goto CIM3;
    if (k>LLD+(kn-1)*N) and (el=0) then begin
      il:=i;
      el:=1;
    end;
    if (k>LLD+kn*N) and (em=0) then begin
      im:=i;
      em:=1;
    end;
    if k>LLD+(kn+1)*N then begin
      iu:=i-1;
      for j:=il to iu do begin
        FI[j]:=FI[im];
        {deltaFI[j]:=deltaFI[im];}
      end;
      kn:=kn+2;
      em:=0;
      il:=iu+1;
    end;
  CIM3: ;
  end;{for i}
end;

      { Setting EChNum in data file header: }
Assign(ifile,nfilename);
Reset(ifile);
Seek(ifile,18);
reci.ii:=EChNum;
Write(ifile,reci);
Close(ifile);
      { Save the n spectrum to data file: }

```

```

Assign(nfile,nfilename);
Reset(nfile);
Seek(nfile,RecOffset);
for i:=1 to EChNum do begin
  if FI[i]<0 then FI[i]:=0;
  CodeDecode(FI[i]);
  recl.ll:=FI[i];
  Write(nfile,recl);
end;{for}
Close(nfile);
  { Energy calibration setting in the data file header}
Assign(nfile,nfilename);
Reset(nfile);
Seek(nfile,27);
FPConvIEEEtoPDP(ECO);
PDPECO:=i0+65536*i1;
recl.ll:=PDPECO;
Write(nfile,recl);
Seek(nfile,28);
FPConvIEEEtoPDP(ECS);
PDPECS:=i0+65536*i1;
recl.ll:=PDPECS;
Write(nfile,recl);
Close(nfile);
end;{DataSave}

Procedure PlotDataSave;
{Saving the measured y[k] and neutron FI[j] spectrum into ASCII file }
Var
  tfile: Text;
  i,ixn,fl,fm,kn: Integer;
  ix:array[0..ChNumMax] of Integer;
  dEm:array[0..ChNummax] of Real;
  El,Eu: Real;
Label
  CIM4;

begin
  if ((ParamStr(5)='/h') or (ParamStr(6)='/h') or (ParamStr(7)='/h')) then
begin
  fl:=0;
  ixn:=1; fm:=0;
  kn:=1;
  for i:=1 to EChNum do begin
    ix[i]:=0;
    dEm[i]:=0;
  end;
  for i:=1 to EChNum do begin
    E:=dE*i+Emin;
    kr:=G*Lp(E)+X0;          { MCA Channel Number (Real) }
    if (kr-Trunc(kr))<Abs(kr-Round(kr)) then k:=Trunc(kr)
    else k:= Round(kr);
    if k<LLD then goto CIM4;
    if k>ULD then goto CIM4;
    if (k>LLD+(kn-1)*N) and (fl=0) then begin
      El:=E;
      fl:=1;
    end;
  end;

```

```

if (k>LLD+kn*N) and (fm=0) then begin
  ix[ixn]:=i;
  fm:=1;
end;
if k>LLD+(kn+1)*N then begin
  Eu:=E-dE;
  dEm[ixn]:=Eu-El;
  kn:=kn+2;
  fm:=0;
  El:=E;
  ixn:=ixn+1;
end;
CIM4: ;
end;{for i}

Assign(tfile,nfilename);
Rewrite(tfile);
Writeln(tfile, 'Ch,Counts,En,Flux,dE,Err');
for i:=1 to ChNum do begin
  Write(tfile,i);
  Write(tfile,',');
  Write(tfile,y[i]);
  if ix[i]<>0 then begin
    E:= dE*ix[i]+Emin;
    Write(tfile,',');
    Write(tfile,E);
    Write(tfile,',');
    Write(tfile,rFI[ix[i]]);
    Write(tfile,',');
    Write(tfile,dEm[i]);
    Write(tfile,',');
    Write(tfile,rdFI[ix[i]]);
  end;
  Writeln(tfile,'');
end;{for}
Close(tfile);
end
else begin
Assign(tfile,nfilename);
Rewrite(tfile);
Writeln(tfile, 'Ch,Counts,En,Flux,Err');
for i:=1 to ChNum do begin
  Write(tfile,i);
  Write(tfile,',');
  Write(tfile,y[i]);
  if i<EChNum+1 then begin
    E:= dE*i+Emin;
    Write(tfile,',');
    Write(tfile,E);
    Write(tfile,',');
    Write(tfile,rFI[i]);
    Write(tfile,',');
    Write(tfile,rdFI[i]);
  end;
  Writeln(tfile,'');
end;{for}
Close(tfile);
end;

```

```

end;

Begin
  Writeln;
  Writeln('          |=====| ');
  Writeln('          | UNFSPEC Neutron Spectrum Unfoldind Program | ');
  Writeln('          |           (C) Oláh László 1999.           | ');
  Writeln('          |   Inst.of Exp.Physics,DE,Debrecen,HUNGARY   | ');
  Writeln('          |=====| ');
  Writeln;
  if ParamCount<4 then begin
    Write('format:');
    Writeln('UNFSPEC [path]meas[.dat] [path]nsp[.dat] kNa X0 [N] [/t] [/h]');
    Writeln;
    Writeln(' meas: Measured spectrum data file (in AccuSpec format)');
    Writeln(' nsp: Unfolded spectrum file(AccuSpec format unless /t is on)');
    Writeln(' kNa: half height ch.pos.of the 1.28MeV Na22  $\gamma$  Compton-edge');
    Writeln(' X0: system zero offset(ch); See readme file');
    Writeln(' N: filter No. of derivation [default value=8]');
    Writeln(' /t: textfile format of nspecfile for plot');
    Writeln(' /h: histogram (i.e. indep.num.diff.data) format of nsp file');
    Writeln;
  end
  else begin
    measfilename:=ParamStr(1);
    nfilename:=ParamStr(2);
    if Length(measfilename)=0 then goto CIMKE;
    if Length(nfilename)=0 then goto CIMKE;
    Complete(measfilename,'.dat');
    Complete(nfilename,'.dat');
    if measfilename=nfilename then begin
      Writeln('Same names!Please use different source and dest. filenames!');
      Goto CIMKE;
    end;{if true}
    k:=0;
    Val(ParamStr(3),kNa,k);
    k:=0;
    Val(ParamStr(4),X0,k);
    G:=1.13*(kNa-X0);           { Gain of the detector system }
    k:=0;
    if Paramcount=4 then N:=8
    else begin
      Val(ParamStr(5),N,k);
      if k>0 then N:=8;
    end;

    ScintDataRead;
    if k=-1 then goto CIMKE;    { Case of DataRead error }

    for j:=0 to Pn do begin
      Write('  E0['',j,'']= ',E0[j]:5:3,' MeV ');
    end;
    Writeln;

    for j:=0 to Pn do begin
      for k:=0 to 3 do begin
        Write('  a['',j,'','',k,'']=a[j,k]:9:6,' ');
      end;
    end;
  end;

```

```

    end;
end;
V:=RR*RR*Pi*LL/4;    { Volume of cylindrical scintillator in (cm^3)}

DataRead;
if k=-1 then goto CIMKE;          { Case of DataRead error }
Write('  Detector gain:   G=',G:4:0,' Ch');
Writeln('  ADC Zero Offset: X0=',X0:4:0,' Ch');
Write('  Der.filter No.:  N= ',N);
Writeln('          Scintillator volume= ',V:9:6,' cm^3');
Writeln;
Writeln(' - DataRead ready. -');
Write(' - Derivation');
yDerivate;
Writeln(' ready. -');

EChNum:=ChNum;
for j:=0 to EChNum do begin
  FI[j]:=0;
  deltaFI[j]:=0;          { error of FI }
  rFI[j]:=0;
  rdFI[j]:=0;
end;{for}
  { Searching for Emin of the unfolded spectrum}
E:=0.002;
kr:=0;
While kr<LLD do begin
  E:=E+0.002;
  kr:=G*Lp(E)+X0;
end;
Emin:=E;
Write('  Emin= ',Emin:9:6,' MeV');
  { Searching for Emax of the unfolded spectrum}
E:=0;
kr:=0;
While Trunc(kr)<ULD do begin
  E:=E+0.02;
  kr:=G*Lp(E)+X0;
  if E>20 then begin
    E:=E-0.02+0.002;
    Write('    limited');
    goto WCIM;
  end;
end;
E:=E-0.02;
kr:=0;
While Trunc(kr)<ULD do begin
  E:=E+0.002;
  kr:=G*Lp(E)+X0;
end;
Write('    ');
WCIM:
  Emax:=E-0.002;
  Writeln('  Emax= ',Emax:9:6,' MeV');

Write(' - Unfolding');
j:=0;
k:=0;

```

```

E:=Emin;
dE:=(Emax-Emin)/EChNum;
ECS:=1000*dE;           { Energy Calibration Slope [keV] }
ECO:=1000*Emin;        { Energy Calibration Offset [keV] }
while j<EChNum do begin
  j:=j+1;
  E:=E+dE;              { 0+dE < E < Emax }
  kr:=G*Lp(E)+X0;       { MCA Channel Number (Real) }
  if kr-Trunc(kr)<Abs(kr-Round(kr)) then k:=Trunc(kr)
  else k:= Round(kr);
  if k<LLD+N then goto CIM;
  if k>ULD-N then goto CIM;
  rFI[j]:=y_[k]*G*L_(E)*L_(E)+y[k]*L__(E);
  Coeff:=-E*G/(T*V*nH*Sigma(E)*f(E)*S(E));
  rFI[j]:=Coeff*rFI[j];
  FI[j]:=Trunc(rFI[j]);
  dfiPERdy:=-Coeff*L__(E);           { dfi/dy }
  dfiPERdy_ :=-Coeff*G*SQR(L_(E));    { dfi/dy' }
  rdFI[j]:=SQR(y[k]*SQR(dfiPERdy)+DELTA2y_[k]*SQR(dfiPERdy_));
  deltaFI[j]:=Trunc(rdFI[j]);
CIM: ;
end;{while}
Writeln(' ready. -');

if ((ParamStr(5)='/t') or (ParamStr(6)='/t')) then begin
  PlotDataSave;
  Writeln(' - PlotDataSave ready. -');
end
else begin
  DataSave;
  Writeln(' - DataSave ready. -');
end;

end;{else}
CIMKE:
end.

```