



Aktinoida atommagok szuper- és hiperdeformált állapotainak kísérleti vizsgálata

doktori (PhD) értekezés

Hunyadi Mátyás

Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézete
Debrecen, 1999

Készült:

A Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézetének
Magspektroszkópai Osztályán
Debrecenben

Témavezető:

Dr. Krasznahorkay Attila

Nyilatkozat

Ezen értekezést a KLTE **fizika** doktori program **magfizika** alprogramja keretében készítettem 1995-1999 között, és ezúton benyújtom a KLTE doktori Ph.D. fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 1999.

Hunyadi Mátyás

Tanúsítom, hogy **Hunyadi Mátyás** doktorjelölt 1995-1999 között a fent megnevezett doktori alprogram keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglaltak a jelölt önnálló munkáján alapulnak, az eredményekhez önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 1999.

Dr. Krasznahorkay Attila

Tartalomjegyzék

1	Bevezetés	1
2	Történeti áttekintés	3
3	A hasadási rezonanciák elméleti leírása	16
3.1	Hasadási rezonanciák	16
3.2	Átmeneti állapotok	19
3.3	A hasadási termékek szögeloszlása	20
3.4	Rotációs sávok	22
4	Kísérleti berendezések és módszerek	24
4.1	Céltárgyak	25
4.2	Hasadási detektorok	26
	A detektorok felépítése	27
	Működési alapelv	30
	Gázrendszer	34
	A detektorok működése	36
	A detektorok mérési elrendezése	43
4.3	Mágneses spektrográfok	44
	Hasított pólusú mágneses spektrográf	45
	Q3D-mágneses spektrográf	48
4.4	Fókuszsíkdetektorok	50
	Helyzetérzékeny félvezető-detektorok	50
	Ellenállásszálas proporcionális kamra	52
	Energiakalibráció	54
4.5	Elektronikus mérőrendszer	56
4.6	Adatfeldolgozás	60
5	Kísérleti eredmények	65
5.1	A ^{240}Pu szuperdeformált állapotai	65
5.2	Az ^{236}U és ^{234}U hiperdeformált állapotai	83

6	Összefoglaló	91
	Summary	94
	A. függelék: Adatfeldolgozás PAW++ programmal	99
	B. függelék: A ^{240}Pu illesztett $K^\pi=0^+$ sávjai	105
	Irodalomjegyzék	106
	Az értekezés témakörében megjelent közlemények	111
	Köszönetnyilvánítás	115

1 Bevezetés

Napjaink magszerkezet-kutatásának egyik legizgalmasabb témája az egzotikus deformációval rendelkező atommagok vizsgálata. Ezen állapotok tanulmányozását az elmúlt évtizedben kifejlesztett, nagy hatásfokú és jó energiefelbontású germánium 4π -detektorrendszerek tették lehetővé. A ritkaföldfémek tartományában eddig már több, mint száz nagyspinű *szuperdeformált* (2:1 tengelyarányal rendelkező) rotációs sávot fedeztek fel.

Szuperdeformált atommagokat (hasadási izomereket) azonban már a hatvanas években is megfigyeltek az aktinida tartományban. Ezeknek a hasadási izomereknek a megjelenését a Strutinsky-féle héjkorrekciós eljárással számolt deformációs potenciálfelület második minimumának ($\beta_2 \approx 0.6$) alapállapotaként értelmezték. Ennek első kísérleti bizonyítékát a ^{240}Pu hasadási izomer állapotára épülő, rotációs sávon belüli elektronkonverziós átmenetek megfigyelése jelentette, amely által meghatározott tehetetlenségi nyomaték az alapállapotú érték kb. kétszeresének adódott.

Az aktinida atommagok hasadási valószínűségét a gerjesztési energia függvényében vizsgálva, abban rezonanciákat figyeltek meg, melyeket a hasadási izomerükre épülő, szuperdeformált β -vibrációs állapotok következményének tekintettek. Ezen β -vibrációs állapotok környezetében fekvő gerjesztett állapotok, a vibrációs mozgás csillapítása révén, részesülni fognak a vibrációs állapot hasadási valószínűségéből, így azok megfelelő kísérleti felbontás esetén megfigyelhetők lesznek a hasadási rezonanciák finomszerkezetében. A rezonanciáknak a finomszerkezetét már több kísérlet is megpróbálta felbontani, azonban azok szuperdeformált állapotokként történő értelmezését eddig még nem sikerült igazolni.

Munkám célja a hasadási rezonanciák finomszerkezetének nagy ener-

gíafelbontású és jó statisztikájú vizsgálata volt, annak érdekében, hogy a szuperdeformált gerjesztett állapotokra épülő rotációs sávokat azonosítani tudjam. A rotációs sávok ismeretében így lehetőség nyílt az atommag tehetetlenségi nyomatékának meghatározására, mely közvetlenül összefügg annak deformációjával.

A gerjesztett szuperdeformált állapotokat legtöbbször a ^{240}Pu atommag esetén vizsgálták. Ez indokolta, hogy munkám során ezen atommag vizsgálatával igazoljuk a hasadási rezonanciák szuperdeformált állapotokként való értelmezését. A megfigyelt állapotok távolságainak vizsgálata alapján pedig következtetéseket vontunk le a második völgybeli állapotsűrűsége és a hasadási izomer állapot gerjesztési energiájára.

Az aktinida tartomány másik különleges jelensége a *hiperdeformált* állapotok megjelenése. A héjkorrekciós potenciálfelület-számítások a könnyű aktinida atommagokban egy harmadik lokális minimumot is jósoltak, amelyben kialakuló állapotok még nagyobb deformációval (3:1 tengelyarány) és oktupóldeformált (tükör-aszimmetrikus) magalakal rendelkeznek. Ilyen hiperdeformált állapotokat eddig kizárólag néhány Th izotóp hasadási rezonanciájának finomszerkezetében figyeltek meg. Azonosításukat a rezonanciaszerkezet oktupóldeformált rotációs sávokkal történt illesztése tette lehetővé.

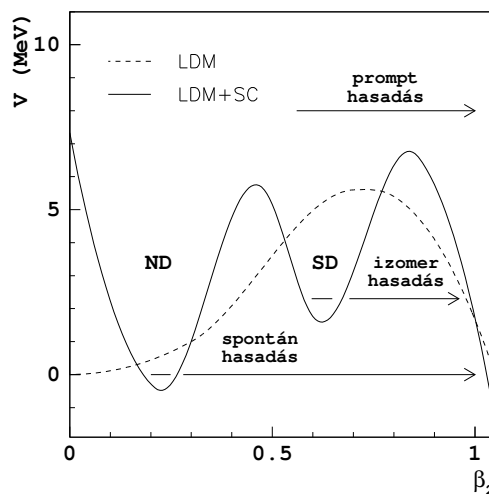
A ^{240}Pu atommag szuperdeformált állapotainak vizsgálatán túl az ^{234}U és ^{236}U atommagok hasadási rezonanciáinak finomszerkezetét is tanulmányoztuk. Az U izotópokra vonatkozó korábbi mérési eredmények értelmezése ellentmondásra vezetett, ezért a tervezett, nagyfelbontású méréseinkkel igazolni akartuk a hiperdeformált állapotok jelenlétét, valamint, hogy ez a jelenség nemcsak a Th izotópok jellemzőjének tekinthető.

2 Történelmi áttekintés

S.M. Polikanov 1962-ben az ^{242}Am atommagban egy olyan hasadással bomló 14 ms felezési idejű izomer állapotot figyelt meg, mely rendkívüli stabilitást mutatott γ -bomlással szemben [Po62]. Ezt követően számos aktinida atommagban is sikerült ilyen, ún. *hasadási izomer* állapotot azonosítani. A rendelkezésre álló modellek, melyek alapjául a folyadékcsepp-közelítés szolgált, még kvalitatív magyarázatot sem tudtak adni a hasadási izomerek létezésére.

A megoldást 1967-ben V.M. Strutinsky héjkorrekciós számítási módszere hozta meg [St67, St68]. Az atommagok potenciális energiájának deformációtól való függését a folyadékcsepp-modell energiájából és a héjmodell egyrészezskeállapotainak renormált összegzéséből, azaz a héjkorrekcióból számította ki. A deformáció függvényében erősen oszcilláló héjkorrekciós tag a deformációs potenciálgát általános menetet meghatározó folyadékcsepp-energiát oly mértékben módosítja, hogy abban mély, lokális minimumok jelennek meg. Ez a modell a hasadási izomereket a deformációs potenciál 2:1 tengelyarányú deformációnál megjelenő második völgy zérusponti vibrációjaként értelmezte. Az aktinida atommagok alapállapotukban a legmélyebb, első völgy zérusponti vibrációs állapotában helyezkednek el, melyek a folyadékcsepp-modellel szemben már nem gömbszimmetrikus, hanem enyhén deformált, 1.3:1 tengelyarányú magalakkal rendelkeznek. Később a második völgybeli állapotokat szuperdeformált, az első völgybelieket pedig normáldeformált állapotoknak nevezték el.

Az irodalomban D.L. Hill és J.A. Wheeler nyomán terjedt el a hasadási potenciálgát parabolikus közelítése, mellyel egyszerű analitikus kifejezés adható meg a gátak átmeneti valószínűségeire néhány paraméter függvényében, mint a parabolák csúcsainak magassága és $\hbar\omega$ görbülete [Hi53]. Az 1. ábrán látható a folyadékcsepp-modellel (LDM)



1. ábra: A folyadékcsepp-modell (LDM) és a Strutinsky-féle héjkorrekciós módszer (LDM+SC) deformációs potenciáljátjának összehasonlítása.

és a héjkorrekciós eljárással (LDM+SC) kapott deformációs potenciálgátak összehasonlítása.

A kísérleti adatok elméleti értelmezésében bekövetkezett hirtelen fordulatnak köszönhetően a hasadási izomer állapotok és a hasadási hozamok szisztematikus vizsgálata egyre inkább kiterjedt. A hasadási izomer állapotok gerjesztési energiáját úgy határozták meg, hogy a készletetett izomer hasadással ko incidenciában mért könnyűion-reakciók gerjesztési függvényeit a reakcióküszöbre extrapolálták [Bj67, Fl67, La69, Me70]. A vizsgált izomer állapotok energiáit 200-400 keV pontossággal tudták meghatározni az igen gyenge izomerpopulációs hatáskeresztmetszetekből és az extrapolációs eljárás bizonytalanságából kifolyólag. Mindemellett a mért izomer felezési idők hasznos információt szolgáltatottak a külső potenciálgát vastagságát és magasságát illetően, akárcsak a spontán hasadási élettartamok vizsgálata esetén

[Bj80, Me80].

A hasadási izomerek vizsgálatában rendkívüli előrelépést jelentett 1972-ben H.J. Specht és munkatársai által először megfigyelt elektronkonverziós átmenetek azonosítása a ^{240}Pu 4 ns-os izomer állapotára épülő rotációs sáv $2 \leq J \leq 8$ tagjai között [Sp72]. A rotációs állapotok átmeneteiből egyértelműen meg tudták határozni az izomer tehetlenségi nyomatékát, amely $2\mathcal{J}/\hbar^2 = 300 \text{ MeV}^{-1}$ -nek adódott, vagyis 2.15-ször nagyobb, mint amit a ^{240}Pu alapállapotára határoztak meg [Sch72, Sp72]. Ez volt az első közvetlen bizonyíték a hasadási izomer állapotok nagy deformációjára, megerősítve az *alakizoméria* hipotézisét.

Az ezt követő években több aktinida atommag, ^{236}U [Bo77], ^{238}U és ^{239}Pu [Ba79], hasadási izomer állapotának tehetlenségi nyomatékát is meghatározták. A hasadási izomer deformáltságának még kézzelfoghatóbb bizonyítására az izomer rotációs sáv tagjainak élettartamát is megmérték, amely a rotációs modell szerint egyértelmű összefüggésben van az atommag kvadrupólmomentumával.

1977-ben Heidelbergben kifejlesztettek egy új módszert, a "charge plunger" módszert, a rotációs állapotok élettartamának mérésére [Ha77, UI78]. A meghatározott kvadrupólmomentumokból hengerszimmetrikus magalakot feltételezve annak tengelyarányai származtathatók voltak, és kielégítő egyezést mutattak mind az elméleti előrejelzésekkel, mind pedig a korábban mért tehetlenségi nyomatékokkal. A hasadási izomer deformációjára vonatkozó mérési eredményeket az 1. táblázatban foglaltam össze.

A ^{238}U atommag hasadási izomer állapotának pontos gerjesztési energiáját P.A. Russo és munkatársai határozták meg először. A normáldeformált alapállapotú sávba történő γ -visszabomlás megfigyelésével a hasadási izomer gerjesztési energiájára $E_{II}=2559 \text{ keV}$ -et kaptak

[Ru75]. Ezt követően több kísérletet végeztek ugyanilyen γ -átmenetek azonosítására az ^{236}U atommagra [Dr83], amely V. Metag félempirikus számításai szerint a legnagyobb γ /hasadás-elágazási aránnyal rendelkezik az ^{238}U után [Me75]. Sikeres eredményt J. Schirmer és munkatársainak mérése hozott 1989-ben ($E_{II}=2750$ keV) [Sch89]. Az ^{238}U esetén mért elágazási arányt viszont, mint későbbi mérésekből kiderült, Russo és munkatársai erősen túlbecsülték, ami rossz paramétereket eredményezett a belső gát magasságára [Sch89].

Russo eredményeinek felülvizsgálatára J. Kantele és munkatársai először elektronkonverziós- [Ka83], majd pedig γ -méréseket végeztek [Ka84]. A γ /hasadás-elágazási arányokra az ^{236}U esetén 87%/13%-ot, az ^{238}U esetén pedig 95%/5%-ot kaptak. Ezen eredmények alapján a belső gát paramétereinek értékeit meg tudták határozni.

A többi aktinida atommagra eddig még nem figyeltek meg hasonló γ -visszabomlást. A belső potenciálgát az U-nál nehezebb magokban túl magas, a könnyebbeknél pedig túl alacsony, így a γ - és a hasadási élettartamok csak az U izotópok esetén összemérhetőek.

A kísérleti vizsgálatok másik fő iránya a hasadási valószínűségek mérése volt a gerjesztési energia függvényében a potenciálgát paramétereinek meghatározása céljából. Számos kísérletet végeztek, elsősorban (d,p)- és (t,p)-reakciókkal gerjesztett magok, ($^{230,232,234}\text{Th}$, $^{232,234,236,238,240}\text{U}$, ^{238}Np , $^{238,240,242,244}\text{Pu}$, $^{242,244}\text{Am}$ és $^{244,246,248}\text{Cm}$) hasadási valószínűségének kimérése céljából. Meghatározták a hasadási gátak magasságát és a különböző K^π impulzusmomentumú állapotok bomlásáért felelős átmeneti állapotok energiáit, összefoglaló néven a *gátparamétereket* [Br68, Pe69, Ba71, Ba74a, Go78, Goe78, Ju80].

Ezekben a kísérletekben a közbenső mag gerjesztési energiáját a (d,p)-direkt reakcióból kirepülő protonok kinetikus energiája egyértelműen megszabja. A protonokat többnyire ΔE -E Si-detektortelezkóp-

mag	izomer állapot			alapállapot		
	$\frac{\hbar^2}{2\Theta}$ (keV)	Q (b)	$\Rightarrow \frac{c}{a}$	$\frac{\hbar^2}{2\Theta}$ (keV)	Q (b)	$\Rightarrow \frac{c}{a}$
^{236}U	3.36(1)	32(5)	1.9(1)	7.540(1)	10.81(11)	1.29(2)
^{238}U	3.27(3)	29(3)	1.8(1)	7.485(5)	10.84(7)	1.29(2)
^{239}Pu	3.36(10)	36(4)	2.0(1)		(11.3(5))	1.31(5)
^{240}Pu	3.343(3)			7.137(2)		
^{240}Am		32.7(2)	2.0(1)			

1. táblázat: Hasadási izomerek tehetetlenségi paramétereinek és kvadrupólmomentumainak, illetve a magalak tengelyarányainak összehasonlítása az alapállapotnak megfelelő értékekkel [Me80, Ha89].

pal azonosították kb. 60–100 keV-es felbontással. A gátparaméterek ily módon elvégzett szisztematikus vizsgálata néhány száz keV-es bizonytalanság erejéig jó összehasonlítási alapul szolgált a héjkorrekciós számítások ellenőrzésére.

A mért hasadási valószínűségben közvetlenül a gát alatt rendszerint széles (100–200 keV) rezonanciákat figyeltek meg [No59, Br68, Pe69, Sp70], melyeket helyesen csak a hasadási gát finomszerkezetében megjelenő második völgy ismeretében tudtak értelmezni. Ebben a völgyben a hasadási izomer állapotra β -vibrációs állapotok közel ekvidisz-táns sorozata éppúgy épülhet, mint ahogy az alapállapotú völgyben. A mag szimmetriatengely-irányú megnyúlásának mértékét $\beta \equiv \beta_2$ -vel jellemezve a β -vibrációs állapotok gerjesztési energiáinál rezonanciák jelennek meg a hasadási valószínűségben. Ezeket *hasadási*, illetve *vibrációs rezonanciáknak* nevezték el. A hasadási valószínűség közel exponenciális energiafüggése miatt a hasadási rezonanciákat csak egy szűk, gátalatti energiasávban lehet megfigyelni.

A vibrációs állapotok hasadási szélessége, azaz bomlási szélessége a hasadási csatornában, a környezetükben fekvő belső gerjesztéseken széteszik a *csillapítási*-effektusnak (*damping*) köszönhetően. Ez a tény lehetővé teszi szuperdeformált gerjesztett állapotok megfigyelését a vibrációs rezonanciák körül a csillapítás mértéke által megszabott energiatartományban.

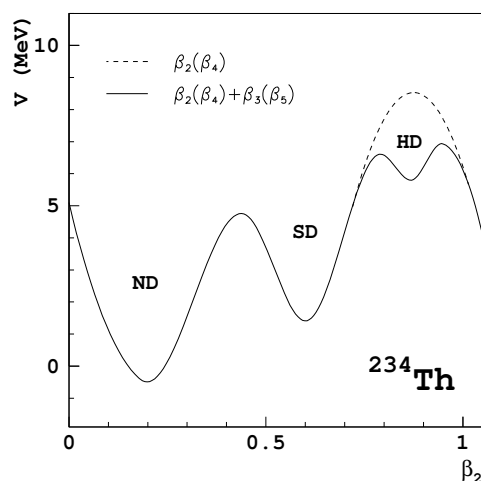
1969-ben H.J. Specht és munkatársai vizsgálták először a ^{240}Pu $E^* = 5.1$ MeV-es hasadási rezonanciájának finomszerkezetét 18 keV-es felbontással, amely összemérhetőnek vagy inkább nagyobbak tűnt az átlagos nivótávolságnál a második völgyben [Sp70]. 1976-ban P. Glässel és munkatársai szintén megpróbálkoztak ugyanezen hasadási rezonanciában egyedi állapotok megfigyelésével 3 keV-es energiefelbontással mérve a hasadási valószínűséget és a hasadási termékek szögeloszlását [Gl76]. Méréseik alapján a megfigyelt legerősebb rezonanciák impulzusmomentumát $J=2$ -nek találták. Ezen állapotok sűrűsége alapján becslést adtak a hasadási izomer állapot energiájára. A gyenge statisztika viszont nem tette lehetővé teljes rotációs sávok megfigyelését az $E^* = 5.1$ MeV-es rezonancia környékén.

A hasadási potenciálgát szisztematikus vizsgálatában a neutronindukált hasadási folyamatok is meglehetősen fontos szerepet játszottak. 1968-ben E. Migneco és J. Theobald a ^{240}Pu gátalatti, neutronbefogással indukált hasadását tanulmányozta, melynek hatáskeresztmetszetében kb. 450 eV távolságban elhelyezkedő rezonanciacsoportokat figyeltek meg [Mi68]. Ezek a csoportok további szerkezetet mutattak, melyben kb. 14 eV távolságban több éles csúcs jelent meg a szuperdeformált és a normáldeformált gerjesztett állapotok gáton keresztüli csatolásának köszönhetően. A rezonanciacsoportok 450 eV-es átlagos távolsága, illetve 14 eV-es finomszerkezete megfelel a második és az első völgybeli állapotok várható átlagos távolságának. A normáldeformált állapotok

okozta keskeny rezonanciák szerkezeten belüli intenzitáseloszlásából a két völgy közötti csatolás mértékét meg lehetett határozni, következésképp a közbenső gát magasságát és szélességét is. Ezt követően számos aktinida atommagban is megfigyeltek hasonló rezonanciaszerkezeteket (összefoglalva ld. [Wa91]).

A héjkorrekciós számítások jó egyezést mutattak a kísérleti eredményekkel az alapállapotú deformációt és a hasadási izomer állapot energiáját illetően. Ezzel szemben a legtöbb aktinida atommagban a hasadási gátak, különösen a külső gát magassága a számítások szerint nagyobbak adódott [Bj80]. Az eltérések a Th izotópok esetén voltak a legjelentősebbek, és a jelenséget *tórium-anomália* néven emlegették. A ^{230}Th , majd pedig a ^{232}Th atommag neutron- és töltött részecskeindukált hasadásában megjelenő, már korábban is megfigyelt rezonanciákat az 1970-es évek elején kezdték intenzíven vizsgálni. A rezonanciák szerkezetének az elemzéséből a belső potenciálgátat csak néhány száz keV-tal találták kisebbnek a külső potenciálgátnál [Ba72, Ja72]. Ezzel szemben az elméleti számítások legalább 2-3 MeV különbséget jósoltak. Mindemellett a rezonancia finomszerkezetében megfigyelt állapotok alacsony nívósűrűsége szintén anomáliához vezetett, mivel a második völgy alját kb. 2 MeV-tal nagyobbak adta meg az elméleti értékhez képest. Ezek az eredmények a Th-izotópokban megfigyelt rezonanciák második völgybeli állapotokként való értelmezésének erősen ellentmondtak. A tórium-anomáliára a megoldást egyrészt a héjkorrekciós számítások kiterjesztése, másrészt pedig a kísérleti felbontás növelése jelentette.

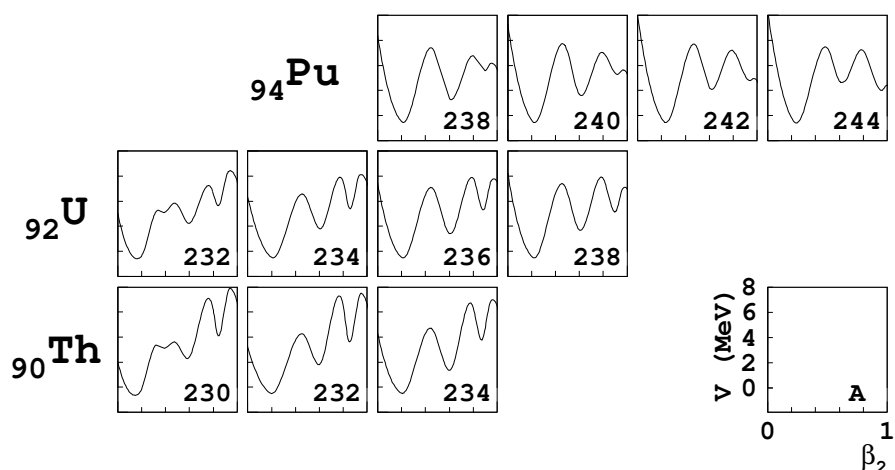
1970-ben P. Möller és S.G. Nilsson javasolta első alkalommal, hogy a hasadási útvonal leírásában a magalak gömbfüggvényekkel való sorfejtésének páratlan rendű tagjait is figyelembe kell venni, tehát a héjkorrekciós számításokat ki kell terjeszteni tükrözés-aszimmetrikus sza-



2. ábra: A ^{234}Th atommag hasadási potenciálgátja csak tükrözés-szimmetrikus β_2, β_4 (szaggatott görbe), illetve tükrözés-aszimmetrikus β_3, β_5 (folytonos görbe) deformációkat is figyelembe vevő héjkorrekciós számítások esetében [Ho80, Bj80].

badsági fokok irányába is [Mö70]. Möller, számításai szerint, azt az eredményt kapta, hogy a külső potenciálgát jelentős mértékben lecsökken a magalak oktupól-irányú (β_3) deformálásának köszönhetően, kialakítva egy további, sekély lokális minimumot $\beta_2 \approx 0.9$ és $\beta_3 \approx 0.3$ deformációs paraméterek értékeinél [Mö72]. A deformációs paraméterek többdimenziós térben értelmezett hasadási útvonal potenciálgátja a 2. ábrán látható a ^{234}Th atommag esetére, összehasonlítva a korábbi számítások eredményével. Az aktinida tartomány néhány páros-páros atommagjára végzett héjkorrekciós számítások eredményét pedig a 3. ábrán tüntettem fel.

A mikroszkópikus értelmezés szerint az oktupóldeformált magalak megjelenése a harmadik völgyben a Fermi-szint közelében fekvő $\Delta j=3$ neutronpályák erős oktupólcsatolásának tulajdonítható [Gu71].



3. ábra: Néhány páros-páros aktinida atommag hasadási potenciálgátja a β_2 -deformációs paraméter függvényében. A számítások a magasabbrendű β_3, \dots, β_7 deformációs paramétereket is figyelembe vették [Ho80].

A tükrözés-aszimmetrikus deformációk irányába kiterjesztett héj-korrekción számolások egy harmadik, ún. *hiperdeformált* magalaknak megfelelő, minimum megjelenését eredményezték a könnyű aktinidák (Th,U) deformációs potenciáljában. Ezek alapján felmerült a kérdés, hogy vajon a tórium-anomália feloldható-e, ha a megfigyelt rezonanciák harmadik völgybeli állapotok következményei.

A tórium-anomália értelmezésére J. Blons és munkatársai az 1970-es évek közepétől intenzíven kezdték vizsgálni a Th-izotópok neutron-indukált hasadásban talált rezonanciáinak finomszerkezetét, még jobb felbontással és statisztikával, mint ahogy korábbi kísérletekben tették [Bl75, Bl78, Bl84]. Mérték a hasadási termékek szögeloszlását is az állapotok impulzusmomentumának meghatározása céljából.

A kísérleti adatok minősége csak az 1980-as évek elejére tette lehetővé a rezonanciaszerkezetek megbízható illesztését a ^{231}Th és ^{233}Th

izotópokban, és azok hiperdeformált rotációs állapotokként történő értelmezését, amelyek, eltérően egy szuperdeformált atommag rotációs sávjainak tulajdonságaitól, pozitív és negatív paritású sávtagokat is tartalmaznak [Bl84, Si85]. Az illesztési eljárásból kapott tehetetlenségi nyomatékok több mint másfélszer nagyobbak adódtak a hasadási izomerek esetén mért értékeknél, megerősítve az állapotok erősebb deformációját, továbbá a származtatott gátparaméterek is meglepően jó egyezést mutattak a héjkorrekciós számítások eredményeivel.

Ezt követően a hiperdeformáció hipotézisét az aktinida tartományban igyekeztek a vizsgált atommagok körének bővítésével megszilárdítani. A $^{230,231,233}\text{Th}$ és $^{234,237}\text{U}$ atommagok gátalatti rezonanciáit (d,p)-reakcióval tanulmányozták, amely alkalmas volt nagyobb impulzusmomentumú rotációs állapotok gerjesztésére is, lehetővé téve a rezonanciaszerkezet még megbízhatóbb leírását hiperdeformált sávokkal [Bl88, Bl89]. Az erőfeszítések ellenére a vizsgált U izotópokban megfigyelt rezonanciák nem voltak értelmezhetőek sem szuper-, sem hiperdeformált rotációs állapotokként. Ennek okát elsősorban az U izotópok magasabb belső potenciálgátjában látták, amely a szerkezetben szuperdeformált állapotok belekeveredését is eredményezhette. Így a hiperdeformált állapotok általános megjelenését az aktinida tartományban kísérletileg sajnos nem tudták igazolni.

1982-ben U. Goerlach és munkatársai erős E0-átmeneteket figyeltek meg az ^{236}U és ^{238}U atommagok izomer hasadással koincidenzában mért konverziós-elektronspektrumaiban [Goe82]. Ez a kísérlet jelentette az első bizonyítékot a feltehetően legalacsonyabb, szuperdeformált gerjesztett $K^\pi=0^+$ állapot léteire, melyek meghatározott gerjesztési energiái rendre 686.0(7) és 647.8(9) keV-nek adódtak. Feltételezték, hogy a megfigyelt állapotok a második völgy első β -fononos vibrációi lehetnek. Ezt követően a heidelbergi "Crystal-ball"-spektrométerrel

elkezdték az ^{238}U és ^{240}Pu atommagok szuperdeformált állapotainak γ -spektroszkópiai vizsgálatát is [Ha83]. Az ^{238}U -ban egy erős 616 keV-es átmenetet, a ^{240}Pu -ben pedig egy 808 keV-es átmenetet figyeltek meg. A közelmúltban, a ^{240}Pu ezen átmenetét pontosítva Heidelbergben a "Ge-Cluster"-spektrométerrel elvégzett mérések 806.1 keV-nek találták [Pa98]. A $K^\pi=0^+$ -osnak feltételezett bomló állapot élettartammérése alapján annak kollektivitását ki tudták zárni. Emellett azonosítottak még egy, feltehetőleg $K^\pi=2^-(1^-)$ rotációs sávot is, melynek az első megfigyelt tagja ($J=2$) 846.8 keV-nek adódott.

A jelen vizsgálat előtt végzett kutatások eredményeit az aktinida tartomány szuperdeformált állapotai vonatkozásában az alábbiakban foglaltam össze:

- *A hasadási izomer állapotok, mint szuperdeformált alapállapotok, gerjesztési energiájának és élettartamának mérése.*

Jelenleg 32 hasadási izomer és 7 szuperdeformált K -izomer állapot ismert, melyek gerjesztési energiáját kb. 300 keV-es pontossággal tudták meghatározni. Egyedül az ^{236m}U és ^{238m}U atommagok esetén rendelkezünk pontos adatokkal, mivel ezen atommagokban a hasadási izomerek γ -visszabomlását is meg tudták mérni [Wa91].

- *Hasadási izomer állapotokra épülő rotációs sávok azonosítása és azok tehetetlenségi nyomatékainak meghatározása.*

Jelenleg csak az $^{236,238}\text{U}$, $^{239,240}\text{Pu}$ atommagok hasadási izomer állapotának rotációs sávját sikerült megfigyelni konverziós-elektron-spektroszkópiai mérésekben. A izomer állapotok deformációját ezen rotációs állapotok távolságából, valamint azok élettartamméréséből határozták meg [Ha89].

- *Alacsonyan fekvő szuperdeformált állapotok azonosítása.*

A ^{240}Pu , illetve az $^{236,238}\text{U}$ atommagokban γ - [Ha83, Pa98] és konverziós-elektronátmenetek [Goe82, Ga99] megfigyelésével sikerült azonosítani néhány $E^* < 1$ MeV gerjesztési energiájú kollektív és két-kvázirészecskés természetű állapotot. A kísérleti adatok jelenlegi értelmezése alapján mindhárom izotópban azonosították az első, feltehetőleg $K^\pi = 0^+$ állapotot.

- *Vibrációs rezonanciák megfigyelése a hasadási valószínűség durvaszerkezetében és a hasadási gát paramétereinek meghatározása.*

Direkt reakciókkal gerjesztett atommagok hasadási valószínűségében számos esetben figyeltek meg vibrációs rezonanciákat. Így a legtöbb aktinida atommag hasadási valószínűségének illesztéséből, a külső és belső hasadási gátak magasságát, görbületét és az azokra épülő átmeneti állapotok energiáit határozták meg [Wa91].

- *Neutronokkal indukált hasadás hatáskeresztmetszetének nagyfelbontású vizsgálata.*

Számos aktinida atommag kisenergiás neutronokkal indukált hasadásában ($^{234,238}\text{U} + n$, $^{239,240,242,244}\text{Pu} + n$, $^{237}\text{Np} + n$) figyeltek meg eddig hasadási rezonanciákat a neutronküszöb fölött fekvő szuperdeformált állapotoknak köszönhetően [Wa91]. Az eddigi legjobb példa az $^{238}\text{U} + n$ rezonanciaszerkezete [Di80], ennek ellenére szuperdeformált állapotokat és sávokat még nem sikerült benne azonosítani.

- *Részecskeindukált csillapított vibrációs rezonanciák finomszerkezetének vizsgálata.*

A vibrációs rezonanciák finomszerkezetét eddig csak a ^{240}Pu esetében figyelték meg [Sp70, Gl76], habár a vibrációs állapot környezetében fekvő szuperdeformált állapotokat és sávokat még nem sikerült azonosítani. A hasadási termékek szögeloszlásának mérése a szerkezetben elsősorban $J=2$ állapotok jelenlétét mutatja.

A jelen vizsgálat előtt végzett kutatások eredményeit az aktinida tartomány hiperdeformált állapotai vonatkozásában az alábbiakban foglaltam össze:

- *Neutronokkal indukált vibrációs rezonanciák finomszerkezetének vizsgálata.*

Eddig a $^{228,230,232}\text{Th}+n$ és $^{231}\text{Pa}+n$ esetében figyeltek meg csillapítatlan vibrációs rezonanciákat [Bl84, Wa91], viszont csak a $^{230}\text{Th}+n$ finomszerkezetében sikerült egyértelműen oktupóldeformált rotációs sávot azonosítani.

- *Részecskeindukált vibrációs rezonanciák finomszerkezetének vizsgálata.*

(d,p)-reakcióval gerjesztett $^{230,231,233}\text{Th}$ és $^{234,237}\text{U}$ atommagok vibrációs rezonanciáit vizsgálták. A ^{231}Th -ban szintén sikerült az oktupóldeformált rotációs sávot azonosítani, a $^{230,233}\text{Th}$ vibrációs rezonanciáinak vizsgálata esetén viszont kevésbé megbízható eredményt kaptak [Bl88]. Az $^{234,237}\text{U}$ -ban megfigyelt vibrációs rezonanciák szerkezetének értelmezése ellentmondásra vezetett.

3 A hasadási rezonanciák elméleti leírásának rövid áttekintése

3.1 Hasadási valószínűség

A hasadási, vagy vibrációs rezonanciák megjelenése a hasadási valószínűségben a deformációs potenciál lokális minimumaiban fekvő β -vibrációs állapotok következménye. Ezen állapotok környezetében lévő belső gerjesztések, csatolódásuk révén, szintén részesülnek a vibrációs állapot hasadási szélességéből, így azok a hasadási rezonancia finomszerkezetében megjelennek [Bo75]. Ez a csatolási mechanizmus ugyanakkor a rezonancia csillapodását és kiszélesedését is okozza.

A közbenső mag direkt reakcióban történő gerjesztését és hasadását egy kétlépcsős folyamatnak tekintjük, melynek hatáskeresztmetszete:

$$\sigma_f(E^*, J^\pi, K) = \sigma_{d,p}(E^*, J^\pi) \cdot B_f(E^*, J^\pi, K), \quad (1)$$

ahol $\sigma_{d,p}$ a J^π teljes impulzuszmomentumú közbenső mag populációs hatáskeresztmetszete, B_f pedig a hasadási valószínűség, illetve hasadási elágazási arány:

$$B_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_\gamma}. \quad (2)$$

A kifejezésben Γ_f a hasadás, Γ_γ pedig a γ -bomlás parciális szélességét jelöli. A gerjesztési folyamatban a közbenső magok az alapállapotú völgyben populálódnak, ahol $E^* = 5-6$ MeV körül, a nagy állapotsűrűség miatt, a β -vibrációs állapotok hasadási szélessége teljesen széteszik a belső gerjesztett állapotokon:

$$\Gamma_{fI} = c_I^2 \cdot \Gamma_{f\beta_I}, \quad (3)$$

ahol az első völgybeli (I) állapotok c_I^2 faktoriall részesülnek a β -vibráció hasadási szélességéből. A c_I^2 csillapítási faktort az átlagos nívótávolság

és a vibrációs fononenergia hányadosával fejezhetjük ki teljes csatolás esetén:

$$c_I^2 = \frac{D_I}{\hbar\omega_{\beta_I}}. \quad (4)$$

A normáldeformált β -vibrációs állapotok hasadási szélessége és a deformációs potenciálgát penetrabilitása közötti kapcsolatot a következő összefüggés írja le:

$$\Gamma_{f\beta_I} = P(E^*) \cdot \frac{\hbar\omega_{\beta_I}}{2\pi}, \quad (5)$$

ahol a P penetrabilitást Lorentz-függvény írja le a szuperdeformált (hiperdeformált) állapotok környezetében [Ig69]. A penetrabilitás kifejezéséhez szükség van a szuperdeformált belső gerjesztések szélességeire, attól függően, hogy ezeknek az állapotoknak a bomlása a belső (\leftarrow), vagy a külső (\rightarrow) potenciálgáton keresztül történik:

$$\Gamma_{II}^{\leftarrow} = c_{II}^2 \cdot \Gamma_{\beta_{II}}^{\leftarrow}, \quad \Gamma_{II}^{\rightarrow} = c_{II}^2 \cdot \Gamma_{\beta_{II}}^{\rightarrow}. \quad (6)$$

Ezek alapján a penetrabilitás:

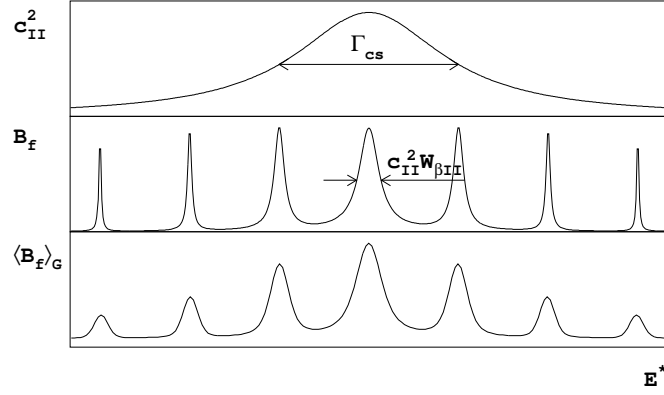
$$P(E^*) = \frac{\Gamma_{II}^{\leftarrow}\Gamma_{II}^{\rightarrow}}{(E^* - E_{\beta_{II}}^*)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{II}^2}, \quad \text{ahol } \Gamma_{II} = \Gamma_{II}^{\leftarrow} + \Gamma_{II}^{\rightarrow} + \Gamma_{\gamma_{II}}. \quad (7)$$

A belső és külső potenciálgátak $\Gamma_{\beta_{II}}^{\leftarrow}$ és $\Gamma_{\beta_{II}}^{\rightarrow}$ bomlási szélességei, illetve az (5) összefüggés figyelembe vételével azok penetrabilitásai a gátalakok parabolikus közelítésében [Hi53]:

$$P^{\rightleftharpoons}(E^*) = \left[1 + \exp \frac{2\pi(E^{\rightleftharpoons} - E^*)}{\hbar\omega^{\rightleftharpoons}} \right]^{-1}, \quad (8)$$

ahol E^{\rightleftharpoons} és $\hbar\omega^{\rightleftharpoons}$ a külső és a belső potenciálgátakat leíró parabolák csúcsértékei és görbületei.

A bomlási szélességek (6) kifejezésében szereplő csillapítási faktor két egyszerűsítő feltétel mellett könnyen kiszámolható [Bo75], melyek



4. ábra: A hasadási rezonanciák sematikus szerkezete. c_{II}^2 : csillapítási faktor, B_f : hasadási valószínűség, $\langle B_f \rangle_G$: a hasadási valószínűség és a kísérleti energiafelbontás konvolúciója

szerint **1**) a β -vibrációs állapotok és belső gerjesztések csatolását leíró mátrixelem konstans: $V_{i\beta} = V$, valamint **2**) a belső gerjesztések ekvidisztáns sorozatot alkotnak:

$$c_{II}^2 = \frac{V^2}{(E^* - E_{\beta II})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{cs}^2}, \quad \text{ahol } \Gamma_{cs} = 2\pi \frac{V^2}{D_{II}} + \Gamma_{\beta II}^{\leftarrow} + \Gamma_{\beta II}^{\rightarrow}. \quad (9)$$

A (2)-ben definiált hasadási valószínűséget a bomlási szélességekkel kifejezve, szintén egy Lorentz-függvény adódik:

$$B_f = \frac{D_{II}}{2\pi} \frac{\Gamma_{II}^{\leftarrow} \Gamma_{II}^{\rightarrow} / \Gamma_{\gamma I}}{(E^* - E_{II}^*)^2 + \frac{1}{4}W_{II}^2}, \quad \text{ahol } W_{II} = c_{II}^2 W_{\beta II}. \quad (10)$$

A $W_{\beta II}$ a β -vibrációs állapot hasadási elágazási arányának szélessége:

$$W_{\beta II} = \Gamma_{\beta II} \sqrt{1 + \frac{2}{\pi} D_I \frac{\Gamma_{\beta II}^{\leftarrow} \Gamma_{\beta II}^{\rightarrow}}{\Gamma_{\beta II} \Gamma_{\gamma I}}}, \quad \text{ahol } \Gamma_{\beta II} = \Gamma_{\beta II}^{\leftarrow} + \Gamma_{\beta II}^{\rightarrow} + \Gamma_{\gamma II}. \quad (11)$$

A csillapítási effektus következtében szuperdeformált (vagy hiperdeformált) gerjesztett állapotok jelennek meg a B_f hasadási valószínűségben, amelyeket kísérletileg az (1) hasadási hatáskeresztmetszet

mérésével lehet megfigyelni. A 4. ábra illusztrálja a hasadási rezonancia finomszerkezetét. A csillapítási faktor kifejezésekor tett feltételek általában csak közelítőleg teljesülnek. Mind a csatolási mátrixelem, mind pedig az állapotsűrűség fluktuációi a vibrációs rezonancia szerkezetének fragmentációját okozzák.

3.2 Átmeneti állapotok

A közbenső mag hasadási potenciálgátja alatt gerjesztett állapotainak hasadási folyamatát a nyeregponthoz közeli konfiguráció alacsonyban fekvő állapotai határozzák meg [Bo56]. Ezeknek az ún. *átmeneti állapotoknak* a szerepét az alábbi szemléletes modell írja le.

A J^π, K impulzusmomentumú közbenső mag a hasadási valószínűségében szereplő gátmagasságokat az azonos impulzusmomentumokkal rendelkező átmeneti állapotok energiájával magasabbnak “érzi”. Ezt a következő módon vehetjük figyelembe a (8) penetrabilitás kifejezésében:

$$P(E^*; J^\pi, K) = \sum_i \left[1 + \exp \frac{2\pi(E + \epsilon_i(J^\pi, K) - E^*)}{\hbar\omega} \right]^{-1}, \quad (12)$$

ahol $\epsilon_i(J^\pi, K)$ jelöli a potenciálgátra épülő J^π, K impulzusmomentumú átmeneti állapotok gerjesztési energiáit. A (12) kifejezés alapján a hasadási valószínűséghez a legnagyobb járulékot a legalacsonyabban fekvő átmeneti állapotok adják, melyek a deformált mag legegyszerűbb (egyfononos) vibrációs állapotainak és az azokra épülő rotációs sávoknak felelnek meg. Ilyen például a $K^\pi=0^-$ oktupólvibráció (tömegaszimmetria-vibráció), a $K^\pi=2^+$ γ -vibráció, a $K^\pi=1^-$ “hajlítási” vibráció, stb.

Adott J^π, K impulzusmomentummal rendelkező állapotok az alattuk fekvő (többfononos) β -vibráció és a legalacsonyabb J^π, K impul-

zuszómomentumú átmeneti állapot gerjesztési energiáinak összegénél hasadási rezonanciákat okoznak a hasadási valószínűségben. Figyelembe véve, hogy az alacsonyan fekvő átmeneti állapotok nem rendelkeznek hasadási szélességgel, a J^π , K impulzusmomentumú rezonanciák hasadási valószínűségét a β -vibrációs komponensük határozza meg.

3.3 A hasadási termékek szögeloszlása

Deformált, hengersizmetrikus közbenső mag kollektív viselkedését a szimetersikus ($\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2 \neq \mathcal{J}_3$) pörgettyű Ω Euler-szögekkel kifejezett hullámfüggvényével jellemezhetjük [Wa91]:

$$\Psi(\Omega) = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} \cdot e^{iM\Phi} e^{iKX} d_{MK}^J(\Theta). \quad (13)$$

Feltételezve, hogy a hasadás pillanatában a mag a szimetersiatengelyének irányában válik szét, a fenti hullámfüggvény a hasadási termékek adott térszögtartományba való repülésének valószínűségét adja meg:

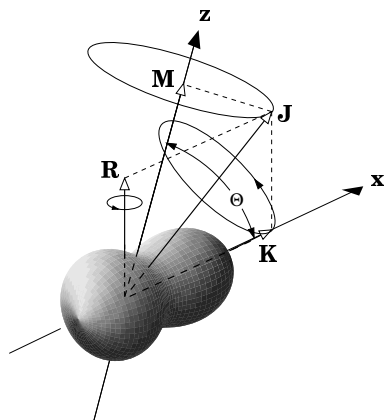
$$W_{MK}^J(\Theta) = |\Psi(\Phi, X, \Theta)|^2. \quad (14)$$

A Ψ hullámfüggvényben szereplő exponenciális tényezők kiesése miatt a hasadási termékek szögeloszlása csak a szimetersiatengely és egy adott térbeli tengely, rendszerint a visszalökődési tengely, által bezárt Θ szög függvénye. A hengersizmetrikus mag pillanatnyi térbeli orientációját a 5. ábra szemlélteti. A (14) kifejezésből, a hullámfüggvény behelyettesítésével, a következőt kapjuk:

$$W_{MK}^J(\Theta) = \frac{2J+1}{2} |d_{MK}^J(\Theta)|^2, \quad (15)$$

illetve ha a közbenső mag a szimetersiatengelyre merőleges síkra tükörszimetersiával rendelkezik:

$$W_{MK}^J(\Theta) = \frac{2J+1}{4} (|d_{MK}^J(\Theta)|^2 + |d_{MK}^J(\Theta + \pi)|^2). \quad (16)$$



5. ábra: A hasadás előtti közbenső mag pillanatnyi térbeli orientációja. J a mag teljes impulzusmomentuma, M annak a térbeli z -tengelyre eső vetülete, K pedig a mag x szimmetriatengelyére eső vetülete. R a szimmetriatengelyre merőleges forgástengelyre eső vetület, mely a rotációs mozgás impulzusmomentumával azonos.

A közbenső mag gerjesztése során a befogott részecske j transzfer-impulzusmomentuma a visszalökődési tengelyre merőleges, arra vonatkozó vetülete $m = \pm 1/2$, amiből az következik, hogy a különböző M vetületek a céltárgymag véletlenszerű orientációjának hatására azonos valószínűséggel fordulnak elő. Ezt figyelembe véve a hasadási termékek szögeloszlására az M vetületek összegzése után a következő kifejezést kapjuk [G176]:

$$W_K^J(\Theta, j) = \sum_M \frac{2j+1}{2(2J+1)} \sum_{M_i} \sum_{m=\pm\frac{1}{2}} \langle J_i M_i j m | J M \rangle^2 W_{MK}^J(\Theta), \quad (17)$$

ahol J_i , M_i , K_i a céltárgy teljes impulzusmomentuma és vetületei a térbeli és a szimmetriatengelyre vonatkozóan. A céltárgymagnak átadott transzfer-impulzusmomentumok relatív populációs valószínűsége

ségére összegezve, a szögeloszlásra:

$$W_K^J(\Theta) = \sum_j \alpha_{d,p}(j) W_K^J(\Theta, j) \quad (18)$$

adódik. Az $\alpha_{d,p}(j)$ faktorok meghatározására DWBA-számolásokat végeztek [Bj68].

A J , K impulzuszórájú állapotok elméleti és a hasadási rezonanciák kísérleti szögeloszlásainak összehasonlítása azok Legendre-polinomokkal történő illesztésével végezhető el:

$$W_K^J(\Theta) = \sum_{\lambda=0,2,\dots} a_\lambda(J, K) \mathcal{P}_\lambda(\cos \Theta). \quad (19)$$

Az $a_\lambda(J, K)$ együtthatókat a W_{KM}^J függvény Legendre-polinomokkal történő kifejezésével határozhatjuk meg [Fr66]:

$$W_{MK}^J(\Theta) = \frac{2J+1}{2} (-)^{M-K} \sum_{\lambda=0,2,\dots,2J} \langle J-MJM|\lambda 0 \rangle \langle J-KJK\lambda 0 \rangle \mathcal{P}_\lambda(\Theta), \quad (20)$$

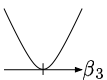
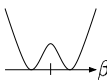
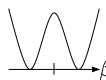
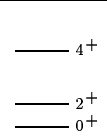
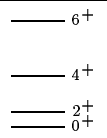
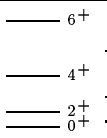
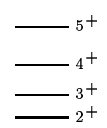
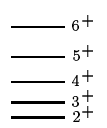
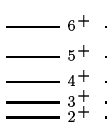
amelyből a (17) és (19) kifejezésekkel összevetve adódik:

$$\begin{aligned} a_\lambda(J, K) &= \sum_{M_i, M, j, m=\pm\frac{1}{2}} \alpha_{d,p}(j) \frac{2j+1}{4} (-)^{M-K} \langle J_i M_i j m | JM \rangle^2 \times \\ &\times \langle J-MJM|\lambda 0 \rangle \langle J-KJK\lambda 0 \rangle \mathcal{P}_\lambda(\Theta). \end{aligned} \quad (21)$$

3.4 Rotációs sávok

Deformált magok rotációs sávjainak szerkezetét elsősorban a mag tehetlenségi nyomatéka, a sávfej K -értéke és a magalak szimmetriái határozzák meg. A továbbiakban páros-páros hengersizmetrikus magok esetére szorítkozva, a $\eta_{K\pi}$ szuperdeformált állapotokra épülő rotációs sávokat az alábbi hullámfüggvény írja le:

$$\Psi(\Omega) = \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2}} \left(D_{MK}^J(\Omega) \eta_{K\pi} + (-)^J \pi D_{M-K}^J(\Omega) \eta_{-K\pi} \right). \quad (22)$$

	SD	HD	
			
$K = 0$			
$K = 2$			

2. táblázat: Deformált páros-páros magok szuper- és hiperdeformált $K = 0$ és $K = 2$ állapotaira épülő rotációs sávok szerkezete. A hiperdeformált állapotok között különbséget tettem a két harmadik völgyet elválasztó gát penetrabilitása alapján.

A hullámfüggvény szerkezetéből következik, hogy $K=0$ esetén a rotációs sávban vagy csak páros, vagy csak páratlan J állapotok fordulhatnak elő, a sávfej paritásának megfelelően. $K \neq 0$ esetén pedig a sávfej paritásával rendelkező, $J=K, K+1, K+2, \dots$ szerkezetű sávok jelennek meg. A szuperdeformált magalak tükröszimmetriájának fokozatos elvesztése a magasan fekvő, ellentett paritású sávok letolódását eredményezi. Statikus β_3 oktupóldeformációval rendelkező magban, mint a harmadik völgyben, ezek az ellentett paritású sávok már közel egybeesnek, és sávfejeik közötti távolságuk a $+\beta_3$ és $-\beta_3$ völgyek közötti gát penetrabilitásának függvénye [Be87]. A sávfejek közötti távolságot inverziós paraméternek szokták nevezni: $\Delta E_{\pm} = E^*(K^-) - E^*(K^+)$. Ezek alapján a hiperdeformált állapotok jellegzetes tulajdonsága a rotációs sávok váltakozó paritású szerkezete, szemben a tükröszimmetrikus magalak rotációs sávjaival (ld. 2. táblázat).

4 Kísérleti berendezések és módszerek

Három aktinida atommag, a ^{240}Pu , az ^{236}U , valamint az ^{234}U erősen deformált állapotait vizsgáltuk. Kísérleteinket először Debrecenben az MTA Atommagkutató Intézetének ciklotronlaboratóriumában, majd pedig a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem tandem-laboratóriumában végeztük. A vizsgálni kívánt atommagokat (d,p)-reakcióban állítottuk elő, amellyel a neutronindukált reakciókhoz képest nagyobb impulzusmomentumú, illetve a deuteron kötési energiájának megfelelően a neutronszeperációs küszöb alatti állapotok is gerjeszthetők.

A (d,p)-reakcióval gerjesztett közbenső atommagok prompt hasadási hozamát mértük a gerjesztési energia függvényében, amelyet a reakcióból kirepülő protonok kinetikus energiája egyértelműen meghatározott. A kísérletek a hasadási termékek és protonok koincideneciájának mérésén alapultak. A mérési adatok, a használt többparaméteres adatgyűjtőrendszernek köszönhetően, off-line módon lettek feldolgozva.

Reakció	E_d (MeV)	Mágneses spektrográf	Hasadási detektorok	E^* (MeV)	ΔE (keV)
$^{239}\text{Pu}(d,pf)^{240}\text{Pu}$	12.5	Q3D (130°)	PSAD(2)	4.0-5.8	7
$^{235}\text{U}(d,pf)^{236}\text{U}$	9.74	SP (140°)	PSAD(1)	5.2-6.1	18
$^{235}\text{U}(d,pf)^{236}\text{U}$	13	Q3D (130°)	PSAD(2)	4.7-6.6	5
$^{235}\text{U}(d,pf)^{236}\text{U}$	9.61	SP (140°)	MWAD(4)	5.2-6.1	18
$^{233}\text{U}(d,pf)^{234}\text{U}$	12.5	Q3D (130°)	PSAD(2)	4.0-5.8	5

3. táblázat: A ^{240}Pu atommag szuperdeformált, és az $^{234,236}\text{U}$ atommag hiperdeformált állapotainak vizsgálata céljából elvégzett mérések. A hasadási detektorok esetén megadtam a mérésekben felhasznált detektorok számát is. (SP – Split-Pole vagy hasított pólusú mágneses spektrográf, PSAD – helyzetérzékeny lavinadetektor, MWAD – sokszálas lavinadetektor).

A protonok kinetikus energiáját és repülési idejét a hasadási termékekhez képest Debrecenben egy hasított pólusú (Split-pole) mágneses spektrográffal, Münchenben pedig egy Q3D-típusú mágneses spektrográffal azonosítottuk. A hasított pólusú spektrográf fókusz síkjában két, helyzetérzékeny félvezető detektort, a Q3D-spektrográf fókusz síkjában pedig egy ellenállásszálás proporcionális kamrát helyeztünk. A hasadási termékeket a céltárgyhoz közel elhelyezett sokszálas lavinadetektorok mérték, melyeket x-y-helyzetérzékeny (PSAD), valamint nagy térszögű, de nem helyzetérzékeny (MWAD) változatokban készítettem el. Az elvégzett méréseket a 3. táblázatban foglaltam össze. Az említett mérőberendezéseket, az elektronikus adatgyűjtőrendszert és az adatfeldolgozást a következő alpontokban részletesen ismertetem.

4.1 Céltárgyak

Méréseinkhez négy különböző céltárgyat használtunk. A debreceni kísérletekhez egy $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú ^{235}U -céltárgyat rendeltünk a belgiumi IRMM ¹ intézettől. A müncheni kísérletekhez viszont a Ludwig Maximilians Egyetem radioaktív-céltárgylaboratóriuma készített

	céltárgy ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	dúsítás %	hátlap ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	aktivitás (Bq/mg)
^{239}Pu	$^{239}\text{Pu}_2\text{O}_3$ (30)	99.9	C (20)	2.3×10^6
^{235}U	$^{235}\text{UF}_4$ (250)	97.6	PolyImide (37)	5.6×10^2
^{235}U	$^{235}\text{UO}_2$ (88)	99.7	C (21)	5.6×10^2
^{233}U	$^{233}\text{UO}_2$ (30)	99.0	C (25)	3.6×10^5

4. táblázat: A mérésekhez használt céltárgyak legfontosabb paramétereit.

¹Inst. for Reference Materials and Measurements, Geel, Belgium

vékonyabb ^{233}U , ^{235}U és ^{239}Pu céltárgyakat a jobb energiafelbontás elérése érdekében. A fókuszsíkdetektorok energiakalibrációját 30 és 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ közötti vastagságú ^{208}Pb céltárgyakkal, szintén (d,p)-reakciót használva végeztük el. A mérésekhez használt céltárgyak legfontosabb paramétereit a 4. táblázatban foglaltam össze.

4.2 Hasadási detektorok

A hasadási termékek detektálásának egyik legelterjedtebb eszközei a kisnyomású lavinadetektorok, melyek számos előnyös tulajdonsággal rendelkeznek más berendezésekkel, pl. a felületi záróréteges detektorokkal szemben. A lavinadetektorok a mérési körülmények által megszabott, lehető legnagyobb méretben, könnyen és olcsón megépíthetők. Az alkalmazott alacsony gáznyomásnak köszönhetően az anód- és katódcsík között csak erősen ionizáló hatású nehéz részecskék keltenek elegendő számú töltéshordozót a lavinaeffektus létrehozásához. Ennek megfelelően a beszóródó könnyűionokra (p, d, α , ...) érzéketlenek maradnak, lehetővé téve a hasadási termékek nagy intenzitású detektálását jelentős sugárkárosodás nélkül. Alacsony gáznyomáson a lavinaeffektus fontos következménye a gyors jelfelfutás, mellyel igen jó időzítés érhető el. Hátrányuk viszont a rossz jelamplitúdó-felbontás, ami nem teszi lehetővé a hasadási termékek kinetikus energiájának pontos mérését, mivel az érzékeny térrészben energiájuknak csak töredékét tudják leadni.

A kisnyomású lavinadetektoroknak több típusát is kifejlesztették, mint például a PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter), illetve a helyzetérzékeny sokszálas PSAD (Position Sensitive Avalanche Detectors) detektorokat [Br82].

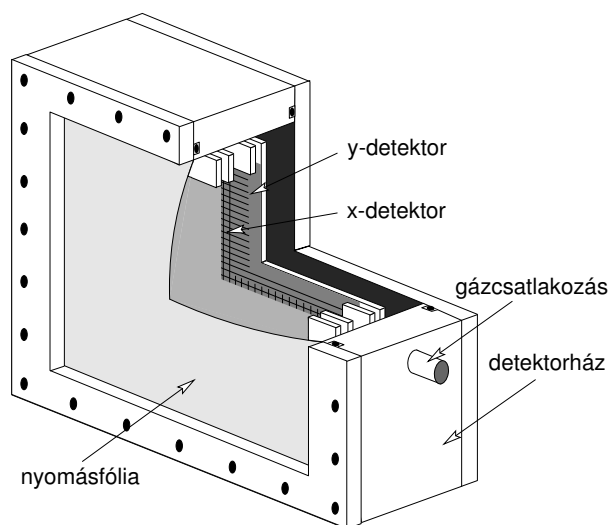
A hasadási termékek szögeloszlásának nagy térszögtartományban történő meghatározására több helyzetérzékeny lavinadetektort (PSAD)

készítettem. Ezekkel a detektorokkal gyakorlatilag 100%-os detektálási határfok érhető el. Helyzetérzékenységük, az anód sokszálas szerkezetének köszönhetően, sokkal egyszerűbben kialakítható, mint a PPAC-detektorok esetén. A PSAD-detektorok építése során a jó idő- és pozíciófelbontás, valamint az egyenletes térbeli határfok elérése volt az elsődleges szempont. A detektorok felépítését, működési elvét és tesztméréseinek eredményét az alábbiakban részletesen ismertetem.

A detektorok felépítése

Az elkészült helyzetérzékeny lavinadetektorok mindegyike két, egymáshoz képest 90° -kal elforgatott, lineáris helyzetérzékenységű detektorrészt tartalmazott a kétdimeziós részecske-detektálás céljából (ld. 6. ábra). A detektor belső szerkezetét úgy alakítottam ki, hogy bármely eleme könnyen és gyorsan cserélhető legyen. A detektor anód- és katódsíkjait üvegszálalás nyomtatott áramköri lemezekből (NYÁK) készítettem, melynek alkalmazását kitűnő szigetelési és mechanikai tulajdonságai indokolták. A belépőablak felőli detektorrész katódja egy $125 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú alumíniumozott mylar-fóliából, a mögötte elhelyezett detektorrész katódja viszont egy rézbevonatú NYÁK-lemezből állt. Az anódsíkokat $10 \mu\text{m}$ -es átmérőjű aranyozott wolfram-szálak alkották, egymástól 2 mm-es távolságban. Az anódszálakat, a tartóke-retre való forrasztásuk közben, egy 10 g-os nehezéssel feszítettem meg, ami szakítószilárdságuk kb. 50%-ának felelt meg. Az anód- és katódsík távolsága 3 mm volt. Az x- és y-detektorrészeket (érzékenységüknek megfelelően) úgy rögzítettem az alumíniumból készült detektordobozokban, hogy az anódsíkok egymással szemben 11 mm-es távolságban helyezkedjenek el. Ezt az elrendezést a külső elektromos zavaró hatások (pl. elektronikus zaj, δ -elektronok) árnyékolása indokolta.

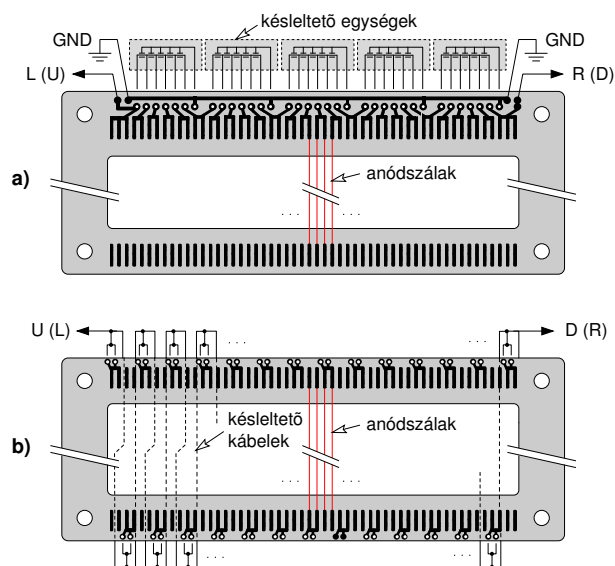
Az első ilyen típusú, $84 \times 94 \text{ mm}^2$ érzékeny felületű detektorokat az



6. ábra: Sokszálas helyzetérzékeny lavinadetektor (PSAD), mely két helyzetérzékeny detektorrészt tartalmaz, egymáshoz képest 90° -kal elforgatva (x- és y-detektor).

^{236}U vizsgálatára készítettem. Ezt követően még két hasonló, $108 \times 108 \text{ mm}^2$ érzékeny felületű PSAD-detektort készítettem a további mérésekhez.

Az anód- és katódsíkok megfelelő kifizetését a 1.5 mm vastagságú NYÁK-lemezből készült keretek biztosították. Az anódszálakat kettesével összekötöttem, mivel az így adódó 4 mm-es helyzetfelbontás is elegendő volt a méréseinkhez. Az anódszálak az elülső detektorrészben RCD-SP05-10ns-50 Ω típusú tokozott késleltető egységekből (szálanként 2 ns), a hátsó detektorrészben pedig 12 cm hosszú, 50 Ω impedanciájú kábelekből (szálanként 1 ns) kialakított késleltető vonalakra csatlakoztak. A késleltető vonalak mindkét vége gyors-előerősítőkön keresztül (Ortec VT120) földpotenciálra volt kapcsolva, miközben a térerősséget a katódsíkokra kötött negatív nagyfeszültség hozta létre.



7. ábra: Sokszálas helyzetérzékeny lavinadetektor anódszalainak és késleltető vonalainak elrendezése. **a)** az elülső, **b)** a hátsó anódsík mintázatát mutatja.

A késleltető vonalak végeit az x-detektorrészben L (Left) és R (Right), az y-detektorrészben pedig U (Up) és D (Down) elnevezésekkel jelöltem. Az anódszalak és késleltető vonalaik elrendezését az 7. ábra mutatja.

A detektorok doboza alumíniumból készült, mely a belépőfóliát (nyomásfóliát) tartó 4 mm vastag előlemezről, egy 11 mm falvastagságú és 40 mm mélységű palástból, és az elektromos átvezetésekkel felszerelt, szintén 4 mm vastag hátlemezről állt. A belépőfólia először egy $125 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú Aramyd-fólia volt, majd pedig feltöltődési problémák miatt, ugyanilyen vastag alumíniumozott Mylar-fóliára cseréltem ki, mely fémesen csatlakozott a detektordobozhoz. A dobozok mérete ($108 \times 108 \text{ mm}^2$ -es detektor esetén) $160 \times 160 \times 48 \text{ mm}$ volt. A

PSAD-detektorok keresztmetszetének vázlata a 8. ábrán látható.

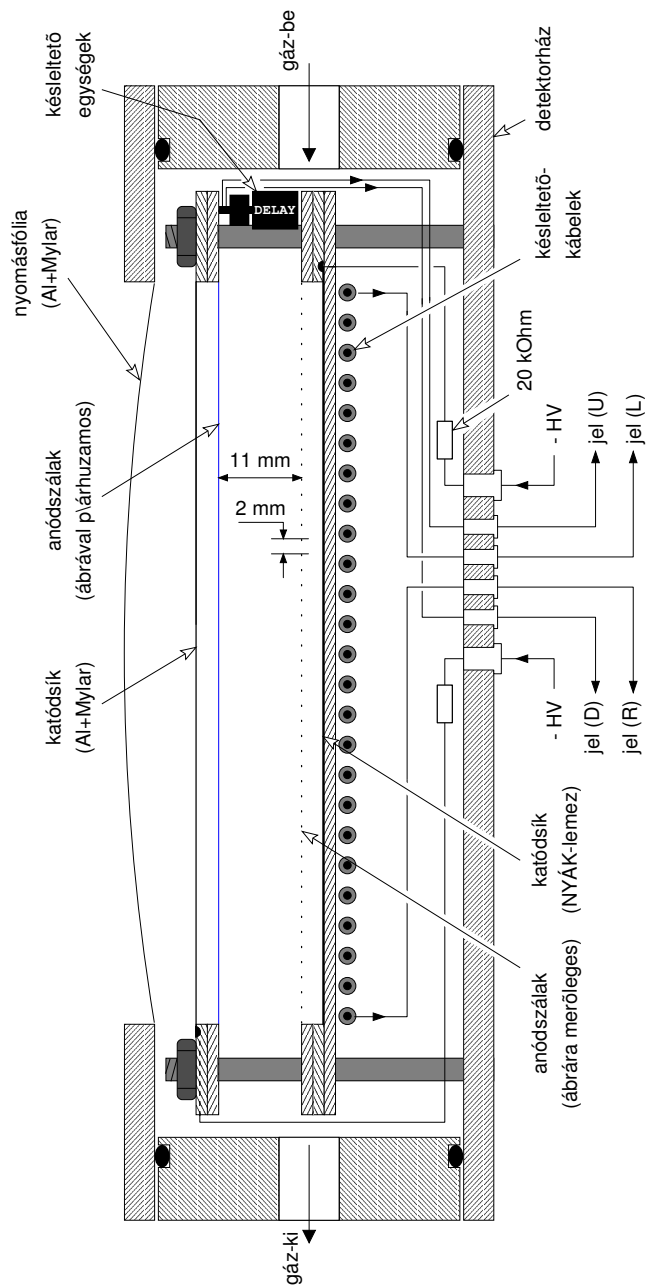
A detektorban folyamatosan áramló izobután gázt alkalmaztunk 4 torr (5.3 mbar) nyomáson. A katódsíkokra kapcsolt 450 V-os negatív nagyfeszültség az alkalmazott gáznyomásnak megfelelő átütési feszültség alatt kb. 25-30 V-tal lett beállítva.

A részletesen leírt PSAD-detektorokon kívül négy, trapéz alakú, sokszálas detektort (MWAD) is készítettem, melyekből összeállított "csonkagúla"-detektortömb az ^{236}U vizsgálatára végzett mérések során került alkalmazásra. Az MWAD-detektortömb előnye az volt, hogy a teljes térszög kb. 30%-át lefedte (kb. a két PSAD-detektor térszögének másfélszeresét). A nagy térbeli határfok elérése céljából minimálisra kellett csökkenteni az anódsíkok keretei okozta holtteret, amelyet a késleltető vonalak elhagyásával lehetett megvalósítani. Így az MWAD-detektorok nem helyzetérzékenyek, viszont a mérési statisztikát, nagy térszögük miatt, jelentős mértékben megnövelték.

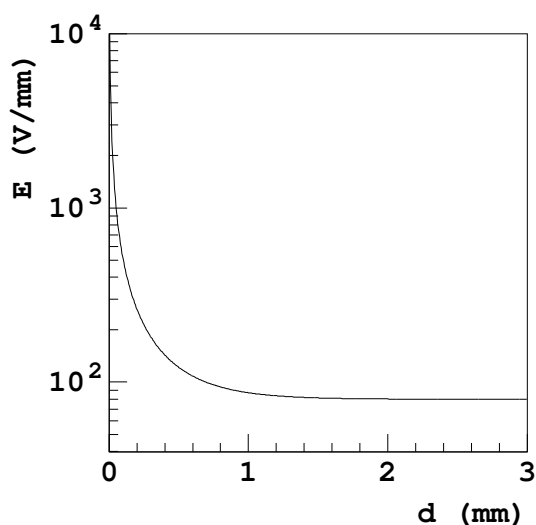
Működési alapelv

A detektor anód- és katódsíkja közötti térrészt kitöltő gázban töltéshordozópárok keletkeznek az átrepülő hasadási termékek útvonala mentén, melyek az elektromos tér hatására az elektródák felé kezdenek gyorsulni. Az elegendő energiára szert tett primer elektronok a gázmolekulákkal rugalmatlanul ütköznek, és szekunder elektronokat keltenek, melyek tovább gyorsulva ismét ionizálják a gázmolekulákat. Az anódszálak közvetlen környezetét elérve, ahol a térerősség drasztikusan növekszik, a sokadlagos ionizáció révén keletkező elektronok lavinaként futnak fel az anódszálak felszínére. A lavinaeffektusnak köszönhetően az anódon megjelenő impulzus jelfelfutása gyors, jelamplitúdója pedig az elektronikus zajt nagyságrendekkel felülmúlja.

Az elektromos térerősség, az anódszálaknak a katódra merőleges



8. ábra: A sokszálú helyzetérzékelő lavinadetektor vázlatos keresztmetszeti képe. A belépőfóliához közel eső anódcsálást (ábrára párhuzamos szálak) a 7a. ábra, illetve a hátulsó anódcsálást (ábrára merőleges szálak) pedig a 7b. ábra mutatja.



9. ábra: Elektromos térerősség az anódszállaktól mért távolság függvényében. Az alkalmazott feszültség -450 V, az anód-katód távolság 3 mm, és az anódszállak egymástól mért távolsága 2 mm volt.

síkjában az alábbi kifejezéssel adható meg [Er72, Cr88] (ld. 9. ábra):

$$E(d) = \frac{V \coth\left(\frac{\pi d}{s}\right)}{L - \frac{s}{\pi} \ln\left(\frac{2\pi a}{s}\right)}, \quad (23)$$

ahol d az anódszálltól mért távolság, $V=450$ V az üzemi feszültség, $s=2$ mm az anódszállak távolsága, $a=5 \mu\text{m}$ az anódszállak sugara és $L=3$ mm az anód-katód távolság. Az anódszáll kb. 0.5 mm-es környezetén kívül a térerősség gyakorlatilag egyenletes, amelynek következtében az elektronok sokszorozódása jó közelítéssel exponenciálisnak tekinthető a távolság függvényében. A PSAD-detektorok ezen tartományában kialakuló elektronsokszorozódást homogén térerősséggel rendelkező PPAC-detektorokkal végzett összehasonlító mérésekkel vizsgálták, melyek sze-

rint az alkalmazott körülmények között kb. néhány százszoros erősítést kaptak [Br82]. Az így kialakult lavina, elérve az anódszál 0.5 mm-es környezetét, még intenzívebb sokszorozódáson megy keresztül az erősen inhomogén térerősségnek köszönhetően, majd kb. 10^5 - 10^6 -szoros erősítéssel fut fel az anód felszínére. Az anódon megjelenő elektromos impulzust elsősorban azon elektronok által keltett lavina hozza létre, melyek a katódhoz közel keletkeztek, és így a legnagyobb erősítésre tettek szert a homogén tartományban. A katód 0.5 mm-es környezetét tekintve $p=4$ torr nyomás mellett egy átlagos hasadási termék, melynek energiavesztesége kb. 90 keV/mm, kb. $2 \cdot 10^3$ primer elektront hoz létre. Az anód felszínére érkező lavina így 10^8 - 10^9 elektront tartalmaz. A keletkező impulzus jelfelfutása rendkívül gyors (néhány ns), az elektronok nagy driftsebességének következtében, szemben a légköri nyomáson működő sokszálas proporcionális gázdetektorokkal. A kisnyomású lavinadetektorok másik előnyös tulajdonsága a hatékony szelektivitás a nehéz, erősen ionizáló hasadási termékekre. A PSAD-detektorok tesztelésekor az 5 MeV-es α -részecskék, habár alacsony hatásfokkal, de már adtak észlelhető jeleket. Energiaveszteségük 4 torr nyomáson kb. 1.3 keV/mm. Mérési körülmények között a könnyebb, nagyszámúban beszóródó részecskék (d, p, ...) energiavesztesége viszont kisebb 0.5 keV/mm-nél. Az általuk létrehozott igen kis amplitúdójú jelek, a diszkriminátorszint megfelelő beállításával kiküszöbölhetőek voltak.

A kialakult lavina anódszálra történő felfutásának időtartama az erős elektromos tér miatt rendkívül rövid. Az elektronok kb. $1-1.5 \cdot 10^{-1}$ mm/ns sebességgel mozognak a 10^2 V/mm-es elektromos térben. Az anódra érkező lavina több, mint 90%-át a katódtól mért háromszoros átlagos szabad úthosszon keletkező primer elektronok hozzák létre. Ez esetünkben kb. 0.7 mm, ami az elektronok említett driftsebességét figyelembe véve kb. 5 ns-os jelfelfutást eredményez. A lavina felfutási

gáz	I (eV)	$\langle E_{X+e^-} \rangle$ (eV)
Xe	12.1	22
C₄H₁₀	10.8	23
Kr	14.0	24
Ar	15.8	26
CH ₄	13.1	28
O ₂	12.2	31

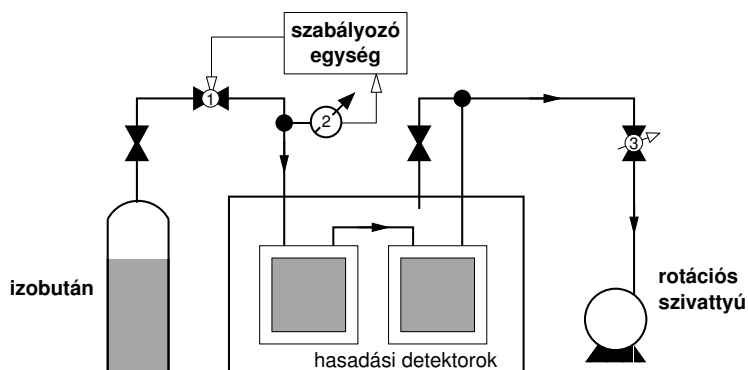
5. táblázat: Különböző gázok ionizációs potenciálja (I) és az egy elektron-ion-pár keltéséhez szükséges átlagos energia ($\langle E_{X+e^-} \rangle$).

idejének bizonytalanságát viszont főleg a primer töltéshordozók keletkezésének, és azoknak gázmolekulákkal történő ütközéseinek statisztikus folyamata szabja meg. 27 MeV-es ¹⁶O-nyalábbal végzett tesztmérések alapján a lavinadetektorok időfelbontása, néhány torr gáznyomáson mérve, 200–400 ps-nak adódott [Br82].

Gázrendszer

A hasadási detektorok nagy hatásfokának és megbízható működésének egyik legfontosabb alapfeltétele volt, hogy a gázrendszer stabil gáznyomást és folyamatos gázáramlást biztosítson. Másik fontos szempont a megfelelő gáz kiválasztása annak ionizációs, és szabad elektronokkal történő ütközési tulajdonságainak mérlegelésével.

Az 5. táblázatban a legelterjedtebb detektorgázok ionizációs potenciálját és egy elektron-ion-párok keltéséhez szükséges átlagos energiájukat tüntettem fel. Ez utóbbi mennyiség szabja meg az egységnyi úthosszon keletkező elektron-ion-párok átlagos számát a detektálandó töltött részecske fajlagos energiavesztésének ismeretében. Az ionizáció révén keletkező elektronok az elektromos térben gyorsulva rugal-



10. ábra: A hasadási detektorok gázrendszerének vázlatos elrendezése. **1,3:** tűszelepek; **2:** elektronikus nyomásmérő.

masan vagy rugalmatlanul ütköznek a gázmolekulákkal. Ennek hatás-keresztmetszete az elektronenergia bonyolult függvénye, és többnyire csak tapasztalati úton választható ki, hogy melyik gáz alkalmas, megfelelő hatásfok, időfelbontás, szelektivitás, stb. elérésére. Ezen tulajdonságok vizsgálata alapján, elsősorban a kisnyomású gáزدetektorokban, az izobután (C_4H_{10}) alkalmazása terjedt el leginkább.

A detektor üzemi feszültségének beállítása az alkalmazott gáznak és gáznyomásnak megfelelő átütési feszültség alatt 20-30 V-tal történt. Az átütési feszültség érzékenyen függ a gáznyomástól, ezért annak stabilizálása a detektor kisülésének elkerülése érdekében elengedhetetlen volt. Ugyanakkor a folyamatos gázáramlást is biztosítani kellett, egyrészt az ionizált és szét tört gázmolekulák, másrészt pedig a detektor alkatrészeiből származó szennyeződések feldúsulása miatt. A kis koncentrációban bekeveredő O_2 -gáz nagy elektron-negativitása következtében drasztikusan csökkenti a szabad elektronok koncentrációját, és így gátolja a lavina kialakulását. Egyéb szennyező gázok pedig káros kisüléseket okozhatnak a detektorban.

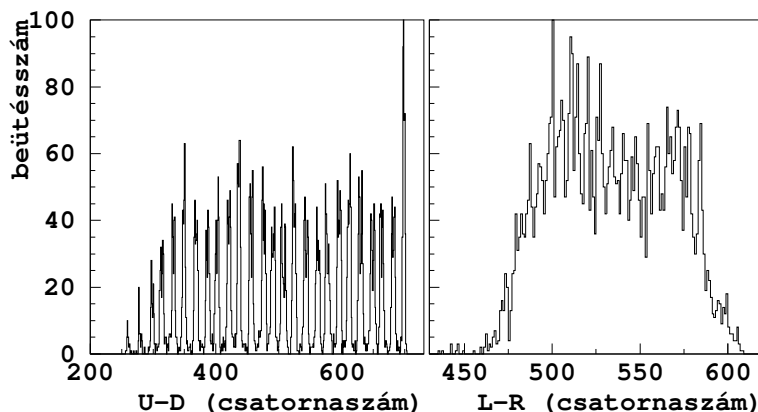
A hasadási detektorok üzemeltetéséhez olyan elektronikus szabá-

lyozású gázrendszert építettünk, amely az említett feltételeket biztosította. A gázrendszer vázlatos elrendezése a 10. ábrán látható. Az elektronikus szabályozóegység (MKS 250B) a detektortérhez kapcsolt nyomásmérő-egység (MKS 122AAX-00010BBT) mérési értéke alapján egy túszelepet vezérelt, amely a detektorban uralkodó nyomást 0.1 torr pontossággal szabályozta. A gáz folyamatos elszívását a detektortérhez egy másik túszelepen keresztül kapcsolt vákuumszivattyú biztosította. A gázrendszerben a detektorok soros összeköttetésben álltak. A gázáramlás sebességének optimális értéke 0.6–0.8 cm³/min·bar volt.

A detektorok működése

A sokszálas lavinadetektorok kísérleteinkben tervezett alkalmazása a hasadási termékek detektálására térben egyenletes és közel 100%-os hatásfokot követelt meg a minél megbízhatóbb szögkorrelációs adatok meghatározására. A detektorok megfelelő időzítési pontosságára pedig a hasadási termékek és a (d,p)-reakcióból származó protonok valós és véletlen koincideneciáinak szétválasztása miatt volt szükség. A detektorok optimális működési paramétereinek meghatározása céljából tesztméréseket végeztem, melyek során a hatásfokot és annak térbeli eloszlását vizsgáltam az alkalmazott gáznyomás és feszültség függvényében. A tesztméréseket Münchenben egy 5 μ Ci aktivitású ²⁵²Cf hasadási forrással végeztük. A detektorok késleltető vonalairól érkező jeleket gyors-előerősítőkön és diszkriminátoregységeken keresztül CAMAC TDC-egységekbe vezettük, melyek START-jelét a leghamarabb megszólaló késleltető vonal szolgáltatta. A hasadási termékek becsapódási helyzetét, az adott detektorsíkban, a késleltető vonalhoz kapcsolódó két TDC-csatorna különbsége adta meg:

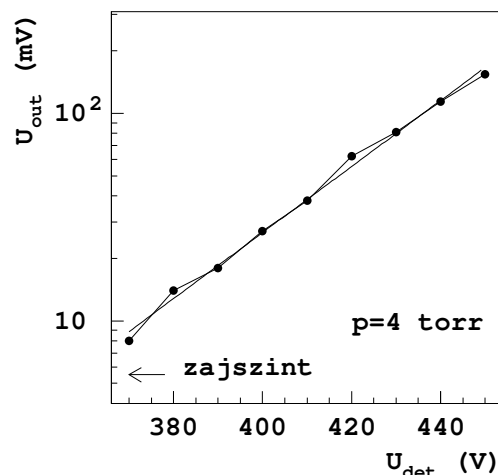
$$x \propto L - R, \quad y \propto U - D. \quad (24)$$



11. ábra: A PSAD-detektor késleltető vonalai végein megjelenő időzítő jelek különbségeinek spektruma. U-D a függőleges, az L-R pedig a vízszintes becsapódási helyzettel arányos. Az U-D detektorsík esetén késleltető egységeket, míg a L-R detektorsík esetén kábeles késleltetést alkalmaztam.

A 11. ábra két, tipikus anódszál-spektrumot illusztrál. Az első esetben a késleltető vonalak 2 ns-os késleltető egységekből, a másodikban 1 ns-os kábelekkel álltak. A spektrumban a csúcsok a szálak közötti késleltetés kétszeresének megfelelő távolságban jelennek meg a TDC-csatornák kivonása következtében. A csúcsok amplitúdójának erős fluktuációját elsősorban a késleltető egységek földhöz képest mért kapacitásának, valamint késleltető egységeinek különbözősége okozza, amely a csúcsok alatti területek integrálásával kiküszöbölhető.

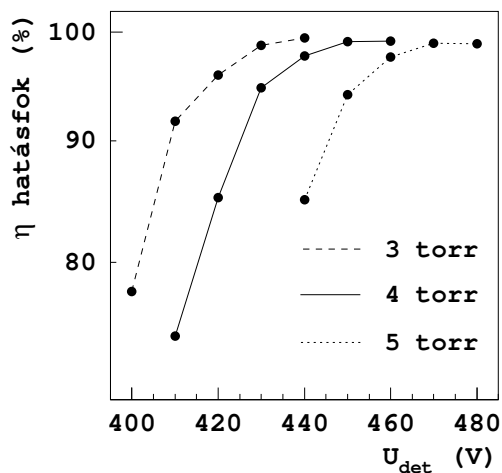
A detektorok feszültségkarakterisztikáját, adott gáznyomás mellett, az előerősítőken megjelenő jelek amplitúdójának a feszültség függvényében történő mérésével határoztam meg, a küszöbfeszültség és az átütési feszültség közötti tartományban. Az átütési feszültség, melyet az elektródák geometriája és a gáz minősége határoz meg, kb. 100 V-tal volt magasabb az elektronok másodlagos ionizációjának küszöb-



12. ábra: A sokszálas hasadási detektorok gyors-előerősítőin megjelenő jelek amplitúdójának feszültség-karakterisztikája $p=4$ torr gáznyomás alkalmazása mellett. A mért jelamplitúdók a különböző tömegű és energiájú hasadási termékek miatt azok átlagértékét reprezentálják. A kísérleti adatok, logaritmikus skálán ábrázolva, egy egyenesre illeszkednek, ami a jelamplitúdó-függvény exponenciális voltát igazolja.

feszültségénél. $p=4$ torr gáznyomás alkalmazása mellett a jelamplitúdó feszültségfüggését a 12. ábra mutatja. A küszöbfeszültség kb. 370 V-nak adódott, amelynél már az előerősítők 5-6 mV-os zajszintje fölött is jelentek meg jelek. Ettől kezdve a jelamplitúdó gyakorlatilag exponenciálisan növekszik a feszültség függvényében, egészen az átütési feszültség (kb. 470 V) eléréséig. Az átütési feszültség körül a detektor kisüléssel szembeni stabilitása igen gyorsan csökken.

A detektorok η , teljes érzékeny felületére vonatkoztatott hatásfokának, azaz a kétdimenziós helyzetérzékenység hatásfokának, meghatározása a gáznyomás és feszültség függvényében az x- és y-detektorrészek koincidenciaeseményeinek megfigyelésével történt. Feltételezve, hogy



13. ábra: A PSAD-detektorok különböző nyomás és feszültség alkalmazása esetén meghatározott hatásfoka.

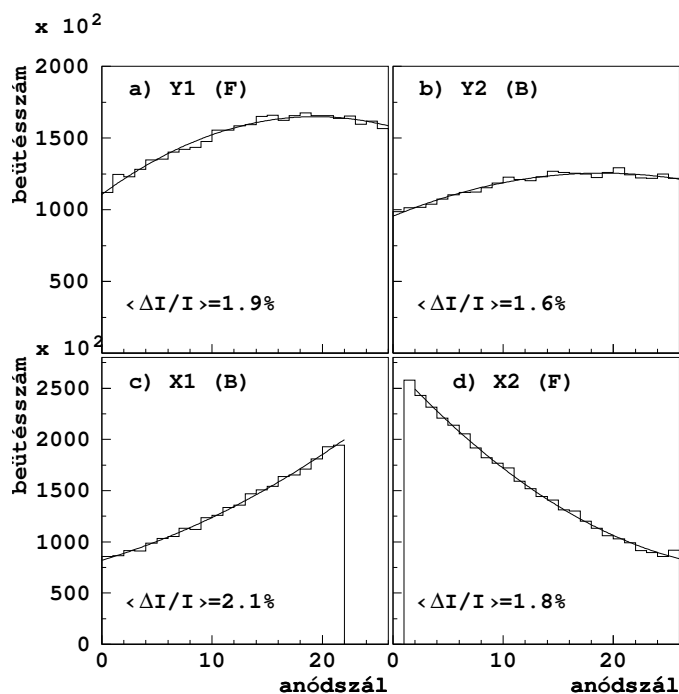
mindkét detektorrész egyenlő η hatásfokkal rendelkezik, a késleltetővonalak négy végén koincidenzában észlelt események száma:

$$K = \eta^2 N, \quad (25)$$

ahol N a mindkét síkon átrepülő hasadási termékek száma. Ez utóbbi mennyiség meghatározásához figyelembe kell venni a két detektorsík térszögének különbségét. Ha α jelöli az elülső és a hátulsó detektorrész térszögének arányát, akkor azon események száma, amikor csak az elülső detektor (Front) ad jelet $\eta\alpha N - \eta^2 N (\equiv F)$, illetve ha csak a hátulsó detektor (Back) $\eta N - \eta^2 N (\equiv B)$. Ezt felhasználva, a mindkét detektorrészen átrepülő hasadási termékek száma az alábbi módon fejezhető ki:

$$N = \Sigma - \frac{F - B}{\eta} + (1 - \eta)^2 N, \quad (26)$$

ahol Σ az összes regisztrált esemény száma. A második tag azoknak az



14. ábra: A két $108 \times 108 \text{ mm}^2$ -es PSAD-detektor x- és y-szálspektrumai, $p=4$ torr és $U=450$ V esetén. A folytonos görbék másodrendű polinomokkal történt illesztések eredményei. $\langle \Delta I/I \rangle$ a beütésszámok illesztéstől való relatív eltéréseinek átlagát jelöli.

eseményeknek a számát jelenti, amelyek a geometria miatt nem jutnak el a hátsó detektorrészbe, a harmadik tag pedig a nem regisztrált események száma. A (25) és (26) egyenletekből a hatásfokra az alábbi kifejezés adódik:

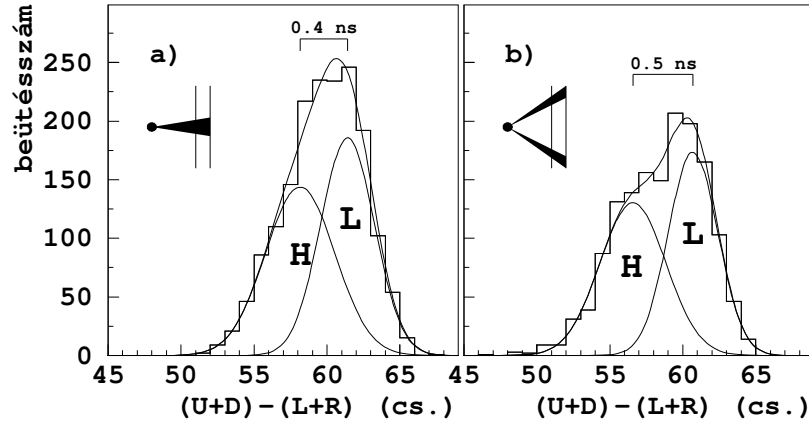
$$\eta = \frac{F - B + 2K}{\Sigma + K}. \quad (27)$$

A különböző nyomás és feszültség alkalmazása esetén meghatározott hatásfokot a 13. ábra mutatja. Növekvő nyomás esetén a függ-

vénymenet a küszöb feszültséghez viszonyítva arányosan tolódik el nagyobb feszültségértékek felé, amely a lavina elektronsokszorozódásának E/p redukált-térerősségfüggését tükrözi. Az átütési feszültség alatt kb. 30 V-tal a hatások gyakorlatilag már nem növekedett. A detektor átütésének elkerülése végett ezért az üzemi feszültséget az átütési feszültségnél 30 V-tal alacsonyabbra állítottam be. $p=4$ torr gáznyomás és $U=450$ V feszültség alkalmazása esetén a detektor hatásfokát 99%-nak találtam.

A hasadási detektorok megbízható működésének másik szükséges feltétele, elsősorban a szögkorrelációs mérések szempontjából, az anódszálak hatásfokának egyenletes térbeli eloszlása. Az egyes szálsíkról érkező jelek számát a késleltető vonal végeinek megfelelő TDC-csatornák különbségének spektrumában megjelenő csúcsok intenzitása adja meg (ld. 11. ábra). A két 108×108 mm²-es PSAD-detektor két-két szálsíkjának $p=4$ torr és $U=450$ V esetén meghatározott, csúcsokra integrált szálspektrumai a 14. ábrán láthatók. A szálspektrumokat másodrendű polinomokkal illesztettem. Az anódszálak beütésszámainak az illesztéstől való átlagos relatív eltérése 1.6–2.1%-nak adódott. A statisztikus hiba kisebb volt 0.4%-nál. Így a detektorok hatásfokának eloszlása mind a négy vizsgált detektorrészben 2%-os relatív hibán belül egyenletesnek tekinthető.

A sokszálas lavinadetektorok kiváló időzítési tulajdonságaik révén teszik lehetővé a precíz koincidenciamérések elvégzését. Méréseinkben a hasadási termékek és protonok koincidenciafeltételét a hasadási detektorok és a fókuszsíkdetektorok időzítő jeleinek különbsége határozta meg, melynek bizonytalansága a detektorok és a mágneses spektrográf időfelbontásából származik. A mérőrendszer teljes időfelbontását elsősorban a mágneses spektrográf, leképezési tulajdonságainak és fókuszsíkdetektorának köszönhetően, határozza meg, mely kb. 4 ns-nak

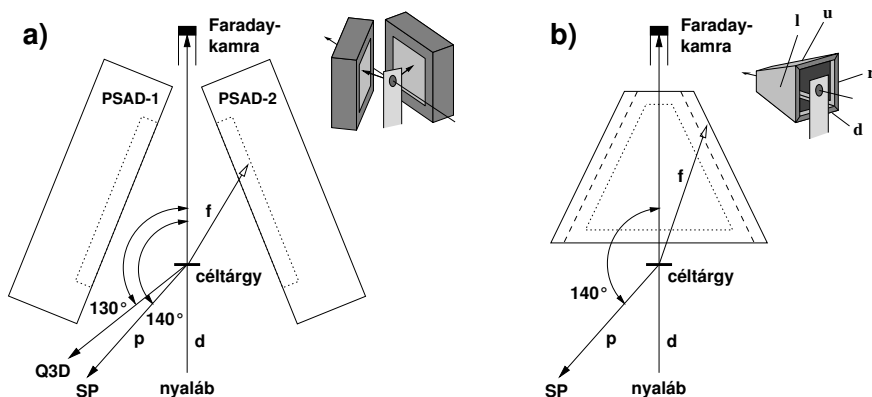


15. ábra: A PSAD-detektorok elülső és hátulsó detektorsíkja között átrepülő hasadási termékek repülési idejének spektrumai, ha azok a detektor érzékeny felületének **a)** közepén, illetve **b)** szélein csapódtak be. A repülési időt a nehéz (H) és a könnyű (L) hasadási termékek különböző sebességének köszönhetően két Gauss-függvénnyel illesztettem.

adódott. A hasadási detektorok időfelbontása, mely csekély mértékben, de hozzájárul a teljes időfelbontáshoz, többnyire 1 ns alatti. Ennek ellenőrzése céljából vizsgáltam a hasadási termékek detektorsíkok közötti ΔT_f repülési idejét, mely a késleltető vonalak végein megjelenő időzítő jelek összegeinek különbségével arányos:

$$\Delta T_f \propto (U + D) - (L + R). \quad (28)$$

A 15. ábrán látható a detektor középső (a), illetve szélső (b) tartományaiba érkező hasadási termékek repülési idejének spektruma. Figyelembe véve, hogy a katódsíkok között különböző ideig repülnek a különböző tömegű hasadási termékek, a repülési idők spektrumait két, egymáshoz képest eltolt, egyenlő területű Gauss-függvénnyel illesztettem. A függvények időbeli eltolódása növekszik, ha a detektor széleinél be-



16. ábra: a) A PSAD-detektorok, és b) az MWAD-detektortömb mérési elrendezése.

csapódó hasadási termékek hosszabb repülési útját vesszük figyelembe (15b. ábra). A repülési idő eloszlásának teljes szélessége 1.6 ns volt, mialatt a Gauss-eloszlások illesztéséből a könnyű és nehéz hasadási termékre kapott szélességek kb. 1.3 ns-nak adódtak, amely elsősorban a hasadási termékek tömegeloszlásának és a detektor időfelbontásának konvolúciójából származik. A sokszálas lavinadetektorok időfelbontásának feszültség- és nyomáskarakterisztikáit az irodalom részletesen tárgyalja [Br82, Cr88].

A detektorok mérési elrendezése

A hasadási detektorokat, a protonok detektálására használt mágneses spektrográf céltárgykamrájában helyeztük el. A PSAD-detektorok elülső szálsíkja mindegyik mérésben a céltárgytól 71 mm-re, a hátsó szálsíkja pedig 82 mm-re volt. Az elülső szálsík által lefedett geometriai térszög detektoronként a teljes térszögnek kb. 10% volt, figyelembe véve a céltárgykeret árnyékolását. Az MWAD-detektortömb szálsíkjai 45 mm-re helyezkedtek el a céltárgytól, így térszögük összesen kb.

30%-nak felelt meg. A detektorok elrendezésekor fontos szempont volt, hogy a Faraday-kamrától a detektorok érzékeny felülete megfelelő módon árnyékolva legyen. A hasadási detektorok mérési elrendezését a 16. ábrán tüntettem fel.

4.3 Mágneses spektrográfok

A magspektroszkópiai vizsgálatok kezdetén kifejlesztett mágneses spektrográfokat a félvezető detektorok, egyszerűségük és nagy hatásfokuk miatt, számos kutatási területen felváltották. Az elektronikus fókusz-síkdetektorok kifejlesztése a mágneses spektrográfok alkalmazásának egy új reneszánszát hozta. Jelenleg a nyugat-európai magfizikai gyorsító-laboratóriumok több, mint 70%-a rendelkezik mágneses spektrográffal. Csak ezek a berendezések alkalmasak nagy energiánál is igen jó felbontást ($\Delta E/E \approx 10^{-4}$) igénylő mérésekre [Be94, Bo94, Sö94, Kr99], illetve különböző, kis szögű (határesetben 0°) koincidenciamérésekre [Kr91, Po92, Kr94, Sö95].

A vizsgált reakcióból származó különböző energiájú, illetve tömegű töltött részecskék, a spektrográf mágneses terének fókuszáló hatására, a fókusz-sík különböző pontjaiba érkeznek. A fókusz-síkban célszerű olyan helyzetérzékeny detektort (fotoemulzió, félvezető detektorok, proporcionális kamrák) alkalmazni, melynek pozíciófelbontása jobb a spektrográf teljes felbontásánál.

A mágneses spektrográfok leképezési tulajdonságait azok relatív impulzusfelbontásával (energiafelbontásával) és fókusz-síkjuk által lefedett energiatartományukkal jellemzik, melyeket a D diszperzióval és az M_H horizontális nagyítással szoktak kifejezni. Ez utóbbi mennyiségeket az alábbi módon definiálják:

$$D \equiv \frac{\Delta E/E}{\Delta x} \quad M_H \equiv \frac{\Delta x_S}{S}, \quad (29)$$

ahol x a fókusz síkban mért pozíció, S a nyalábfolt vízszintes irányú kiterjedése és Δx_S a nyalábfolt fókusz síkbeli képének szélessége. Így a nyalábfolt véges méretének köszönhető relatív energiefelbontásra

$$\frac{\Delta E}{E} = D \cdot M_H \cdot S \quad (30)$$

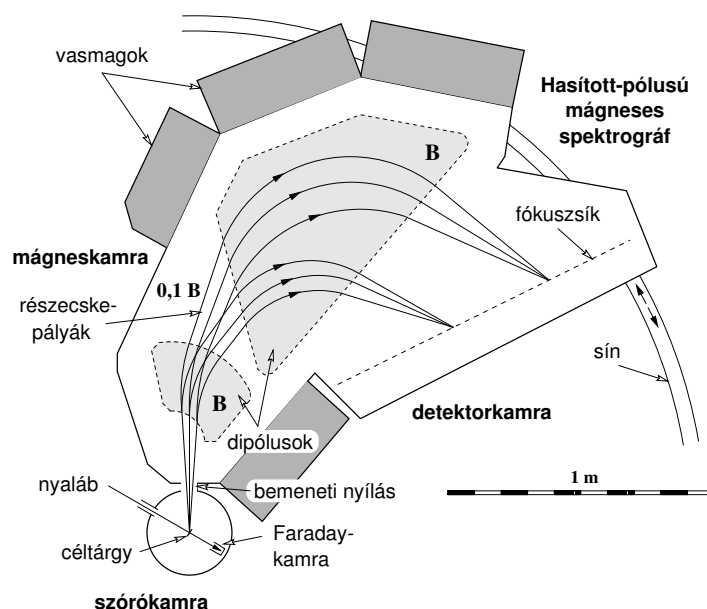
adódik.

Tekintetbe véve a spektrográfok bemeneti nyílásának véges térszögét (néhány msr), az aberrációnak köszönhető felbontásromlás azonos nagyságrendbe esik a nyalábfolt leképezéséből eredő felbontással. Ezért egyaránt lényeges lenne a minél keskenyebb nyalábfolt és a minél kisebb bemeneti térszög, ami viszont a mérési statisztikát jelentősen korlátozná. A felbontás és a mérési statisztika egyidejű javítása érdekében összetett, különleges kialakítású mágneses spektrográfokat terveztek, melyek képesek voltak korrigálni a nagyobb bemeneti térszög kedvezőtlen hatásait. Ilyen például a fókusz síkbeli pozíció belépőszögtől való függése (aberráció) és a magreakció okozta kinematikus kiszélesedés. A mérési statisztika javítását elsősorban a függőleges irányú fókuszálás hatékonyságának növelésével érték el.

Méréseinkben a (d,p)-reakcióból származó protonok azonosítására, valamint energiájuk pontos meghatározására Debrecenben egy hasított pólusú (Split-pole) spektrográfot, Münchenben pedig egy Q3D-típusú spektrográfot használtunk, melyek felépítését és legfontosabb jellemzőit a következő alpontokban ismertetem.

Hasított pólusú mágneses spektrográf

A debreceni Atommagkutató Intézet ciklotronlaboratóriumába hozott hasított pólusú (Split-pole) mágneses spektrográf (17. ábra) részletes leírása az [Sp67] közleményben található meg.



17. ábra: A hasított pólusú mágneses spektrográf vázlatos felülnézeti képe (MTA ATOMKI, Debrecen).

A hasított pólusú spektrográfok tervezésekor az elsődleges szempont a lehető legjobb energiatartomány fenntartása mellett, nagy hatásfok és széles energiatartomány fenntartása mellett. A mágneses pólusok alakját úgy tervezték meg, hogy a spektrográf függőleges irányban is jó fókuszálással rendelkezzen. Emellett a pólusok megfelelő kialakítása másodrendű fókuszálást is eredményezett, ami a bemeneti térszög okozta aberráció másodrendű tagját nagymértékben csökkentette. Az elsőrendű aberráció pedig a fókuszszíkdetektor eltolásával és forgatásával korrigálható.

A spektrográf mágneses terében a részecskék maximális pályasugara 90 cm. A maximális mágneses tér 1.5 T, így legfeljebb $E_{max} = KZ^2/A$ ($K = 85$) energiával rendelkező részecskék juthatnak el a fókuszszíkba. A fókuszszík által lefedett energiatartomány $E_{max}/E_{min} \approx 8$

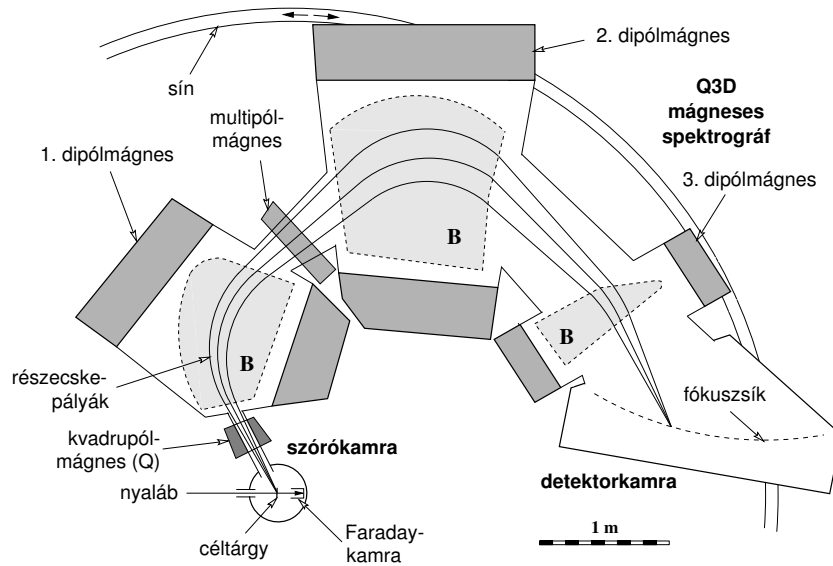
D	10^{-3} mm^{-1}
M_H	0.5
$\Delta E/E$	10^{-3}

6. táblázat: Hasított pólusú mágneses spektrográf energiadisziperziója, horizontális nagyítása, valamint relatív energiafelbontása $S=2$ mm-es nyaláboltot feltételezve.

($p_{max}/p_{min} \approx 2.8$) volt.

A 6. táblázatban feltüntetett energiadisziperzió és horizontális nagyítás felhasználásával, $E=10$ MeV-es protonok esetén, egy $S=2$ mm-es nyalábolt $\delta E=10$ keV-es felbontást eredményez. Ehhez statisztikusan hozzáadódik a deuteronnyaláb kb. 10 keV-es szélessége, valamint a fókusz síkba helyezett félvezetődetektor 0.45 mm-es felbontása, azaz $\delta E_{PSD}=E \cdot D \cdot 0.45 \text{ mm}=4.5 \text{ keV}$. Így, az elektronikai instabilitásoktól eltekintve, a spektrográf és a fókusz síkdetektor teljes felbontására kb. 15 keV adódik.

A spektrográf a nyalábirányhoz képest $0^\circ - 140^\circ$ szögtartományban egy sínen elforgatható. A méréseink alatt a spektrográf szöge 140° volt. A bemeneti nyílás térszöge $\Omega=2-10$ msr, ami $\varphi_{max}=1.5^\circ - 3^\circ$ félnyílásszögnek felel meg. A különböző ϕ szögben berepülő azonos energiájú részecskék a fókusz sík adott pontjába különböző $\vartheta=45^\circ \pm M_\varphi \phi$ szögben érkeznek, ahol a szögnagyítás $M_\varphi=3$. Tekintve a rendelkezésünkre álló félvezetődetektorokat, melyek a becsapódási szöget nem tudták meghatározni, a legkisebb bemeneti térszöget (2.43 msr) állítottuk be a kinematikus kiszélesedés és az aberráció felbontáshoz adódó járulékanak minimalizálása céljából.



18. ábra: A Q3D-mágneses spektrográf vázlatos felülnézeti képe (LMU-TU, München).

Q3D-mágneses spektrográf

A müncheni Ludwig Maximilians Egyetem gyorsítólaboratóriumában végzett méréseink során egy Q3D-típusú mágneses spektrográfot használtunk (ld. 18). A spektrográf egy kvadrupól- (Q) és három dipól-mágnesből (3D) állt. A Q3D-spektrográfok kifejlesztésének célja a még nagyobb energiatartomány és határfok elérése volt, így viszont a fókusz-sík sokkal szűkebb energiatartományt ($E_{max}/E_{min} \approx 1.2$) fogott át a hasított pólusú spektrográfokhoz képest. A bemeneti nyílás után elhelyezett kvadrupól-mágnes függőleges irányú fókuszálást biztosított a multipól-mágnes helyén, amely viszont a részecskeenergia szögfüggését korrigálta. Ennek szükségességét a határfok növelése érdekében alkalmazott nagy bemeneti nyílásszög ($\varphi = \pm 3^\circ$) követelte meg.

A 7. táblázatban feltüntetett energiadiszperzió és horizontális nagyí-

D	10^{-4} mm^{-1}
M_H	2
$\Delta E/E$	$2 \cdot 10^{-4}$

7. táblázat: A Q3D-mágneses spektrográf energiadiszperziója, horizontális nagyítása, valamint az általuk meghatározott relatív energiafelbontás, $S=1$ mm-es nyalábfoltot feltételezve.

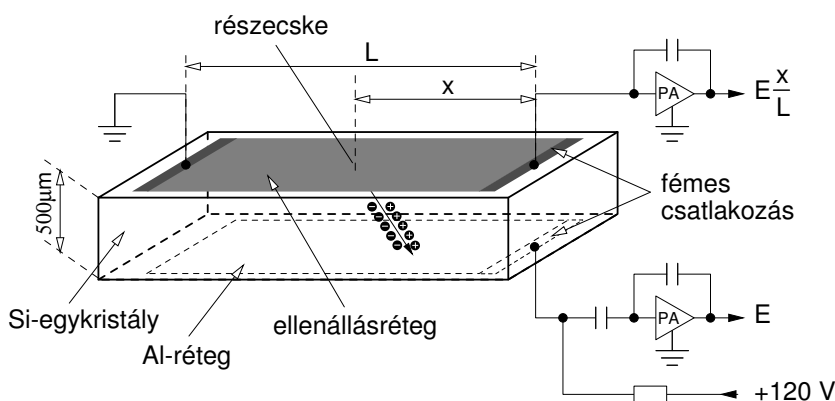
tás felhasználásával, $E=13$ MeV-es protonok esetén, egy $S=1$ mm-es nyalábfolt $\delta E=2.6$ keV-es felbontást eredményez. A tandem-gyorsító nyalábfókuszáló rendszere biztosítani tudott 1 mm-nél keskenyebb nyalábfoltot, valamint 1 keV-nél kisebb energiaszórású deuteronnyalábot $E_d=12.5$ MeV energián. Ezek alapján a spektrográf teljes energiafelbontásához csak a fókuszálás aberrációja (kb. 2 – 3 keV) és az alkalmazott fókuszsíkdetektor pozíciófelbontása adott járulékot. A fókuszsíkdetektor egy 1.6 m hosszú, összetett proporcionális kamra volt, amely két ellenállásszálas (SWPC) és egy sokszálas proporcionális detektorból (MWPC), valamint egy plasztik-szcintillátorból épült fel. A fókuszsíkdetektor pozíciófelbontása kb. 0.6 mm volt, az ennek megfelelő energiafelbontás $E=13$ MeV-es protonokra közel egyenlőnek volt tekinthető a spektrográf felbontásával, amelyek statisztikus öszeadása $\delta E \approx 5$ keV-et eredményezett. Tekintetbe kellett még venni, hogy a spektrográf fókuszsíkjá erősen elhajlik a detektor síkjától, valamint, hogy a nagy bemeneti térszög a fókuszsíkbá érkező részecskék beesési irányát szétszórja, így csak a megfelelő korrekciók elvégzésével lehetett elérni a becsült energiafelbontást.

4.4 Fókuszsíkdetektorok

A mágneses spektrográfok fókuszsíkjába érkező töltött részecskék megfelelő energiafelbontású és nagy hatásfokú azonosítására különböző helyzetérzékeny detektorokat alkalmaznak. A fókuszsíkdetektorokkal szemben támasztott legfőbb követelmény, hogy pozíciófelbontásuk jobb legyen a spektrográf által meghatározott felbontásnál, valamint képesek legyenek a részecskék típusának meghatározására. A Q3D-, illetve a hasított pólusú spektrográfon végzett kísérleteinkben fókuszsíkdetektorként alkalmazott ellenállásszálalás proporcionális kamra és félvezető detektorok ezeket a követelményeket kielégítették. Ezeknek a detektoroknak a leírását, működési elvét és paramétereit a következőkben ismertetem.

Helyzetérzékeny félvezető-detektorok

A debreceni Atommagkutató Intézetben a hasított pólusú mágneses spektrográfhoz két $45 \times 8 \text{ mm}^2$ érzékeny felületű helyzetérzékeny Si-detektort (PSD – Position Sensitive Detector) használtunk [Læ79]. A PSD-detektorok nagy tisztaságú, n-típusú Si-egy kristályból készülnek, melyek egyik oldalán a p-n átmeneti réteget bórionok implantációjával hozzák létre. A p-n átmeneti réteg ellenállása révén a kigyűlő töltéshordozókat azok helyzete által megszabott arányban megosztja. Ez teszi lehetővé a detektálandó részecske helyzetének meghatározását az ellenállásréteg végein megjelenő jel amplitúdójának mérésével. A Si-kristály szemközti oldalára vékony Al-réteget párologtatnak, amelyre kigyűlő töltéshordozók a becsapódó részecske kristályban leadott energiavesztésével arányos jelet adnak. A Si-kristály vastagságát úgy választják meg, hogy a detektálandó részecske teljes energiáját leadja a detektorban. Esetünkben a kristály vastagsága $500 \mu\text{m}$ volt, amelyben a 45° -ban érkező kb. 10 MeV-es protonok teljesen lefékeződnek. Az



19. ábra: Helyzetérzékeny félvezető-detektor vázlatos szerkezete és kapcsolási rajza. (PA – töltésérzékeny előerősítő)

ellenállásréteg és az Al-réteg között záróirányú feszültséget, 100–200 V-ot, alkalmazva a kiürített tartományban keletkező elektron-lyuk-párok kigyúlnak az elektródákra. Az Al-rétegen a részecske energiájával (E), az ellenállásréteg végein pedig a becsapódási pozíció és energia szorzatával ($P \times E$) arányos amplitúdójú jel jelenik meg. A PSD-detektor három csatlakozóval rendelkezik, az ellenállásréteg két végének és az Al-rétegen a kivezetéseivel. A 19. ábrán látható a PSD-detektor vázlatos szerkezete és kapcsolási rajza.

A detektorba becsapódó részecske ionizációja révén keltett lyukak az elektromos tér hatására kigyúlnak az ellenállásrétegre, amelynek R_D ellenállása és az anódhoz viszonyított C_D kapacitása által alkotott RC-vonalon keresztül jut a kivezetésekre. A jelek haladása az RC-vonalon a $\tau_D = R_D C_D$ időállandóval jellemezhető. Ha a jelalakformáló erősítők és a detektor időállandójának τ_A / τ_D aránya kicsi, akkor a ballisztikus deficit következtében a pozíció-linearitás erősen leromlik, ellenkező esetben pedig a növekvő zaj a detektor pozíciófelbontását rontja el. Ez utóbbi mennyiség elsősorban a töltéshordozók statisztikus

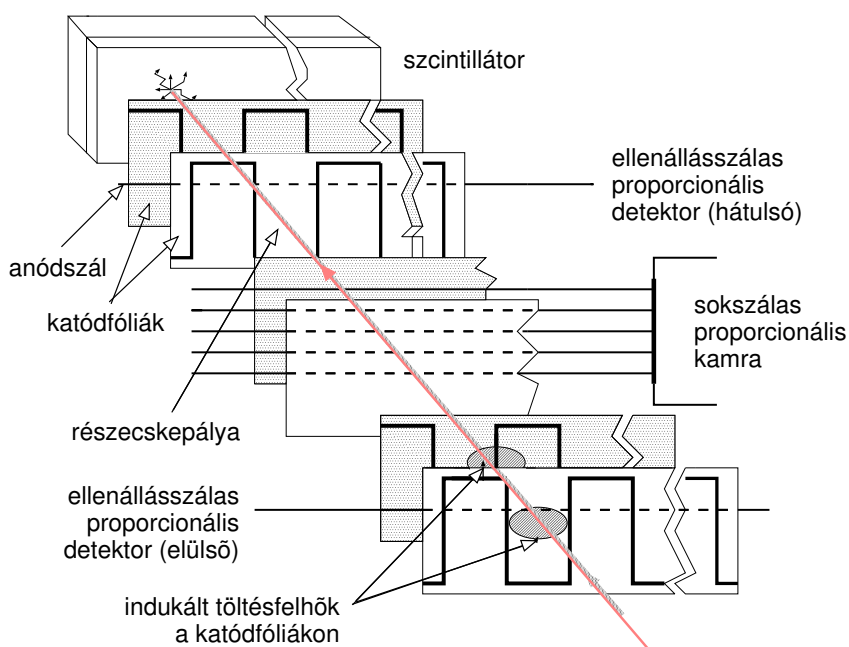
kigyűjtésének és a termikus zajoknak a következménye.

Az optimális beállítás $\tau_A \approx \tau_D/2$, amely mellett a detektor pozíció-meghatározásának integrális linearitása $\approx 0.5\%$, valamint a relatív pozíciófelbontása $\delta x/x \lesssim 1\%$, azaz $\delta x \lesssim 0.45$ mm. A PSD-detektor ellenállása $R_D=40.5$ k Ω , kapacitása $C_D \approx 100$ pF, amelyekből az időállandóra $\tau_D \approx 4$ μ s adódik. Mindemellett lényeges, hogy az E-csatorna és a P \times E-csatorna lineáris erősítőinek időállandóját azonosra állítsuk be, mivel így a pozíció-linearitás javul a P \times E/E osztás során kieső koherens eltéréseknek köszönhetően.

A PSD-detektorok pozíció-meghatározásának linearitását és felbontását egy ^{241}Am -forrás és egy 0.3 mm széles rés segítségével tesztmérésekben ellenőriztem. A detektorok üzemi feszültsége 120 V, a lineáris erősítők (Ortec 472) időállandója pedig $\tau_A=2$ μ s volt. Az E-jel felbontása az ^{231}Am 5.5 MeV-es α -bomlására $\delta E/E=1\%$, a P \times E/E-jel felbontására pedig $\delta x=0.5$ mm adódott. A pozíciómérés integrális nonlinearitását $\lesssim 0.5\%$ -nak találtam. A PSD-detektorok és a hasított pólusú spektrográf együttes energiefelbontása, 9 – 10 MeV-es protonokat detektálva, 15 keV volt. Az elektronikus zajok és instabilitások a többnapos mérés alatt végül kb. 18 keV-es teljes felbontást eredményeztek.

Ellenállásszálás proporcionális kamra

A müncheni egyetem tandem-laboratóriumában a Q3D-mágneses spektrográf fókuszsíkdetektoraként egy összetett ellenállásszálás proporcionális kamrát (SWPC – Single Wire Proportional Chamber) használtunk. Ennek érzékeny tartománya 1.6 m volt, ami a spektrográf fókuszsíkjának kb. 70%-át fedte le [He87, Za91, Me99]. Az SWPC-detektor szerkezetét és működési alapelvét a 20. ábra szemlélteti. A detektor valójában két ellenállásszálás SWPC-detektorból, egy közöt-



20. ábra: A Q3D-spektrográf fókuszsíkdetektorának szerkezeti képe. A detektor két ellenállásszál proporcionális számlálóból (SWPC), egy sokszálas proporcionális számlálóból (MWPC) és egy plastik-szcintillátorból áll. (A. Metz engedélyével [Me99])

tük elhelyezett sokszálas detektorból (MWPC – Multi-Wire Prop. Counter) és egy plastik-szcintillátorból áll. A töltőgáz általában izobután, és az alkalmazott gáznyomás kb. 300–400 torr. Az anódszálakra 1600–1900 V pozitív nagyfeszültséget kapcsolnak.

A két SWPC-detektor katódfoliáin periódikus mintázatot alakítottak ki. Az elülső detektor mintázatának periódusa 36 mm, a hátsó detektoré pedig 40 mm volt. A detektálandó részecske ionizációja révén töltésfelhőt keltett, amelynek a katódon történő megosztása révén meg tudtuk határozni a becsapódás pontos helyzetét a perióduson belül. Az ellenállásszál (anódszál) végeinek kiolvasása, melynek po-

zíción felbontása viszont gyengébb volt, a periódus helyzetét határozta meg. A két SWPC-detektor által kapott pozícióértékek egyértelműen megadták a részecske becsapódási szögét, lehetővé téve a fókusz sík elhajlásának rekonstrukcióját. A függőleges, sokszálas MWDC-detektor szerepe az SWPC-detektorok anódszálai által kijelölt sík függőleges pozíciójának a reakciósíkkal való összehangolása volt. A detektorba érkező töltött részecskék végül a plasztik-szcintillátorban fékeződtek le, amely két végére fotoelektron-sokszorozók kapcsolódtak (FES), gyors időzítő jelet adva a TDC-egységek számára. Az elektronsokszorozók mérték az elnyelődött részecskék energiáját is. Ezek és az SWPC-detektorokban leadott energiaveszteségek korrelációja lehetővé tette a különböző típusú részecskék egyértelmű megkülönböztetését.

A detektor 16 kimenő jelet adott, melyek mindegyikét lineáris erősítőbe, azt követően pedig CAMAC ADC-egységekbe vezettük. A fotoelektron-sokszorozók jelei ezzel párhuzamosan TFA-erősítőkhöz és CAMAC TDC-egységekhez is csatlakoztak.

A fókusz sík detektor teljes pozíción felbontása kb. 0.6 mm volt, melynek kb. 4 keV energia-felbontás felelt meg 13 MeV-es protonok esetén.

Energiakalibráció

A (d,p)-reakcióban előállított közbenső mag gerjesztési energiáját a fókusz sík detektorokkal mért protonenergiából határoztuk meg az alábbi energiamérleg alapján:

$$E_d + Q = E_p + E_{CN}^* + E_{CN,kin}(E_{CN}^*), \quad (31)$$

ahol E_{CN}^* jelöli a közbenső mag gerjesztési energiáját, $E_{CN,kin}$ pedig a reakciókinematika által meghatározott meglökési energiáját. Ez utóbbi mennyiség gerjesztési energiától való függése a mérési tartományban gyakorlatilag lineárisnak volt tekinthető, és változása sem volt nagyobb

reakció	Q-érték (MeV)
$^{233}\text{U}(\text{d,p})$	4.62
$^{235}\text{U}(\text{d,p})$	4.32
$^{239}\text{Pu}(\text{d,p})$	4.31
$^{208}\text{Pb}(\text{d,p})$	1.71

8. táblázat: A mérésekben alkalmazott reakciók alapállapotú Q-értékei.

6%-nál. Így a közbenső mag gerjesztési energiáját a protonenergia lineáris függvényeként fejeztük ki.

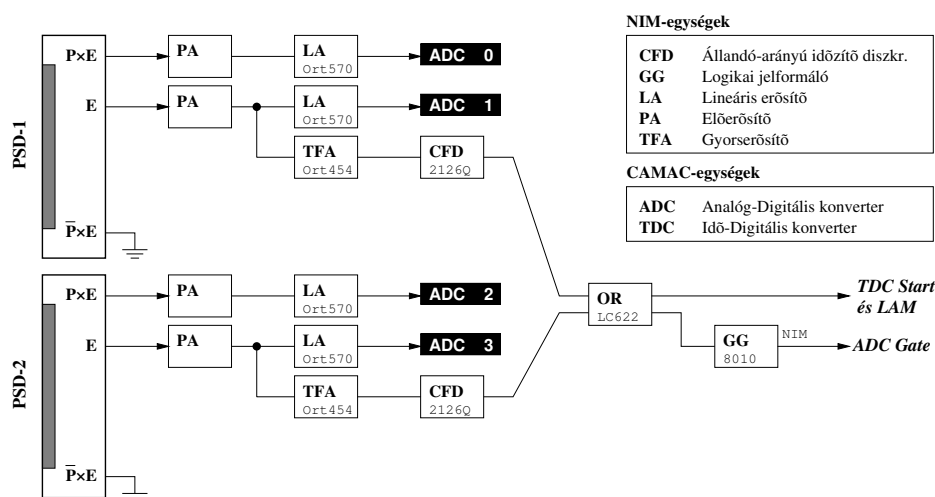
Az $^{234,236}\text{U}$ és ^{240}Pu atommagok gerjesztési-energiatartományainak megfelelő E_p protonenergia kb. 8 MeV (ATOMKI), illetve 11–13 MeV (LMU) volt, számításba véve a 3. táblázatban feltüntetett nyalábenergiákat, valamint a 8. táblázat alapállapotú Q-értékeit. Az energiakalibráció meghatározására az $^{208}\text{Pb}(\text{d,p})$ -reakcióból származó, a vizsgált energiatartományba eső, diszkrét csúcsokat használtuk fel. A különböző kísérletek energiakalibrációs méréseiben megfigyelt ^{209}Pb gerjesztett állapotokat a 9. táblázatban tüntettem fel. A debreceni mérésekben alkalmazott PSD-fókuszszíkdetektorok által lefedett energiatartományban csak a spektrográf mágneses terének változtatásával lehetett megfigyelni az ^{209}Pb -csúcsokat. Így a kalibrációs függvény meghatározását a fókuszszík-pozíció mágneses térerősségtől való függésének ismeretében lehetett elvégezni, felhasználva az erre vonatkozó adatokat [Bl72]. Az ^{209}Pb -csúcsok helyzetéből a protonenergiának, valamint a közbenső mag gerjesztési energiájának csatornaszám-függése, félérték-szélességeiből pedig (a müncheni mérések esetében a fókuszszík-rekonstrukció elvégzése után) a protonspektrumok teljes energiafelbontása adódott. Az energiakalibráció szisztematikus hibája, a Q-értékek meghatározásának statisztikus hibája miatt kb. 15 keV volt.

$E^*(^{209}\text{Pb})$ (keV)	^{234}U (SWPC)	^{236}U (PSD)	^{236}U (SWPC)	^{240}Pu (SWPC)
1567	+			+
2033	+	*		+
2492	+	*	+	+
2537	+	*	+	+

9. táblázat: Az elvégzett kísérletek energiakalibrációs méréseiben megfigyelt ^{209}Pb állapotok. + jelöli azokat a kalibrációs csúcsokat, amelyeket a méréssel azonos mágneses térerősség mellett, * pedig amelyeket a mágneses tér különböző beállításai mellett figyeltünk meg.

4.5 Elektronikus mérőrendszer

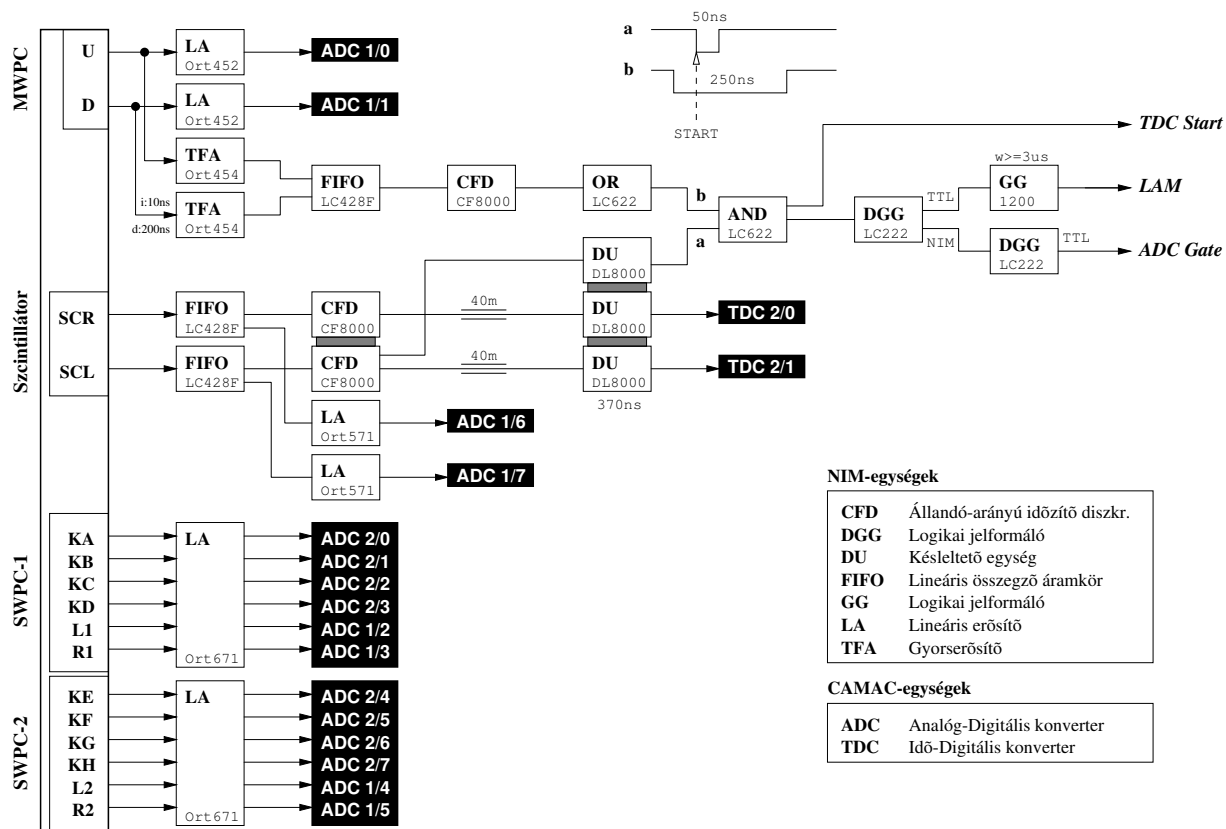
A kísérletek elektronikus mérő- és adatgyűjtő-rendszerét a protonok és hasadási termékek koincidencia-feltételének sokparaméteres vizsgálataira építettük. A detektorokból érkező időzítő és analóg jelek diszkriminátorokon és erősítőkön keresztül egy CAMAC-rendszerbe futottak, lehetővé téve sokparaméteres események számítógépen való rögzítését. A CAMAC-rendszer TDC-egységekből (LeCroy 2228A) és ADC-egységekből (LeCroy 2259B) állt, melyeket egy CAEN C111 típusú interface vezérelt. Az időzítő jelek konverzióját a TDC-egységekben egy START-jel indította, melyet Debrecenben a PSD-detektorok E-jele (mivel az a becsapódási pozíciótól független), Münchenben pedig az SWPC-detektor egyik szcintillátor-jele szolgáltatta. A TDC-egységek a csatornáikba érkező időzítő jeleket a START-jeltől mért 500 ns-os intervallumban fogadták, és az időkülönbségek digitalizálását 2k-felbontással végezték. Az analóg jelek konverzióját (szintén 2k csatornában) az ADC-egységekben egy több μs széles GATE-jel indította, melynek átfedésben kellett lenni az analóg jel kb. $\tau_r \approx 2 \mu\text{s}$



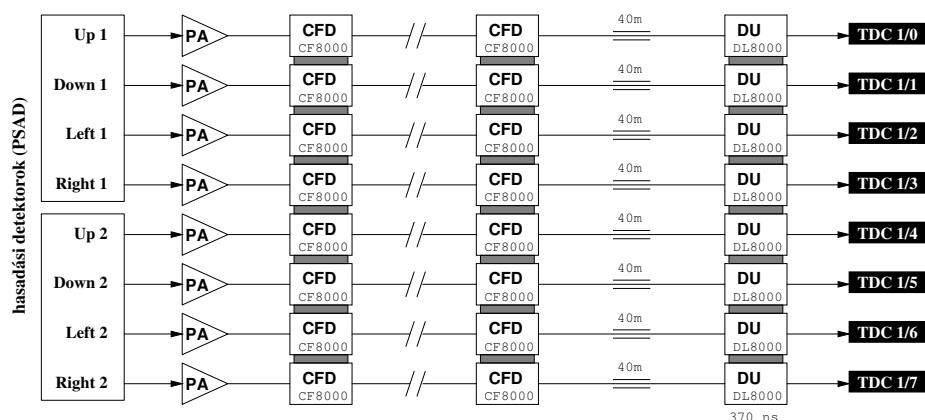
21. ábra: A helyzetérzékeny félvezető-detektorokhoz (PSD) kapcsolódó mérőelektronika vázlatja.

széles felfutásával. A konvertált adatok a CAMAC-rendszer kiolvasását vezérlő LAM-jel (Look-At-Me) generálásakor kerültek a számítógépbe, amelyeket az adatgyűjtő program eseményfájlokban rögzített. A LAM-jelet a mérőprogram által kijelölt egyik CAMAC-egység szolgáltatotta, annak konverziós időtartamának ($\approx 80 \mu\text{s}$) végén. A debreceni mérőrendszerben az adatkigyűjtést az LMDP mérőprogram (List Mode Data Processing), a müncheni mérőrendszerben pedig a tandemlaboratórium által kifejlesztett, MLLE (Madmoiselle) nevű mérőprogram végezte.

A fókuszsíkdetektorokhoz kapcsolódó elektronika elrendezése a 21. és a 22. ábrákon látható. A két PSD-detektor 4 analóg jelet, az SWPC-detektor pedig 16 analóg és 2 időzítő jelet szolgáltatott. Az elülső és hátulsó ellenállásszálás-detektor anódszálainak kétoldali kivezetéseit L1, R1, illetve L2, R2, katód fóliáinak kivezetéseit pedig a periodikus mintázatnak megfelelően KA, KB, KC, KD, illetve KE, KF, KG, KH



22. ábra: A müncheni SWPC-detektorhoz kapcsolódó mérőelektronika vázlata.



23. ábra: A PSAD-hasadási detektorokhoz kapcsolódó mérőelektronika vázlatja.

jelölte. A TDC egységek START-jelét szolgáltató szcintillátor (illetve FES) kétoldali kivezetéseit SCL, SCR, valamint az MWPC-detektor anódszállaihoz kapcsolódó ellenállásosztó-vonal alsó és felső kivezetéseit U és D jelölte.

A PSAD-hasadási detektorok kapcsolása a fókuszsíkdetektorok mérőelektronikájához mindegyik kísérletben azonos volt (ld. 23. ábra). Az MWAD-detektortömb esetében viszont a detektorok egy-egy időzítő jelet adtak, szemben a PSAD-detektorok négy-négy jelével, melyek így négy TDC-csatornához kapcsolódtak. A fókuszsíkdetektorok által indított TDC-egységek mérték a hasadási detektorok megszólalásáig eltelt időtartamokat. A hasadási események késleltetéseit úgy állítottuk be, hogy a protonok és hasadási termékek valós koincidenciaeseményei a TDC-egység 500 ns-os időablakaiban legyenek megfigyelhetők.

A TDC-egységek által mért időkülönbségek kalibrációját az egyes csatornák erősítésének meghatározásával végeztük el, melyek 0.5%-os szórásnak megfelelő eltéréseket mutattak a gyári értéktől (250 ps/csatorna).

4.6 Adatfeldolgozás

Az adatgyűjtőrendszer sokparaméteres eseményeket rögzített. Ezeknek az analóg- és időzítő jeleknek a feldolgozását a PAW++ (Physics Analysis Workstation) programmal végeztem, amelyet a CERN-ben összetett, sokparaméteres mérések kiértékelésére fejlesztettek ki.

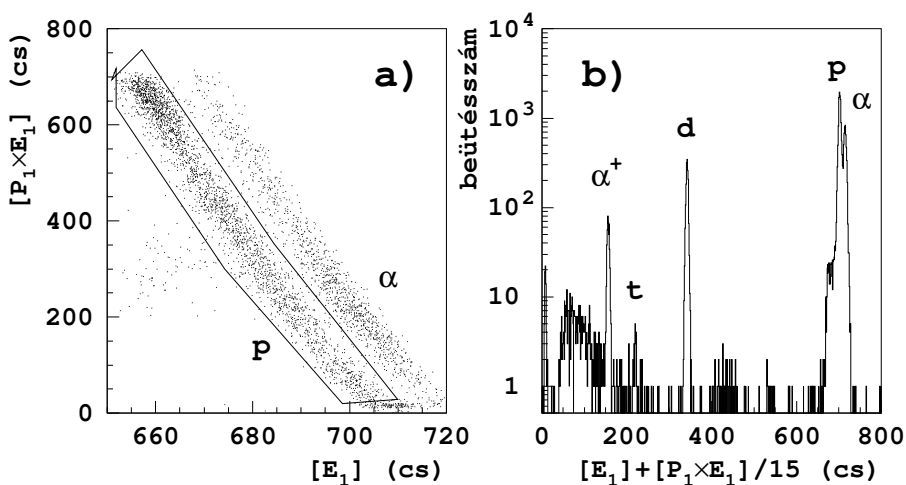
Az adatfeldolgozás során a hasadási termékekkel valós koincidenciában megfigyelt protonok spektrumának, azaz a prompt hasadási hozamnak az előállítását, valamint a hasadási termékek szögeloszlásának meghatározását végeztem el. Ehhez első lépésként felírtam a közbenső mag gerjesztési energiájának fókuszszík-pozíciótól való függését:

$$\begin{aligned}
 (PSD) \quad E^* &= a_i \cdot X_{PSDi} + b_i, \quad i = 1, 2 \\
 (SWPC) \quad E^* &= \alpha \cdot X_{SWPC}^2 + \beta \cdot X_{SWPC} + \gamma + \delta f_{ocal}(X_{SWPC}),
 \end{aligned}
 \tag{32}$$

ahol a PSD-detektorokkal meghatározott gerjesztési energia lineáris közelítéséhez felhasználtuk, hogy a PSD-detektorok a fókuszszíknak elegendően kis tartományát fedik le, valamint, hogy a gerjesztési energia reakciókinematikából eredően lineáris függvénye a detektált proton-energiának. Az SWPC-detektorral meghatározott gerjesztési energiát viszont egy másodrendű függvénnyel közelítettük, amelyhez a Q3D-spektrográf fókuszszíkjának jelentős elhajlása miatt egy δf_{ocal} fókuszszík-korrektív tag adott járulékot. Az első és másodrendű kifejezések együtthatóit az ^{209}Pb -kalibrációs vonalak azonosításával határoztuk meg.

Az egyes eseményekhez tartozó gerjesztési energiák az eseményváltozókkal kifejezett fókuszszík-pozíció (32)-es egyenletekbe történő behelyettesítéséből adódtak:

$$X_{PSDi} = \frac{[\mathbf{P}_i \times \mathbf{E}_i]}{[\mathbf{E}_i]}, \quad i = 1, 2$$



24. ábra: a) A PSD-1 detektor $[P_1 \times E_1]$ és $[E_1]$ eseményváltozóinak korrelációja, ahol a kijelölt tartomány a proton-eseményeket tartalmazza; b) a PSD-1 detektor E-jelének a pozíciófüggés korrekciója utáni spektruma, amelyben jól elkülönülnek a különböző fajlagos töltésű részecskék.

$$X_{SWPC} = \frac{[L1] - [R1]}{[L1] + [R1]}, \quad (33)$$

ahol a szögletes zárójelbe írt kifejezések az eseményváltozókat jelölik. A vizsgálandó prompt hasadási hozamokat a (32) és (33) kifejezések alapján generált gerjesztési-energiaszpektrumokból az események megfelelő szelekciójával állítottam elő. Ezeket a szelekciós feltételeket három csoportba lehet sorolni:

- *A protonok azonosítása.*

A PSD-detektorok esetén a részecske-azonosítást az tette lehetővé, hogy a fókuszszík adott pontjába a spektrográf mágneses tere Z^2/A -val arányos energiájú töltött részecskéket fókuszál, melyek jól elkülönülnek az $[E]$ és $[P \times E]$ eseményváltozók korrelációjában. A protonok azonosítására példaként az ^{236}U -kísérlet $[E_1]$

és $[P_1 \times E_1]$ eseményváltozóinak korrelációját tüntettem fel a 24a. ábrán. A különböző típusú könnyű részecskék jól azonosíthatók a 24b. ábrán, amely a detektált energiajel becsapódási pozíciótól való függésének eliminálása utáni spektrumát mutatja.

Az SWPC-detektor a protonokat valamelyik ellenállásszálalás detektorrészben leadott energiaveszteség ($[KA]+[KB]$ vagy $[KC]+[KD]$) és a szcintillátorban leadott teljes energia ($[SCR]+[SCL]$) korrelációja alapján azonosította. A protonesemények kb. 10%-át tették ki az összes regisztrált eseménynek.

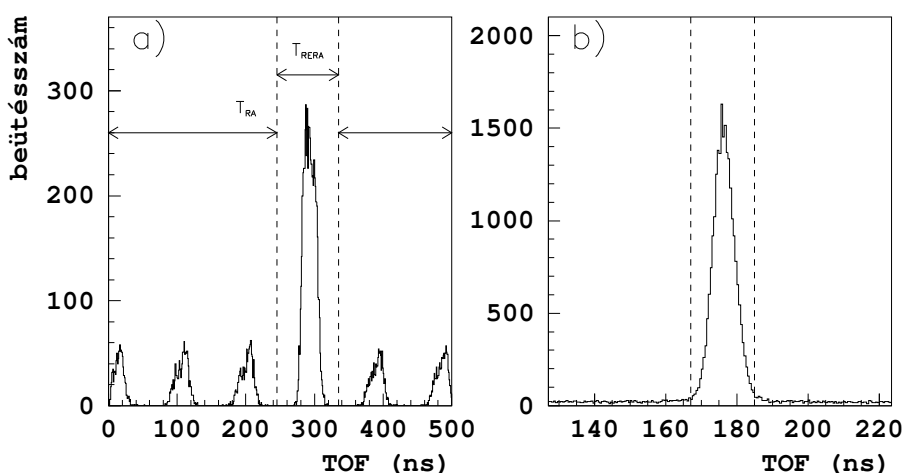
- *Geometriai feltételek.*

A fókuszsíkdetektorok közül csak az SWPC-detektor tudta meghatározni a részecskék becsapódási szögét, amely alapján a spektrográf belsejében szóródott, illetve a neutronok által keltett töltött részecskék könnyen elkülöníthetők voltak a céltárgyból származó protonoktól. Ennek a szögfeltételnek az események kb. 90%-a felelt meg.

A hasadási termékek szögeloszlásának származtatásakor a PSAD-detektorok időzítő jeleivel kifejezett becsapódási pozícióra tettem feltételt. A hasadási detektorok hatásfokának 100%-tól való eltérése és a detektorsíkok különböző térszöge következtében az összes hasadási eseménynek kb. 40–60%-ából lehetett kétdimenziós becsapódási pozíciót meghatározni.

- *Koincidencia-feltételek.*

A protonok és hasadási termékek repülési idejének spektrumában a valódi koincidenziájú események egy éles csúcsként jelentek meg, amelynek szélességét a mérőrendszer teljes időfelbontása határozta meg. A 25. ábrán a debreceni és a müncheni mérőrendszer fókuszsíkdetektorai által indított, és hasadási detektorai



25. ábra: A protonok és hasadási termékek detektálása között eltelt (relatív) idő spektrumai **a)** a debreceni, és **b)** a müncheni mérőrendszerre vonatkozóan. A markerek a valós koincidiációjú eseményeket jelölik ki (**RERA** – Real+Random). Az egyenletes háttér pedig a véletlen koincidiációjú eseményeknek tulajdonítható (**RA** – Random).

által leállított TDC-csatornák spektrumai láthatók. A véletlen koincidiációjú események az időspektrumokban egyenletes háttérrel okoztak, melynek periódikus szerkezetét a debreceni mérések esetén a ciklotron 94 ns periódusidejű pulzált deuteronnyalábja okozta (25a. ábra). A valós koincidiációjú események kiválasztása, amelyet az ábrákon a T_{RERA} tartomány jelöl, a háttér folytonossága révén véletlen koincidiációjú eseményeket is magában foglalt. Ennek a háttérnek a kiküszöbölését a véletlen koincidiációkra kapuzott spektrum levonásával végeztem el:

$$P(E^*) = P|_{RERA}(E^*) - P|_{RA}(E^*) \frac{T_{RERA}}{T_{RA}}, \quad (34)$$

ahol $P|_{gate}(E^*)$ a 25. ábrán kijelölt időtartományokra kapuzott spektrumokat jelöli.

A hasadási termékek szögeloszlásának meghatározása a PSAD-detektorok kétdimenziós helyzetérzékenységén alapult. A szögeloszlást a közbenső mag visszalökődési tengelyéhez, mint szimmetriatengelyhez, képest határoztam meg, melynek θ_R szögét a reakciókinematika (nyalábenergia, Q-érték, spektrográf szöge) szabja meg. A visszalökődési tengely iránya azonban a gerjesztési energia függvényében csak keveset változott (kb. 0.5° -ot 1 MeV-es tartományban), amely elhanyagolható volt a többi geometriai bizonytalanság mellett.

A hasadási termékek szögeloszlását a gerjesztési energia függvényében a T_{REERA} és T_{RA} időtartományokra kapuzva állítottam elő:

$$P|_{REERA}(\vartheta, E^*), \quad P|_{RA}(\vartheta, E^*).$$

A (34) kifejezés alapján szintén elvégeztem a véletlen koincidenziák levonását. A protonokkal véletlen koincidenziában mért hasadási termékek szögeloszlását izotrópnak tételeztem fel, és ezt a szögeloszlást használtam fel a valódi koincidenziában mért szögeloszlások normálására.

$$P(\vartheta, E^*) = \frac{P|_{REERA}(\vartheta, E^*) - P|_{RA}(\vartheta, E^*) \cdot T_{REERA}/T_{RA}}{\sum_{E^*} P|_{RA}(\vartheta, E^*)}. \quad (35)$$

A második lépésként a normált szögeloszlásokat másod- és negyedrendű Legendre-polinomokkal (\mathcal{P}_λ) illesztettem:

$$A_0 + A_2\mathcal{P}_2(\vartheta) + A_4\mathcal{P}_4(\vartheta) \rightarrow P(\vartheta, E^*), \quad (36)$$

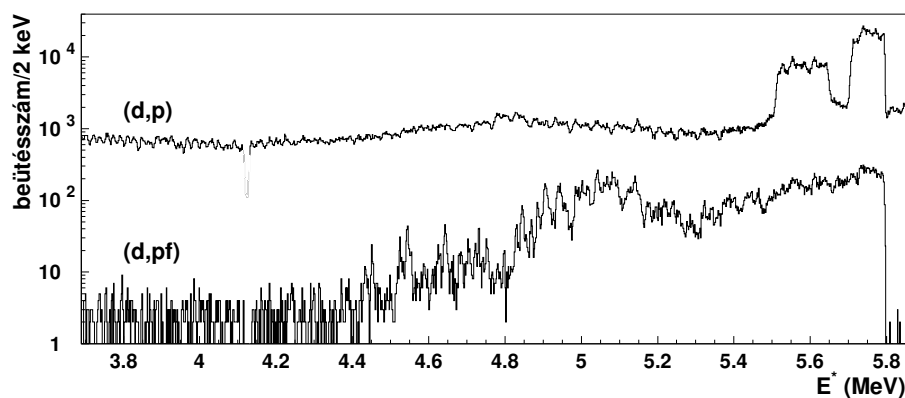
Az illesztésekből kapott $A_\lambda(E^*)$ együtthatókat a gerjesztési energia függvényében állítottam elő, melyek információt szolgáltattak a koincenciaspektrumban megfigyelt rezonanciák impulzusmomentumára.

5 Kísérleti eredmények és értelmezésük

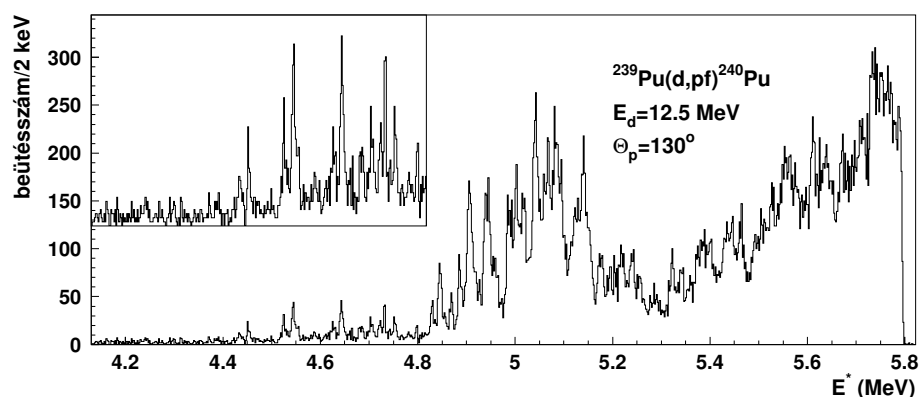
5.1 A ^{240}Pu szuperdeformált állapotai

A ^{240}Pu hasadási rezonanciáinak vizsgálatát a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem 15.2 MVolt-os tandem-gyorsítójának laboratóriumában végeztük el. A $^{239}\text{Pu}(d,pf)^{240}\text{Pu}$ reakcióból származó protonokat a Q3D-spektrográf SWPC-fókuszsíkdetektora kb. 7 keV-es energiafelbontással tudta azonosítani, a hasadási termékek protonokhoz viszonyított repülési idejét és azok szögeloszlását pedig két $108 \times 108 \text{ cm}^2$ -es PSAD-detektor mérte. A tandem-gyorsító deuteronnyalábja $E_d=12.5$ MeV energiájú és $I_d=200\text{--}300$ nA intenzitású volt. A Q3D-spektrográf a nyalábirányhoz képest 130° -os szögbe volt állítva, bemeneti térszöge pedig 10 msr volt. A ^{239}Pu -célanyag $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú és 99.9%-os dúsítású volt, melyet a Münchener Egyetem radioaktív célanyaglaboratóriuma készített a kísérlet számára.

A (d,p)-reakcióban keletkező ^{240}Pu közbelső magnak az összes, il-



26. ábra: A ^{240}Pu gerjesztési spektrumai (d,p)-reakcióban, illetve a hasadási termékekkel koincidenzában mérve. A (d,p)-gerjesztési spektrumban látható széles csúcsok a C-hátlapon végbemenő reakció következményei.



27. ábra: A ^{240}Pu prompt hasadási hozama a gerjesztési energia függvényében.

letve a hasadási termékekkel valós koincidenzában lévő protonok által meghatározott gerjesztési spektrumai a 26. ábrán láthatók. A (d,pf)-koincidenzáspektrumot, azaz a prompt hasadási hozamot a 27. ábra lineáris skálán mutatja, ahol az irodalomban már többször megfigyelt $E^*=4.5$ és 5.1 MeV-es vibrációs rezonanciacsoportok láthatók [Sp70, Gl76, Go78, Goe78]. Az $E^*=4.5$ MeV körüli rezonanciacsoport finomszerkezetét most figyeltük meg első ízben a jó mérési statisztikának és energiafelbontásnak köszönhetően.

A rezonanciacsoportok megjelenését, más aktinida atommagok hasadási valószínűségének vizsgálatához hasonlóan, a második völgyben fekvő β -vibrációs állapotok jelenlétével magyarázzák. Ezek a vibrációs állapotok kb. 1 MeV-tal a hasadási gát alatt már jelentős hasadási szélességgel rendelkeznek, és ebből a csillapítási effektus következtében a környezetükben fekvő belső gerjesztett állapotok is részesedni fognak. A ^{240}Pu atommag hasadási potenciálgátjának paramétereit a 10. táblázatban tüntettem fel.

$E^* \approx 5$ MeV gerjesztési energiának megfelelő átlagos nívótávolság

^{240}Pu	A	II	B
β	0.48	0.6	0.79
V (MeV)	6.0	2.16	5.47

10. táblázat: A ^{240}Pu atommag hasadási potenciáljának paraméterei [Ho80].

a második völgyben kb. 10–20 keV [Gl76], amely által meghatározott csillapítási-szélesség néhány száz keV-re tehető, jó egyezésben a rezonanciacsoportok megfigyelt szélességével. Elvárásaink szerint a β -vibrációs állapotok a csillapítási-szélesség által meghatározott környezetében minden azonos K^π impulzusmomentumú gerjesztett állapot összemérhető intenzitással megjelenik. A megfigyelt rezonanciacsoportok finomszerkezetének értelmezése céljából három szempont szerint végeztem el az adatok kiértékelését:

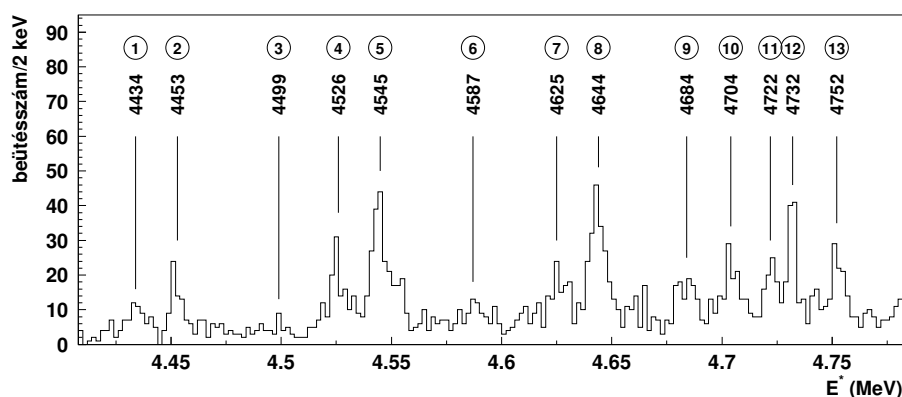
1) *Az állapotok távolságának vizsgálata.*

A deformált atommagokra jellemzően, minden gerjesztett állapotra rotációs állapotok sorozata épül. A rotációs állapotok távolságát a deformációnak megfelelő tehetetlenségi nyomaték határozza meg. Szuperdeformált állapotok tehetetlenségi nyomatékát már több aktinida atommag, közöttük a ^{240}Pu , hasadási izomer állapota esetén ismerik (ld. Történeti áttekintés), amelynek $R \equiv \hbar^2/2\mathcal{J} \approx 3.3$ keV-es rotációs paraméter felel meg. Feltételezve, hogy ehhez az értékhez közel eső rotációs paraméterrel rendelkeznek az $E^* - E_{II} \approx 2 - 3$ MeV magasan fekvő szuperdeformált belső gerjesztett állapotok is. A sávtagok közötti távolságok vizsgálata alapján valószínűsíthető, hogy milyen K^π impulzusmomentumú sáv mely tagjait figyeltük meg. Az $E^*=4.5$ MeV-es rezonanciacsoport a 28. ábrán kinagyítva látható.

A spektrumban három jól elkülönülő pár figyelhető meg $E^*=4435$ - 4453 , 4526 - 4545 , és 4627 - 4644 keV gerjesztési energiáknál, melyek tagjainak távolsága $K^\pi = 0^+$ vagy $K^\pi = 2^+$ sáv első két állapotának távolságával egyezik meg. Távolságaik alapján a két esetet egyértelműen nem lehet megkülönböztetni, habár az első két pár $K^\pi=0^+$ sávokként történő értelmezését alátámasztja, hogy a $J^\pi = 4^+$ állapotokat feltehetőleg szintén megfigyeltük $E^* = 4499$ és 4587 MeV-nél.

A rezonanciacsoport $E^* = 4.65 - 4.8$ MeV-es tartományában egy sűrűbb szerkezet figyelhető meg, melyet az irodalomban korábban az $E^*=4.5$ MeV-es β -vibrációs állapotra épülő $K^\pi=0^-$ okkupól hasadási csatornának tulajdonítottak [Go78, Goe78]. Ebben a szerkezetben az állapotok távolságának vizsgálata megfelelő konzisztenciát mutatott a $K^\pi=0^+$ sávok feltételezésével, viszont ezek alapján egyértelműen nem lehetett a $K^\pi=0^-$ sávok jelenlétét sem kizárni. Az okkupól-, $K^\pi=0^-$ átmeneti állapot energiájára a hasadási valószínűség illesztéséből $\epsilon_0 \approx 150$ keV-et kaptak [Go78, Goe78]. Későbbi, részletesebb fotohasadási kísérletekből viszont ezt megcáfoló eredményt kaptak, $\epsilon_0 \approx 600-900$ keV-et a belső, és $250-450$ keV-et pedig a külső potenciálgátra [Ju80]. Ha az $E^*=4.65-4.8$ MeV-es szerkezet $K^\pi=0^-$ okkupól-sávokat tartalmazna, akkor annak egy $E^*=4.2-4.4$ MeV gerjesztési energiájú β -vibrációs állapotra kellene épülnie. Ebben a tartományban, $E^*=4.25$ MeV-nél ugyan megfigyeltek hasadási rezonanciákat, de azok intenzitása sokkal kisebb volt az $E^* = 4.5$ MeV-es rezonanciacsoport intenzitásánál [Ju80].

Egyéb vibrációs mozgásoknak (pl. $K^\pi=1^-$ "hajlítási" módus) megfelelő átmeneti állapotok, az irodalom szerint, magasabb gerjesztési energiával rendelkeznek a nyeregponthoz képest a



28. ábra: A ^{240}Pu prompt hasadási hozama a $E^* = 4.4 - 4.8$ MeV gerjesztési energia-tartományban.

szóbanforgó $K^\pi=0^-$ és $K^\pi=2^+$ állapotokéhoz képest [Ju80]. Ilyen átmeneti állapotok megfigyelése gyakorlatilag kizárható a fenti megfontolások alapján.

Az $E^*=5.1$ MeV körüli rezonanciacsoport $E^*=4.8-5.2$ MeV tartományban a nagyobb állapotsűrűségnek köszönhetően egy összetettebb szerkezetet alkot. A normáldeformált állapotokkal való erősebb csatolás következménye pedig a rezonanciák jelentős kiszélesedése, ami a szerkezetben megfigyelhető erősen átfedő csúcsokhoz vezet. Az egyedi állapotok megfigyelése, és így azok távolságának vizsgálata gyakorlatilag csak a szerkezet többparaméteres illesztésével végezhető el az alábbi vizsgálati szempontok összevetése alapján.

2) Intenzitásarányok összehasonlítása.

A rotációs sávok tagjainak intenzitásaránya kizárólag a különböző J^π impulzuszómomentumú állapotok $\alpha_{d,p}(J^\pi)$ populációs valószínűségétől függ. Azoknak az állapotoknak, amelyek feltehe-

J^π	0	1	2	3	4	5	6	7
+	2	9	13	17	8	5	1>	1>
-	1	5	6	7	8	5	5	1>

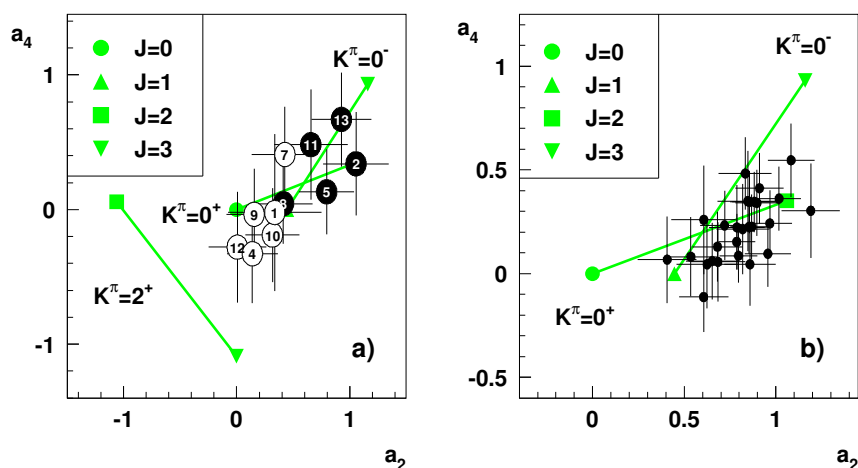
11. táblázat: A ^{240}Pu atommag $\alpha_{d,p}(J^\pi)$ populációs valószínűsége %-ban kifejezve [An70]. A ^{239}Pu céltárgymag impulzusmomentuma $J_i^\pi = \frac{1}{2}^+$.

tőleg ugyanazon rotációs sávhoz tartoznak, tükrözniük kell ezt a tulajdonságot, azaz közel azonos, vagy legalább a gerjesztési energiával lassan változó intenzitásarányokkal kell rendelkezniük.

A $^{239}\text{Pu}(d,p)$ reakció $\alpha_{d,p}(J^\pi)$ populációs valószínűségének meghatározására DWBA-számolásokat végeztek [An70], mely szerint $E^*=5$ MeV körül a $J=2$ és 3 impulzusmomentumú állapotok gerjesztése a legvalószínűbb (ld. 11. táblázat). Emellett a $J=0$ és $J=4$ állapotok is jeletős populációs valószínűséggel rendelkeznek, viszont $J>4$ állapotok megfigyelése a mérési statisztikánk figyelembevételével már igen valószínűtlen. Az $E^*=4.4\text{--}4.65$ MeV tartományban megfigyelt három pár tagjainak intenzitásaránya jó kvalitatív egyezést mutatott azzal a hipotézissel, mely szerint azok három azonos K^π értékű rotációs sávot alkotnak. Magasabb gerjesztési energiákon a rezonanciák intenzitásarányai önmagukban nem vizsgálhatók a nagymértékű átfedések miatt.

3) A hasadási termékek szögeloszlása.

A hasadás előtti közbenső mag teljes J^π impulzusmomentuma és annak a szimmetriatengelyre vett K^π vetülete egyértelműen meghatározza a hasadási termékek szögeloszlását a visszalökődési tengelyhez képest (ld. 3.3 alfejezet). Az egyedi rezonanci-



29. ábra: A hasadási termékek szögeloszlását illesztő Legendre-polinomok a_2 , a_4 együtthatóinak összevetése az elméleti értékekkel: $1 + a_2\mathcal{P}_2(\vartheta) + a_4\mathcal{P}_4(\vartheta)$. Adott J^π , K impulzusmomentumokhoz tartozó elméleti szögeloszlásegütthatókat különböző markerekkel jelöltem. Azokat összekötő egyenesek pedig az állapotoknak csak az azonos sávhoz való tartozását jelölik. **a)** $E^*=4.4\text{--}4.8$ MeV-es tartomány a 28. ábra számokkal megjelölt rezonanciáinak kísérleti együtthatói (a feketével jelölt pontok a $J^\pi=2^+$ -nak feltételezett sávtagok együtthatóit emelik ki), **b)** $E^*=4.8\text{--}5.2$ MeV-es tartomány 10 keV-enként összegzett szögeloszlásainak kísérleti együtthatói.

ákhöz tartozó szögeloszlások másod- és negyedrendű Legendre-polinomokkal való illesztésének a_2 , a_4 együtthatói összehasonlíthatók az elméleti értékekkel, közvetlen információt szolgáltatva az állapotok impulzusmomentumára. $K^\pi = 0^+$, 0^- és 2^+ rotációs sávok állapotaira számított a_2 , a_4 együtthatók értékeit a kísérleti szögeloszlások illesztéséből származó értékekkel a 29. ábrán hasonlítottam össze. A kétdimenziós ábra segítségével lehetőségem volt egyszerre mind az a_2 , mind az a_4 szögeloszlásegütthatók összevetésére.

K^π	J	a_2	a_4
0^+	0	0.000	0.000
	2	1.059	0.351
	4	1.198	1.080
0^-	1	0.445	0.000
	3	1.161	0.930
	5	1.216	1.146
2^+	2	-1.059	0.059
	3	0.000	-1.085
	4	0.479	-0.660

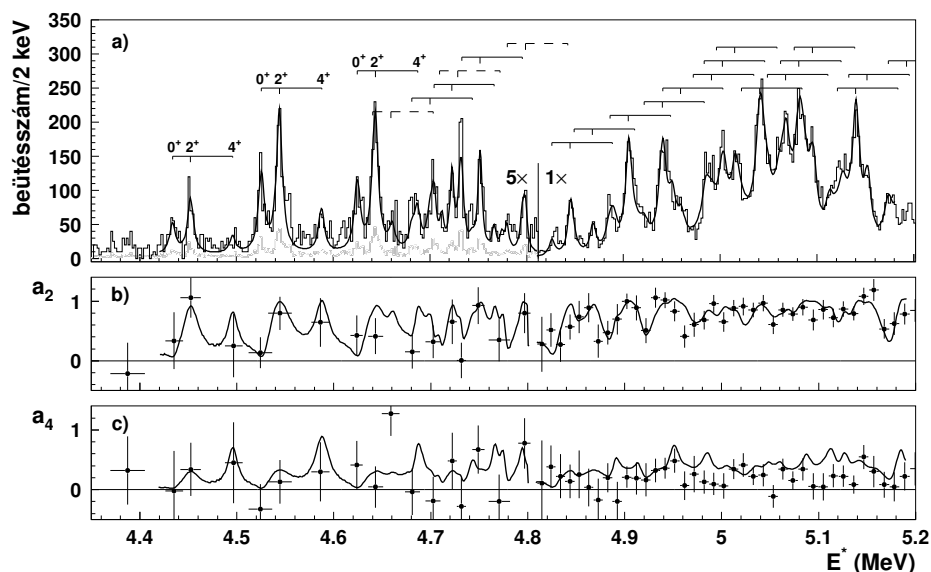
12. táblázat: Hasadási termékek elméleti szögeloszlásegütthetői $a_0=1$ -re normálva.

A 29a. ábra az $E^*=4.5$ MeV-es rezonanciacsoprot állapotainak megfelelő szögeloszlásegütthetőket mutatja. Az együtthetőket a (21) kifejezés alapján számítottam ki, melyeket a 12. táblázatban tüntettem fel. A 29a. ábra alapján a $K^\pi = 2^+$ sávok jelenléte teljesen kizárható az $E^*=4.5$ MeV-es rezonanciacsoprotban, feloldva a rotációs állapotok távolságainak vizsgálata során fennmaradt kétértelműséget. Ezzel szemben, a $K^\pi=0^+$ és $K^\pi=0^-$ sávok elméleti együtthetői a kísérleti értékekkel a bizonytalanság mértékén belül gyakorlatilag egybeesnek.

Az $E^*=5.1$ MeV-es rezonanciacsoprot esetén a szögeloszlásokat $\Delta E^*=10$ keV-enként összegeztem, és az illesztésükből származtatott a_2 , a_4 együtthetőket a 29b. ábrán hasonlítottam össze az elméleti értékekkel. Feltételezve, hogy a rezonanciák K^π impulzusmomentumai azonosak, azok erős átfedésének következtében a kísérleti a_2 , a_4 -együtthető az elméleti pontokat összekötő

egyenesen várhatók. A rezonanciacsoport nagyobb hozama következtében a szögeloszlások, és így az illesztett a_2 , a_4 értékek relatív statisztikus hibája is kisebb. Az a_2 , a_4 értékek hibáikkal súlyozott átlaga a $K^\pi=0^+$ hipotézisnek megfelelő tengelyre esett, és azt 1:2.73 arányban metszette. Így a szögeloszlás-adatokból meghatározott I_{2^+}/I_{0^+} intenzitásaránya 2.73 ± 0.6 adódott.

A felsorolt vizsgálati módszerek összevetése alapján az $E^*=4.5$ MeV-es rezonanciacsoportban egyértelműen kizárható a $K^\pi=0^-$ és $K^\pi=2^+$ rotációs sávok szignifikáns jelenléte. Az $E^*=5.1$ MeV-es rezonanciacsoportra a szögeloszlásadatok elemzésével a $K^\pi=2^+$ sávok jelenléte nem volt kimutatható, a $K^\pi=0^-$ sávok pedig kevésbé szignifikánsabbak a $K^\pi=0^+$ sávokhoz képest. Más vibrációs állapotok megjelenését pedig a fotohasadásos kísérletekből [Ju80] meghatározott átmeneti állapotok túl magas gerjesztési energiája teszi valószínűtlenné. A $K^\pi=0^+$ β -vibrációhoz csatolódó gerjesztett állapotok hipotézisét a koincidenciaspektrum rotációs sávokkal történő illesztésével is ellenőriztem mind a két rezonanciacsoport esetén. A kísérleti (ΔE) és a természetes (Γ_{II}) vonalszélességek viszonya alapján két határesetet próbáltam ki: Az egyedi csúcsokat Lorentz-függvényekkel ($\Delta E < \Gamma_{II}$), majd pedig Gauss-függvényekkel ($\Delta E > \Gamma_{II}$) közelítettem. Figyelembe véve, hogy az $E^*=4435$ és 4526 keV-es sávok intenzitásarányai alapján a rotációs sávoknak csak az első három tagja rendelkezett mérhető intenzitással, az illesztési eljárásban $2n + 3$ darab paraméter (n darab sávamplitúdó és n darab sávfej-energia, valamint az I_{2^+}/I_{0^+} , I_{4^+}/I_{0^+} intenzitásarányok és R rotációs paraméter) lett illesztve: Az $E^*=4.5$ MeV-es csoport esetén $n=6$, az $E^*=5.1$ MeV-es csoport esetén pedig $n=15$ volt. Az intenzitásarányokat és a rotációs paramétert így a két rezonanciacsoporton belül közös illesztési paraméternek tekintettem. Az eljárás során kapott legjobb illeszkedést a 30a. ábra



30. ábra: a) A hasadási rezonanciák finomszerkezetének $K^\pi=0^+$ rotációs sávokkal történő illesztése. A szaggatott vonalakkal jelölt sávok szignifikáns jelenlétét az illesztési eljárás nem tudta bizonyítani. b), c) Az a_2 és a_4 szögeloszlás együtthatók kísérleti, és az illesztés eredménye alapján meghatározott, elméleti értékeinek összehasonlítása.

mutatja. A $K^\pi=0^+$ sávok hipotézisének további ellenőrzése céljából az elméleti $a_\lambda(J^\pi, K)$ szögeloszlás együtthatóknak az illesztett spektrum J^π impulzusmomentumú komponenseivel súlyozott átlagát, mint elméleti értéket, összehasonlítottam a kísérleti pontokkal:

$$\bar{a}_2(E^*) = \sum_{J=0,2,4} a_2(J, 0^+) \cdot \frac{F|_J(E^*)}{F(E^*)},$$

$$\bar{a}_4(E^*) = \sum_{J=0,2,4} a_4(J, 0^+) \cdot \frac{F|_J(E^*)}{F(E^*)}, \quad (37)$$

ahol a $F|_J(E^*)$ jelöli az illesztett $F(E^*)$ spektrum J -nek megfelelő kom-

ponenseit, amely az illesztési függvény összes J^π tagját tartalmazza:

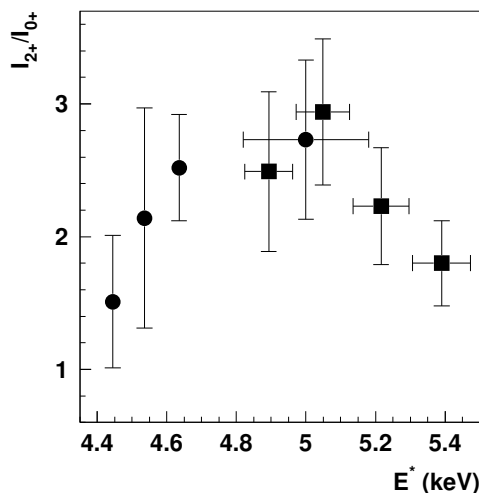
$$F(E^*) = \sum_{J=0,2,4} F|_J(E^*). \quad (38)$$

A szögeloszlás együtthatók $\bar{a}_2(E^*)$ és $\bar{a}_4(E^*)$ spektrumait a 30b. és 30c. ábrákon a kísérleti értékekkel együtt tüntettem fel. Az illesztett $K^\pi=0^+$ sávok gerjesztési energiáit és amplitúdóit a B. függelékben található táblázat tartalmazza.

Az I_{2^+}/I_{0^+} intenzitásarányokat az $E^*=4434, 4526, 4625$ keV-es sávok és a teljes 5.1 MeV-es csoport külön-külön történt illesztésével határoztam meg. Az így kapott intenzitásarányok a gerjesztési energia függvényében monoton növekedést mutattak. Az I_{4^+}/I_{0^+} intenzitásarányt ezzel szemben csak igen nagy bizonytalansággal lehetett meghatározni, ami nem tette lehetővé gerjesztési-energiafüggésének megbízható vizsgálatát. A ^{240}Pu közbenső mag $E^*=5$ MeV-re számított $\alpha_{d,p}(J^\pi)$ populációs valószínűségeinek arányait [Gl76], és az illesztési eljárásból meghatározott intenzitásarányokat a legintenzívebb $J^\pi=2^+$ állapotra normálva hasonlítottam össze:

J^π	0^+	2^+	4^+
$\alpha_{d,p}(J)/\alpha_{d,p}(2^+)$	0.17	1	0.57
I_J/I_{2^+}	0.37 ± 0.1	1	0.2 ± 0.1

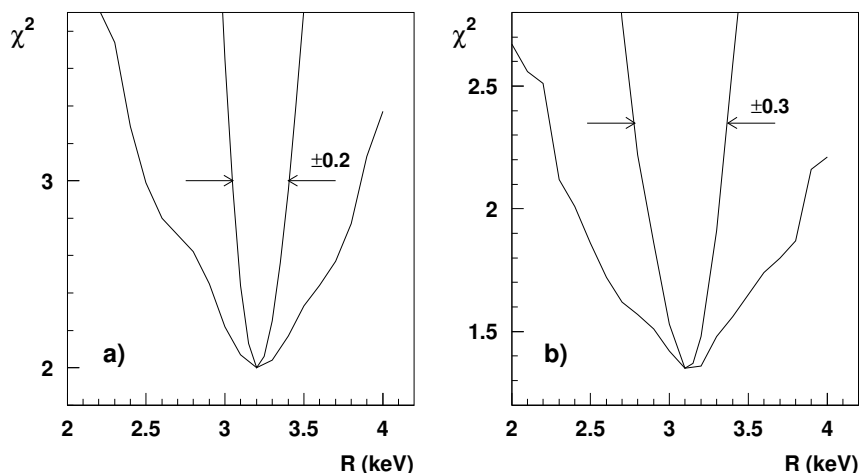
A kísérleti és elméleti adatok jó kvalitatív egyezést mutattak annak ellenére, hogy a DWBA-számolások bemenő adataiként felhasznált Nilsson-egyrészecskepályák meglehetősen bizonytalanná tették az elméleti értékeket. Az $E^*=5.1$ MeV-es csoport szögeloszlásadataiból származtatott I_{2^+}/I_{0^+} intenzitásarányokat az $E^*=4.8-5.45$ MeV-es tartomány négy részre osztásával is meghatároztam. A 31. ábrán, összegezve az illesztésből és a szögeloszlásadatok feldolgozásából kapott



31. ábra: $J^\pi=2^+$ és 0^+ állapotok intenzitásarányai a gerjesztési energia függvényében. (●): az $E^*=4434, 4526, 4625$ keV-es rotációs sávok és az $E^*=5.1$ MeV-es csoport illesztéséből származó értékek; (■): az $E^*=5.1$ MeV-es csoport szögeloszláseggyütthatóinak az elméleti értékeket összekötő egyenesre eső tengelymetszetéből származó értékek.

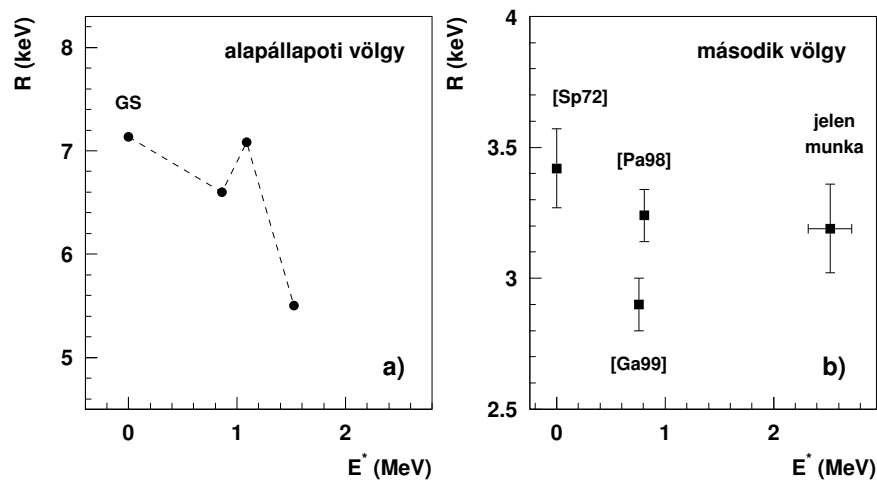
I_{2+}/I_{0+} intenzitásarányokat, megállapítható, hogy az a gerjesztési energiának lassan és egyenletesen változó függvénye, valamint hogy $E^*=5$ MeV körül kiváló konzisztenciát mutat a két független módszer eredménye. Az állapotok relatív populációs valószínűségének lassú változása a különböző egyrészecskeállapotok gerjesztési energiájával és kiszélesedésével kapcsolatos.

A rezonanciaszerkezet rotációs sávokkal történő megbízható illesztésének egyik feltétele a szuperdeformált állapotokra jellemző tehetetlenségi nyomaték alkalmazása volt. Az illesztési eljárás kezdeti paraméterének a hasadási izomerre épülő rotációs sáv tehetetlenségi nyomatékát vettem, amely $R = \hbar^2/2\mathcal{J}=3.3$ keV rotációs paraméternek felelt meg [Sp72, Pa98]. A $K^\pi=0^+$ rotációs sávok illeszkedésének egy



32. ábra: A rotációs paraméter χ^2 -analízisének eredménye az a) $E^*=4.5$ MeV-es, és a b) $E^*=5.1$ MeV-es rezonanciaszerkezet $K^\pi=0^+$ sávokkal történő illesztésére vonatkoztatva. A szélesebb χ^2 -függvények az összes paraméter szabad illesztésének, a keskenyebbek pedig a legjobb illeszkedésnek megfelelő sávfej-paraméterek rögzítése mellett végzett illesztés eredményei.

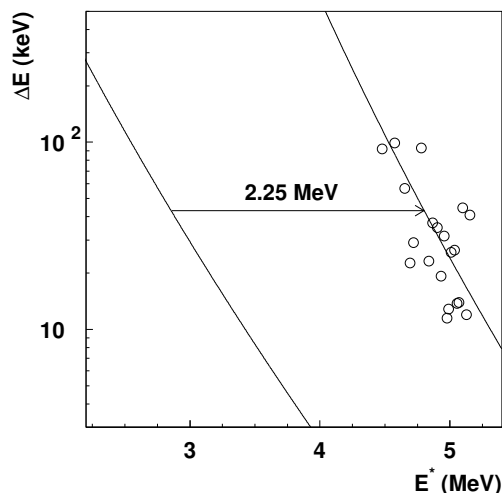
szabadsági fokra jutó χ^2 -értékét a rotációs paraméter függvényében számítottam ki. A két rezonanciacsoporthoz illesztésre vonatkozó eredményeket a 32. ábrán tüntettem fel. A szélesebb χ^2 -függvények az összes paraméter szabad illesztésének feleltek meg, a keskenyebb χ^2 -függvények pedig a legjobb illeszkedésnek megfelelő sávfej-paraméterek rögzítése mellett végzett illesztések eredményei. Az $E^*=4.5$ MeV-es rezonanciacsoporthoz esetén $R_1=3.22\pm 0.2$ keV-et, az $E^*=5.1$ MeV-es rezonanciacsoporthoz pedig $R_2=3.12\pm 0.3$ keV-et kaptam. A hibákkal súlyozott átlagukra $R=3.19\pm 0.17$ keV adódott. Ezt az értéket a második völgy mélyén fekvő $K^\pi=0^+$ állapotainak rotációs paramétereivel hibán belül azonosnak találtam [Sp72, Pa98, Ga99]. Ezzel szemben a



33. ábra: A ^{240}Pu a) normál-, és b) szuperdeformált $K^\pi=0^+$ állapotainak, az irodalomból ismert rotációs paraméterei, összehasonlítva az általunk meghatározott rotációs paraméterrel. A szuperdeformált állapotok energiaskáláját a hasadási izomer állapothoz viszonyítva fejeztem ki.

^{240}Pu ismert, normáldeformált $K^\pi=0^+$ állapotaira (beleértve az alapállapotot is) épülő sávok rotációs paraméterei drasztikus csökkenést mutatnak a gerjesztési energia függvényében. A 33. ábrán a normál- és szuperdeformált $K^\pi=0^+$ állapotok ismert rotációs paramétereit hasonlítottam össze. A kísérleti adatok összegzése alapján a szuperdeformált állapotok rotációs paraméterei nem mutatnak az első völgybeli csökkenéshez hasonló tendenciát. A szuperdeformált mag tehetelenségi nyomatókának ez a viselkedése a merevebb magszerkezet következménye, amely eddig csak a merev test elméletileg számított tehetelenségi nyomatókának [So73] a kísérleti értékekkel való összevetésében nyilvánult meg.

Az azonosított szuperdeformált állapotokat a második völgybeli ál-



34. ábra: $K^\pi=0^+$ szuperdeformált állapotok távolsága a gerjesztési energia függvényében. Az elméleti nívótávolságokat a Fermi-gáz-formulával számítottam mind az első, mind a második minimumban.

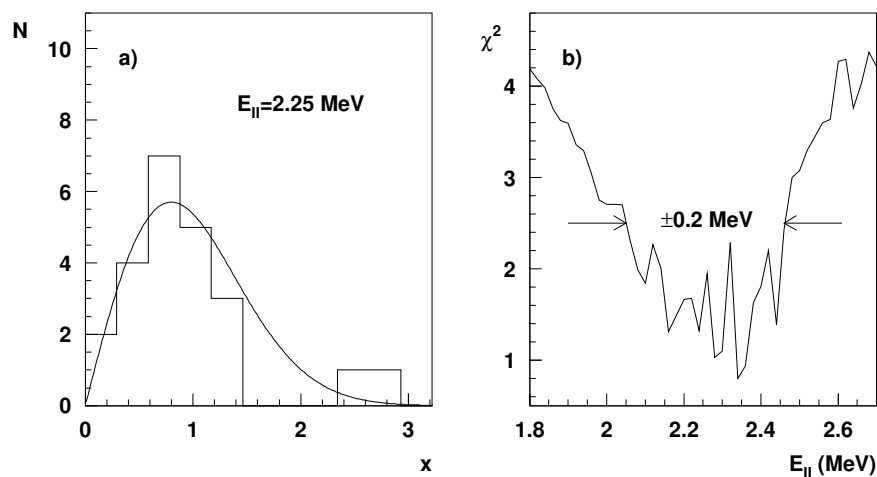
lapotsűrűségek analizésére is felhasználtam. A szomszédos állapotok távolságait a Fermi-gáz-formulával számolt átlagos nívótávolságokkal hasonlítottam össze [vEg88, Ra97], ahol feltételeztem, hogy a csillapítási szélesség tartományában minden $K^\pi=0^+$ állapot azonosítva lett. A Fermi-gáz-formula állapotossűrűsége az alábbi módon számolható ki:

$$\rho(U, J^\pi) = \frac{2J+1}{48\sqrt{2}\sigma^3 a^{1/4} U^{5/4}} e^{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}} e^{2\sqrt{aU}}, \quad (39)$$

ahol az U effektív gerjesztési energia a $\Delta_{p,n}$ párkölcsönhatási energiákkal történő eltolással fejezhető ki az alapállapotí völgyben:

$$U_I = E^* - \Delta_p - \Delta_n. \quad (40)$$

A második völgy állapotossűrűségében szereplő effektív gerjesztési energia kifejezésekor viszont már a hasadási izomer állapot energiáját is



35. ábra: a) A megfigyelt $K^\pi=0^+$ szuperdeformált állapotok távolságának valószínűség-eloszlása. Az elméleti Wigner-eloszlás a kísérleti adatokra akkor illeszkedett a legjobban, amikor az effektív gerjesztési energia kifejezésében $E_{II}=2.25$ MeV szerepelt. b) A kísérleti nívótávolságok Wigner-eloszlással való illesztésének χ^2 -értékei a hasadási izomer energiájának függvényében.

figyelembe kell venni:

$$U_{II} = E^* - \Delta_p - \Delta_n - E_{II}. \quad (41)$$

A szuperdeformált állapotok nívótávolságainak a $\rho^{-1}(U_{II}, J^\pi=0^+)$ számított értékekkel való összehasonlítása alapján meghatározható a hasadási izomer állapot energiája (ld. 34. ábra). A hasadási izomer, az effektív gerjesztési energia eltolásából így meghatározott, energiája $E_{II} \approx 2.25$ MeV-nek adódott, melynek bizonytalansága az elméleti állapotsűrűségek szisztematikusság- és a kísérleti adatok statisztikus hibájából ered.

A $K^\pi=0^+$ állapotok távolságainak valószínűség-eloszlását is vizsgáltam annak érdekében, hogy a hasadási izomer állapot energiájára

és annak bizonytalanságára megfelelő becslést adhassak. Az állapotok $N(x)$ eloszlását a következő módon számítottam ki:

$$x_i = \frac{E_{i+1}^* - E_i^*}{D_{II}(\bar{E}^*, E_{II})}, \quad \text{ahol } \bar{E}^* = \frac{E_{i+1}^* + E_i^*}{2}. \quad (42)$$

Az így kapott eloszlás az azonos K^π -impulzusmomentumú állapotokra jellemző Wigner-típusú eloszlásfüggvénnyel volt közelíthető [Br81]:

$$N(x) = \frac{\pi}{2} x \exp\left(-\frac{\pi}{4} x^2\right). \quad (43)$$

Az $N(x)$ eloszlás a (42) kifejezés nevezőjén keresztül függ a hasadási izomer energiájától. Ezt a függést felhasználtam a hasadási izomer energiájának és hibájának meghatározására.

Az eloszlások Wigner-függvénnyel történő illesztésének egy szabadsági fokra jutó χ^2 -értékét a hasadási izomer energiájának függvényében számítottam ki. A legjobb illeszkedést $E_{II}=2.25$ MeV körül kaptam, hasonlóan a normál- és második völgybeli nívósűrűségégek összehasonlításakor kapott értékhez (ld. 35a. ábra). Az illesztési eljárás χ^2 -függvénye alapján pedig az E_{II} meghatározásának statisztikus bizonytalanságát is megállapítottam (ld. 35b. ábra).

A hasadási izomer energiáját az irodalomban az izomer hasadással kapuzott gerjesztési függvények extrapolációjával határozták meg. Ennek a módszernek a bizonytalansága 0.2–0.4 MeV-re becsülhető. A hasadási izomer energiájának meghatározására eddig más módszer nem létezett, kivéve az ^{236}U és ^{238}U γ -visszabomlásának esetét [Ka84, Sch89]. Az irodalomban kompilált, ^{240}Pu atommagra vonatkozó adatokat, elsősorban $(\alpha, 2n\gamma)$ -reakció gerjesztési függvényéből határozták meg, melyek a hibák mértékén belül jó egyezést mutattak a szuperdeformált állapotok sűrűség analíziséből kapott értékkel. A hasadási izomer különböző mérésekben meghatározott gerjesztési energiáit a 13. táblázatban összegeztem, ahol feltüntettem a héjkorrekciós számítások erre

módszer	hivatkozás	E_{II} (MeV)
elméleti számítások	[Mö72]	2.5
	[Ho80]	$2.16 + 1/2\hbar\omega_{\beta_{II}}$
$^{238}\text{U}(\alpha, 2n\gamma)^{240m}\text{Pu}$	[Br71]	2.6 ± 0.3
	[Na73]	$3.0^{+0.3}_{-0.5}$
	[Br73]	2.4 ± 0.2
$^{239}\text{Pu}(d, pf)^{240}\text{Pu}$		$2.25 \pm 0.2^*$

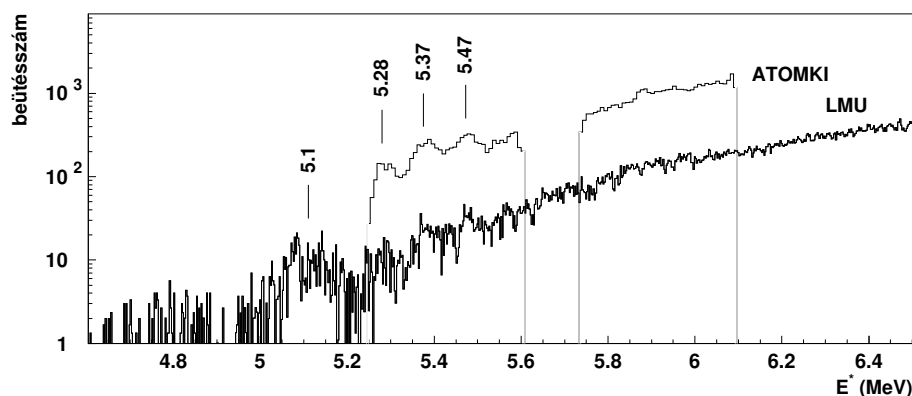
13. táblázat: A ^{240}Pu hasadási izomer állapotának különböző módszerekkel meghatározott gerjesztési energiája. * Az elméleti állapotsűrűségek bizonytalanságát nem tartalmazza.

vonatkozó eredményeit is. A hasadási rezonanciákban megfigyelhető gerjesztett szuperdeformált állapotok sűrűségének vizsgálata a hasadási izomer gerjesztési energiájának egy alternatív, kísérleti meghatározását kínálja, melynek megbízhatóságát az eredmények konzisztenciája támasztja alá.

5.2 Az ^{236}U és ^{234}U hiperdeformált állapotai

Az ^{236}U hasadási rezonanciáinak vizsgálatát először a debreceni Atommagkutató Intézet ciklotron-laboratóriumában, később pedig a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem tandem-laboratóriumában végeztük. Az elvégzett méréseket a 24. oldalon a 3. táblázatban foglaltam össze.

Az első két debreceni mérésben az $^{235}\text{U}(d,pf)^{236}\text{U}$ reakcióból származó protonokat a hasított pólusú spektrográf két PSD-fókuszszík-detektora kb. 18 keV-es felbontással azonosította, a hasadási termékek repülési idejét és szögeloszlását, először egy $84 \times 94 \text{ mm}^2$ -es PSAD-detektor, majd pedig a négy MWAD-ból álló detektortömb mérte. A debreceni ciklotron deuteronnyalábja $E_d=9.74$, illetve 9.61 MeV energiájú és $I_d=200 \text{ nA}$ intenzitású volt. A céltárgy $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú UF_4 volt (ld. 4. táblázat). A hasított pólusú spektrográf a nyalábi-



36. ábra: Az ^{236}U gerjesztési spektruma a hasadási termékekkel koincidenzában mérve. A nagyobb statisztikájú spektrumok a debreceni Atommagkutató Intézetben, a szélesebb energiatartományú, de kisebb statisztikájú spektrum pedig a müncheni Ludwig Maximilians Egyetemen végzett kísérletek eredményei.

rányhoz képest 140° -os szögbe volt állítva.

Az első említett debreceni kísérletben alkalmaztunk először helyzet-érzékeny hasadási detektort. Az így mért koincidenciaspektrumban sikerült egy $E^*=5.47$ MeV-es hasadási rezonanciát megfigyelnünk, melynek hasadási szögeloszlását szintén meg tudtuk határozni. A második kísérletben, a mérési statisztika radikális növelése érdekében, a nagy térszöggel rendelkező MWAD-detektortömböt alkalmaztuk. Ezzel a mérési elrendezéssel három, jól elkülönülő, kb. 30 keV széles hasadási rezonanciát figyeltünk meg $E^*=5.28$, 5.37 és 5.47 MeV gerjesztési energiánál (ld. 36. ábra). Ezt a rezonanciaszerkezetet az irodalomban már korábban megfigyelték, de csak 60–70 keV-es energiafelbontással, amely nem tette lehetővé annak megbízható értelmezését [Go78].

A megfigyelt rezonanciaszerkezet nagyfelbontású és széles energiatartományú vizsgálatára Münchenben is végeztünk egy kísérletet, ahol a protonokat a Q3D-spektrográf SWPC-fókuszsíkdetektora kb. 5 keV-es felbontással azonosította. A hasadási termékek protonokhoz viszonyított repülési idejét és szögeloszlását már két 84×94 mm²-es PSD-detektor mérte. A tandem-gyorsító deuteronnyalábja $E_d=13$ MeV energiájú és $I_d=140$ –350 nA intenzitású volt. A céltárgy $88 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú UO_2 volt (ld. 4. táblázat). A Q3D-spektrográf a nyalábi-rányhoz képest 130° -os szögbe volt állítva.

A mérési statisztika kb. egy nagyságrenddel kisebb volt a debreceni mérésekhez viszonyítva, ennek ellenére mégis sikerült szignifikáns módon megfigyelni mind a három hasadási rezonanciát. Emellett, $E^*=5.1$ MeV-nél egy szélesebb rezonanciaszerkezetet is megjelent a koincidenciaspektrumban. Ezt a hasadási rezonanciát a debreceni mérésekben nem tudtuk megfigyelni, mivel a PSD-detektorok annak gerjesztési energiáját nem tudták lefedni. A debreceni, nagy statisztikájú, valamint a müncheni, széles energiatartományú és nagyfelbontású mérés

^{236}U	A	II	B	III	C
β	0.46	0.6	0.8	0.89	0.95
V (MeV)	5.46	1.89	6.24	5.36 ^{>*}	6.05

14. táblázat: Az ^{236}U atommag hasadási potenciáljának paraméterei [Ho80]. II, III a második és a harmadik völgyeket; A, B, C: pedig a potenciálgátakat jelölik. * [Čw94]

koincidenciaspektrumai a 36. ábrán láthatók.

A rezonanciaszerkezet megjelenéséért felelőssé tehető állapotokról az ^{236}U atommag 14. táblázatban feltüntetett hasadási gátparamétereinek figyelembe vételével tehetünk megállapításokat. Az $E^*=5.1$ MeV-nél megjelenő rezonancia 150-200 keV-es szélessége közel megegyezik a ^{240}Pu -ben megfigyelt vibrációs rezonanciák csillapítási szélességével. Ez a tény alátámasztja a rezonancia szuperdeformált vibrációs állapotként való értelmezését. A szerkezetben, az alacsony statisztika miatt, nem lehetett a ^{240}Pu -hez hasonló finomszerkezetet azonosítani.

A megfigyelt keskeny rezonanciák magasabb gerjesztési energiájánál a szuperdeformált vibrációs állapotoknak sokkal nagyobb szélességgel kell rendelkezni a belső gáton (A) keresztüli erősebb csatolás következtében. Így ezeknek a rezonanciáknak a szélessége csak a harmadik völgybeli (III) vibrációs állapotoknak tulajdonítható, melyeknek a normál- és szuperdeformált állapotokkal való csatolását a belső gátnál magasabb külső gátak jelentősen korlátozzák.

Az U izotópok hiperdeformált állapotainak hasadási rezonanciáit oktapóldeformált rotációs sávokkal eddig még nem sikerült értelmezni, szemben a $^{230,231,233}\text{Th}$ csillapítatlan vibrációs rezonanciáinak esetével [Bl84, Bl88]. Ennek oka egyrészt a deformáltabb mag ($\beta \approx 0.9$) nagyobb tehetetlenségi nyomatékában (kisebb rotációs paraméterében), másrészt pedig az ellentett paritású sávtagok jelenlétében keresendő. A

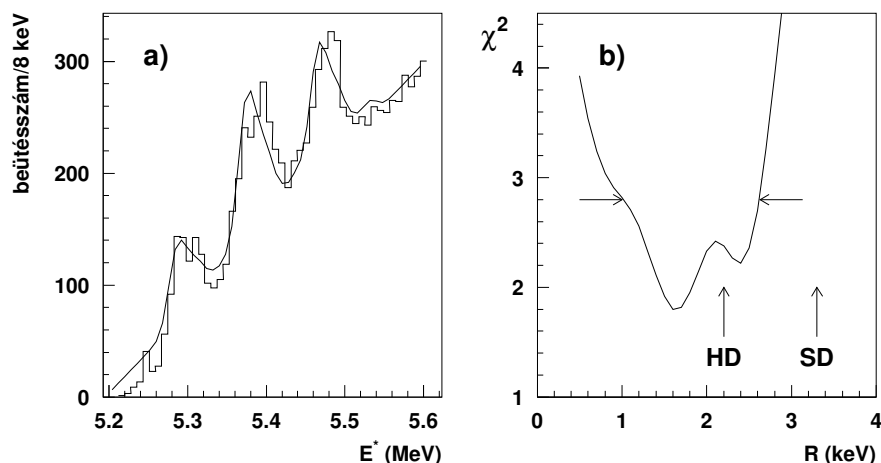
hiperdeformált mag rotációs paraméterére a Th izotópok vibrációs rezonanciáiban megfigyelt rotációs sávok illesztéséből $R \approx 2$ keV adódott [Bl88]. Emellett figyelembe véve, hogy a különböző J^π impulzusmomentumú állapotok milyen valószínűséggel populálódnak (ld. 15. táblázat), megbecsülhető egy teljes, hiperdeformált sáv várható szélessége. A becslés alapján kb. 36 keV adódott, ami a kísérletileg megfigyelt rezonanciák szélességeivel kitűnő egyezést mutatott.

A hiperdeformált rotációs sávok hipotézisének ellenőrzése céljából, mind a három rezonanciát, egy-egy rotációs sávval illesztettük meg. Az illesztési eljárásban a sávtagok relatív intenzitását az elméletileg számított $\alpha_{d,p}(J^\pi)$ relatív populációs valószínűséggel egyenlőnek tekintettük, mivel az illesztés szabadsági fokainak alacsony száma azok meghatározását nem tette lehetővé. Az említett populációs valószínűségeket a következő táblázatban tüntettem fel [Ba71]:

J^π	0	1	2	3	4	5	6	7	8
+	0	1	1	8	13	8	6	4	2
-	1	2	4	11	16	8	7	2	3

15. táblázat: Az ^{236}U atommag $\alpha_{d,p}(J^\pi)$ populációs valószínűsége %-ban kifejezve [Ba71]. Az ^{235}U céltárgymag impulzusmomentuma $J_i^\pi = \frac{7}{2}^-$.

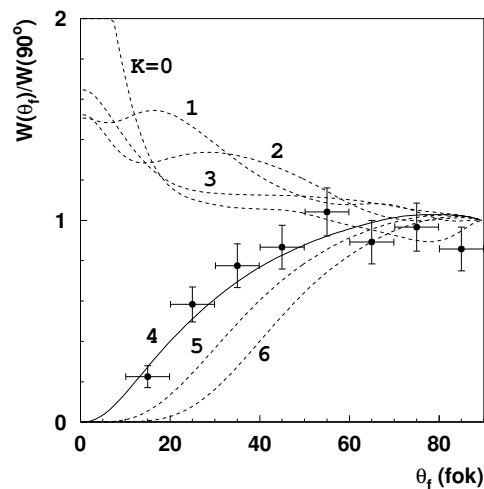
A sávfej-pozíciók és amplitúdók mind a három sáv saját, a rotációs paraméter és a sávok K -értéke pedig azok közös illesztési paraméterei voltak. A legjobb illeszkedést $K=4$ esetén kaptuk, habár annak változtatása csak csekély mértékben növelte meg az illesztés χ^2 -értékét. Ettől szignifikáns eltérést a szomszédos sávok K -értékeinek független változtatása sem hozott. Az illesztési eljárás eredményét a 37a. ábra mutatja. A rotációs paraméter értékét és annak hibáját az illesztés χ^2 -analízisével határoztuk meg, melynek eredménye a 37b. ábrán lát-



37. ábra: a) Az ^{236}U atommag koincidenciaspektrumában megfigyelt $E^*=5.28$, 5.37 és 5.47 MeV-es rezonanciák hiperdeformált rotációs sávokkal történő illesztésének eredménye. b) Az illesztés egy szabadsági fokra jutó χ^2 -értéke a rotációs paraméter függvényében. A hiperdeformált [B188] és a superdeformált [Sp72] állapotokra jellemző értékeket is feltüntettem.

ható. Ezek alapján a rotációs paraméter $R=1.6_{-0.4}^{+1.0}$ keV-nek adódott, jó egyezésben a Th izotópok esetén meghatározott értékekkel [B188].

A hasadási termékek szögeloszlását az első, PSAD-detektorral végzett debreceni mérésben határoztuk meg az $E^*=5.47$ MeV-es rezonanciára. A rezonancia intenzitása megfelelően alacsony statisztikus hibát eredményezett a szögeloszlás-adatokban, melyek normálásához már a (d,f)-reakció anizotrópiáját is figyelembe kellett venni a véletlen koincidenciaesemények szögeloszlása mellett [Ge63]. A normált szögeloszlást különböző K -értékű rotációs sávok elméleti szögeloszlásával hasonlítottam össze a 38. ábrán. A legjobb illeszkedést a $K=4$ impulzusmomentum feltételezésével kaptuk, kitűnő egyezésben a rezonanciák illesztésének eredményével.



38. ábra: Az ^{236}U atommag hasadási termékeinek, az $E^*=5.47$ MeV-es rezonanciára kísérletileg meghatározott szögeloszlása, összehasonlítva a különböző K -értékű rotációs sávokra számított szögeloszlásokkal.

A közelmúltban, az aktinida atommagokra végzett héjkorrekciós potenciálfelület-számítások a harmadik völgy alakját sokkal mélyebbnek és összetettebbnek jósolják [Ćw94]. A számítások szerint, a nehezebb U izotópok harmadik völgye két, jól elkülönülő lokális minimumra hasad $\beta_3 \approx 0.4$ és $\beta_3 \approx 0.6$ oktapóldeformációs paramétereknél. Ezeknek a minimumoknak a lokális alapállapotai rendre $E_{III} \approx 3.5$ MeV-nek és $E_{III} \approx 2.7$ MeV-nek adódtak. A kísérletileg megfigyelt $E^*=5.28$, 5.37 és 5.47 MeV-es hasadási rezonanciák a számítások eredménye alapján valószínűleg a harmadik völgy magasan gerjesztett állapotai. Ezt a megállapítást az állapotok nagy K -értéke, valamint a megfigyelés alapján feltételezhető állapotosságuk is alátámasztja. Ezek a kísérleti eredmények igen valószínűtlenné teszik, hogy a megfigyelt rezonanciák a harmadik völgy alapállapotának, vagy ahhoz közeli kollektív

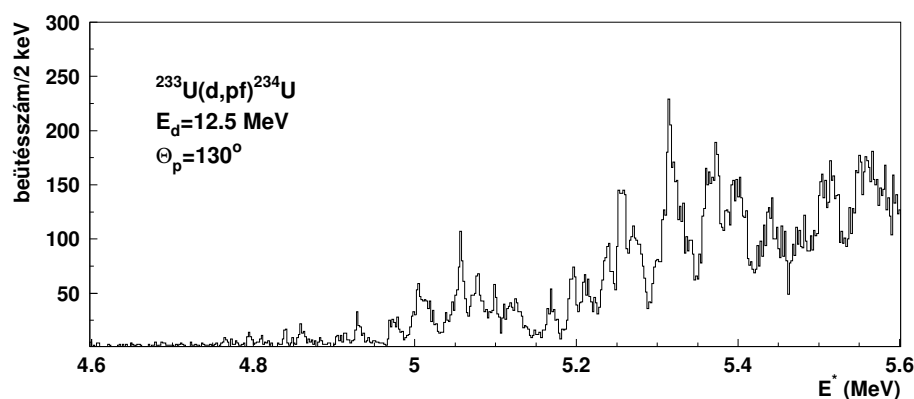
állapotoknak a következményei. A ^{240}Pu szuperdeformált állapotainak vizsgálatához hasonlóan, megbecsülhető a hiperdeformált alapállapot gerjesztési energiája is, melyre $E_{III} \approx 3.4$ MeV adódott. Ennek az értéknek a bizonytalansága viszont sokkal nagyobb, mint amit a ^{240}Pu atommag hasadási izomer állapota esetén határoztam meg. Ennek ellenére a héjkorrekciós számítások eredményeivel jó egyezést mutat, habár azok megbízható igazolása további vizsgálatokat igényel.

Az U izotópok harmadik völgyének további tanulmányozása céljából, az ^{234}U atommag hasadási rezonanciáinak megfigyelésére is végeztünk kísérletet, melynek adatfeldolgozásában én is részt vállaltam. A mérést szintén a müncheni egyetemen végeztük el $^{233}\text{U}(d, pf)^{234}\text{U}$ reakció felhasználásával. A detektorok mérési elrendezése és a nyalábenergia ugyanaz volt, mint amit a ^{240}Pu mérése esetén alkalmaztunk. Az Pb-kalibrációs mérések alapján a protonokat 5 keV-es felbontással figyeltük meg.

Az ^{234}U atommag hiperdeformált állapotainak megfigyelésével, a Th izotópokhoz hasonlóan, már próbálkoztak az irodalomban, de a hasadási rezonanciák $E^* \approx 5$ MeV körüli szerkezetét eddig nem sikerült értelmezni [Bl88]. Az általunk megfigyelt rezonanciaszerkezet, a jobb felbontásnak köszönhetően, számos keskeny rezonanciát tartalmazott az $E^* = 4.7\text{--}5.5$ MeV-es tartományban (ld. 39. ábra).

A rezonanciaszerkezet leírását, és a szögeloszlás-adatok feldolgozását a ^{240}Pu hasadási rezonanciái esetén alkalmazott eljáráshoz hasonlóan végeztük el. Az oktupóldeformált rotációs sávok illesztése pedig ugyanolyan módon történt, mint az ^{236}U hiperdeformált rezonanciáinak illesztésekor.

A rezonanciaszerkezet illesztése, a rotációs paraméter χ^2 -analíziséből $R = 2.1 \pm 0.2$ keV-et eredményezett, jó egyezésben a hiperdeformált rotációs sávokra jellemző értékkel. A közbenső mag $\alpha_{d,p}(J^\pi)$ populá-



39. ábra: Az ^{234}U atommag gerjesztési spektruma a hasadási termékkel koincidenzában mérve.

ciós valószínűségeinek figyelembe vételével [Bj68], a rotációs sávok illesztése $K < 3$ értékekre gyakorlatilag érzéketlen volt. Ezzel szemben, a szögeloszlás együtthatók elméleti értékekkel való összehasonlítása $K=1$ impulzusmomentum feltételezését valószínűsítette leginkább, habár a K -értékek egységnyi változtatása, a kísérleti adatok nagy statisztikus hibájának következtében, csekély mértékben befolyásolta a kísérleti és elméleti szögeloszlás együtthatók illeszkedését.

A rezonanciaszerkezetben feltehetőleg azonosított hiperdeformált állapotok távolságainak statisztikus analízise a megfigyelt állapotok harmadik völgybeli gerjesztési energiájára $E^* - E_{III} \approx 2-2.5$ MeV, illetve a völgy alapállapotára $E_{III} = 3.1 \pm 0.4$ MeV adódott. Ez az érték, a hiba mértékén belül, jó egyezést mutat az említett héjkorrekciós számítások eredményével, először szolgáltatva kísérleti bizonyítékot szolgáltatva a harmadik völgy alapállapotának gerjesztési energiájára.

6 Összefoglaló

A Magyar Tudományos Akadémia debreceni Atommagkutató Intézetének Magspektroszkópai Osztályán egy hasított pólusú mágneses spektrográf telepítését követően kezdtük el az aktinida atommagok szuperés hiperdeformált állapotainak vizsgálatát. Majd kutatásainkat a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem tandem-laboratóriumában, egy együttműködés keretében folytattuk.

A vizsgálati módszer lényege, hogy aktinida atommagokat (d,p)-reakcióval gerjesztettünk, majd mértük azok hasadási valószínűségét a gerjesztési energia függvényében. Az atommagokból kirepülő protonok energiáját a mágneses spektrográffal mérve pontosan meg tudtuk határozni a vizsgálni kívánt atommagok gerjesztési energiáját. A hasadási valószínűséget a protonok hasadási termékekkel mért koincidenciájának intenzitása alapján határoztuk meg.

A deformációs potenciálfelület második, illetve harmadik völgyeiben fekvő állapotok következtében a hasadási valószínűségben rezonanciák jelentek meg. Ezeknek az állapotoknak az impulzusmomentumát a hasadási termékek szögeloszlás-mérésével határoztuk meg, melyhez több helyzetérzékeny lavinadetektort készítettem.

A ^{240}Pu , ^{236}U és ^{234}U atommagok hasadási rezonanciáit figyeltük meg 5–18 keV-es energiafelbontással. A rezonanciák finomszerkezetét rotációs sávokkal illesztettem, melynek eredményét összehasonlítottam a hasadási termékek szögeloszlásából meghatározott impulzusmomentumokkal.

A ^{240}Pu atommag hasadási rezonanciáinak megfigyeléséből származó új kísérleti eredményeket az alábbi pontokban foglaltam össze:

- Az $E^*=4.5$ MeV-es hasadási rezonancia finomszerkezetét első ízben sikerült megfigyelni, melyben hat, $K^\pi=0^+$ rotációs sávot tud-

tam azonosítani.

- Az $E^*=5.1$ MeV-es hasadási rezonancia finomszerkezetében 15, szintén $K^\pi=0^+$ rotációs sávot azonosítottam.
- Az illesztett rotációs sávok tehetetlenségi nyomatékának χ^2 -analíziséből $\hbar^2/2\mathcal{J}=3.19\pm 0.17$ keV adódott, jó egyezésben a hasadási izomer állapotra meghatározott értékkel. Ez bizonyítja, hogy a megfigyelt állapotok a második völgyben helyezkednek el. Az első és második völgy $K^\pi=0^+$ állapotainak tehetetlenségi nyomatékait összehasonlítottam, melynek segítségével kísérletileg is igazolni tudtam, hogy a szuperdeformált magalak merevebb az alapállapotú deformációkhoz viszonyítva.
- Meghatároztam a $J^\pi=2^+$ és 0^+ állapotok gerjesztési valószínűségeinek arányát az $E^*=4.4\text{--}5.4$ MeV-es tartományban.
- A megfigyelt $K^\pi=0^+$ állapotok távolságainak statisztikus eloszlása jól közelíthető volt az azonos impulzusmomentumú állapotok eloszlására jellemző Wigner-függvénnyel, amely valószínűsíti, hogy a rezonanciaszerkezetben minden $K^\pi=0^+$ állapotot megfigyeltünk.
- Az állapotok nívósűrűségének analíziséből becslést adtam a második völgy alapállapotának, azaz a hasadási izomer állapotnak a gerjesztési energiájára, amely $E_{II}=2.25\pm 0.2$ MeV-nek adódott (a hiba nem tartalmazza az állapotsűrűség-modellek bizonytalanságát). Ez az eljárás az izomerpopulációs gerjesztési függvények extrapolációs módszerének, vele összemérhető bizonytalanságot adó, alternatíváját kínálja.

A ^{236}U atommagra vonatkozó új kísérleti eredményeket az alábbi pontokban foglaltam össze:

- Három, oktupóldeformált rotációs sávot azonosítottam $E^*=5.28$, 5.37 és 5.47 MeV-es gerjesztési energiáknál.
- Az illesztett rotációs sávok tehetetlenségi nyomatékának χ^2 -analíziséből $\hbar^2/2\mathcal{J}=1.6_{-0.4}^{+1.0}$ keV adódott, jó egyezésben a Th atommagok hiperdeformált állapotaira meghatározott értékekkel. Ez bizonyítja, hogy a megfigyelt állapotok a harmadik völgyben helyezkednek el.
- A rotációs sávok legjobb illeszkedését $K=4$ impulzusmomentum feltételezésével kaptam. Ezt az értéket a szögeloszlásadatok kiértékelése megerősítette.
- A három hiperdeformált állapot távolságai alapján megbecsült hiperdeformált alapállapot gerjesztési energiájára kb. 3.4 MeV adódott.

Az U izotópok hiperdeformált állapotainak további vizsgálata érdekében az ^{234}U atommagra is végeztünk mérést, amelynek kivitelezésében és adatfeldolgozásában én is részt vettem. A megfigyelt hasadási rezonanciák finomszerkezetében több, mint 20 oktupóldeformált rotációs sávot azonosítottunk. A rezonanciaszerkezet analízisének eredményeit az alábbi pontokban foglaltam össze:

- Az illesztett rotációs sávok tehetetlenségi nyomatékának χ^2 -analíziséből $\hbar^2/2\mathcal{J}=2.1\pm 0.2$ keV adódott.
- A hiperdeformált állapotok impulzusmomentumára a szögeloszlásadatok feldolgozása alapján $K=1$ valószínűsíthető.
- Az állapotok sűrűségének vizsgálata alapján a hiperdeformált alapállapot gerjesztési energiája $E_{III}=3.1\pm 0.4$ MeV.

Summary

Recently, one of the most exciting aspects of the nuclear structure studies are the intensive development of new 4π detector arrays, which enabled the investigation of nuclei with exotic shapes. The study of superdeformed nuclear shapes (2:1 ratio for the long to short axis) in the rear earth region has been of great interest in the last decade. However, large deformations were discovered (fission isomers) in the actinide region already three decades ago.

The existence of the fission isomers was interpreted as metastable ground states in a second, superdeformed minimum at $\beta_2 \approx 0.6$ in the deformation potential surface calculated by Strutinsky's shell-correction method.

According to more advanced shell-correction calculations a third, hyperdeformed minimum appears in the potential energy surface of the light actinides.

At higher excitation energies, where intrinsic excitations coupled to some near-lying β -vibrations with given fission width are strongly involved, just below the barrier transmission resonance structures appear in the fission probability, peaking at the vibrational energies. As a consequence of this coupling-effect due to the damping of the vibrational strength, some superdeformed (hyperdeformed) intrinsic states in the vicinity of the vibration can be observed in the fine structure of the fission resonances.

My PhD-work was devoted to performing high resolution experiments in order to identify super- and hyperdeformed rotational bands in the fine structures of the fission resonances. The observation of the rotational band members enabled the determination of the moment of inertia, which was characteristic to the nuclear deformation.

The selection of ^{240}Pu was motivated by the fact, that several high

resolution experiments have been performed to study the fission resonances of this nucleus, although neither of them was able to deduce moments of inertia and to prove the presence of superdeformed states in the resonance structure.

Furthermore, we also planned to investigate the fission resonances of ^{234}U and ^{236}U nuclei in order to find reliable interpretation on the fine structure in contrast to the ambiguous result of ^{234}U in the literature. The distribution of the identified hyperdeformed states, similarly to the case of ^{240}Pu , gave relevant information on the excitation energy of the hyperdeformed ground state for the first time.

We have performed five experiments on ^{240}Pu , ^{234}U and ^{236}U at the 103cm isochronous cyclotron laboratory of the Institute of Nuclear Research in Debrecen, and at the 15.2 MV tandem laboratory of the Ludwig Maximilians University in Munich. The fissioning nuclei were excited in (d,p)-reaction at beam energy of $E_d \approx 10\text{--}13$ MeV, and with beam current of $I_d \approx 200\text{--}300$ nA. We measured the spectrum of the outgoing protons in coincidence with fission fragments. The energy of the protons determined the excitation energy of the residual fissioning nuclei with a resolution of $\Delta E \approx 5\text{--}18$ keV. In order to assign reliable angular momenta to the observed resonances I have built several position sensitive avalanche detectors, that measured the angular distribution of the fission fragments with respect to the recoil axis of the fissioning nucleus.

As a result of the experiments on ^{240}Pu we were able to observe the fine structure of the fission resonances at $E^*=4.5$ and 5.1 MeV for the first time, that were previously known from modest resolution work. The $E^*=4.5$ MeV resonance group contained several well separated peaks, while the $E^*=5.1$ MeV group showed a highly overlapping region of peaks. The new experimental results deduced from the analysis of

the resonance structures of ^{240}Pu are the following:

- In the $E^*=4.5$ MeV resonance group six $K^\pi=0^+$ rotational bands were identified on the basis of analyzing the spacings between the peaks that were dedicated to form rotational bands. In the $E^*=5.1$ MeV resonance group 15 $K^\pi=0^+$ rotational bands were identified. The evaluation of the fission fragment angular distribution data confirmed the general presence of $K^\pi=0^+$ states. Taking into account the results of earlier DWBA calculations for the $^{239}\text{Pu}(d,p)$ reaction, we assumed that compound states only with $J \leq 4$ angular momenta were populated with considerable probability.
- The moment of inertia of the observed $K^\pi=0^+$ rotational bands was determined by χ^2 -analysis. The rotational parameter was found to be $\hbar^2/2\mathcal{J}=3.19\pm 0.17$ keV. This moment of inertia was compared to the results of electron conversion and γ -spectroscopic measurements of the low-lying superdeformed states. The general increase of the moment of inertia as a function of the excitation energy is much less remarkable than it was found for the $K^\pi=0^+$ states in the first minimum.
- The relative population probabilities of the $J^\pi=2^+$ and 0^+ states were determined by the fitting procedure in the $E^*=4.4$ – 5.4 MeV region.
- The probability distribution of the spacings of the neighbouring band-heads was well approximated by the Wigner-type distribution, which is characteristic to the distributions of complete series of states with equal angular momenta. Analyzing the spacing distributions by the back-shifted Fermi-gas level density the

excitation energy of the fission isomeric state was estimated to be $E_{II}=2.25\pm 0.2$ MeV. (Uncertainties of the level density calculations are not included.)

- The result of this method agreed well with the fission isomer energies determined by the extrapolation of isomer population excitation functions.

As a result of the experiments on ^{236}U we observed three enhanced narrow resonances and a broader resonance with low intensity. Considering the relations of the barrier tops and the coupling strengths through the barriers the broad resonance was interpreted as the consequence of a superdeformed β -vibration. The higher-lying narrow resonances can only be resulted from hyperdeformed states because of the weaker coupling through the high outer barriers. The 30 keV widths of the three resonances are in good agreement with that of a rotational band with a typical hyperdeformed moment of inertia. The intensity distribution of the band members was taken from the calculated population probabilities of different J^π states in the $^{235}\text{U}(\text{d,p})$ reaction.

The new experimental results deduced from the analysis of the resonances of ^{236}U are the following:

- Three hyperdeformed (octupole) rotational bands were identified at $E^*=5.27$, 5.37 and 5.47 MeV by fitting the resonance shapes.
- The best fit was obtained by assuming $K=4$ angular momentum for the rotational bands. The evaluation of the fission fragment angular distribution data confirmed the presence of a $K=4$ band for the $E^*=5.47$ MeV resonance.

- The rotational parameter determined by χ^2 -analysis was found to be $\hbar^2/2\mathcal{J}=1.6_{-0.4}^{+1.0}$ keV in good agreement with the value obtained for the Th isotopes.
- Considering the spacings between the resonances an $E_{III} \approx 3.4$ MeV hyperdeformed ground state was estimated, however the uncertainties are much larger than it was determined in the case of ^{240}Pu .

The identification of hyperdeformed rotational bands in ^{236}U was the first experimental evidence for the general presence of the third minimum in the light actinides. Contrary to the undamped fission resonances of the Th isotopes, we observed a considerable damping of a hyperdeformed vibrational strength distributed on three intrinsic excited states.

In addition, I participated in further investigations of the hyperdeformed states of ^{234}U . In this nucleus a dense structure of fission resonances was observed with high energy resolution of 5 keV. In the fine structure more than 20 hyperdeformed rotational bands were identified by similar methods we applied for the previous nuclei. The fission fragment angular distribution data suggested a uniform $K=1$ angular momentum for the whole structure. The χ^2 -analysis of the fitting procedure resulted in a moment of inertia of $\hbar^2/2\mathcal{J}=2.1\pm 0.2$ keV. Analyzing the probability distribution of the spacings between the observed states the hyperdeformed ground state was estimated to be $E_{III}=3.1\pm 0.4$ MeV.

The results on the hyperdeformed ground state energies show a general feature of a deeper third minimum than it was believed earlier. More recent theoretical calculations suggested a rather deep third minimum in the light actinides, in a very good agreement with our experimental results.

A. függelék

Adatfeldolgozás a PAW++ programmal

A PSD-fókuszsíkdetektorokhoz kapcsolódó mérőrendszer és az LMDP adatgyűjtő program által létrehozott eseményfájlokat egy LMDPORIZ nevű program HBOOK-formátumra konvertálta, amelyet a PAW++ egyszerű utasításokon keresztül tudott kezelni. Az SWPC-detektor mérőrendszerének és az MLLE adatgyűjtő programnak az eseményfájljai szintén HBOOK-formátumra lettek konvertálva.

sorszám	1	2	3	4	5	6	7	8
hbook-paraméter	u1	d1	l1	r1	u2	d2	l2	r2
TDC-csatorna	[U ₁]	[D ₁]	[L ₁]	[R ₁]	[U ₂]	[D ₂]	[L ₂]	[R ₂]
sorszám	9	10	11	12				
hbook-paraméter	pe1	e1	pe2	e2				
ADC-csatorna	[P ₁ ×E ₁]	[E ₁]	[P ₂ ×E ₂]	[E ₂]				

16. táblázat: A debreceni, PSAD-hasadási detektorokkal végzett mérések HBOOK-eseményfájljainak szerkezete.

sorszám	1	2	3	4
hbook-paraméter	mwad1	mwad2	mwad3	mwad4
TDC-csatorna	[DU]	[DD]	[DL]	[DR]
sorszám	5	6	7	8
hbook-paraméter	pe1	e1	pe2	e2
ADC-csatorna	[P ₁ ×E ₁]	[E ₁]	[P ₂ ×E ₂]	[E ₂]

17. táblázat: A debreceni, MWAD-hasadási detektorokkal végzett mérések HBOOK-eseményfájljainak szerkezete.

sorszám	1	2	3	4	5	6	7	8
hbook-paraméter	u1	d1	l1	r1	u2	d2	l2	r2
TDC-csatorna	[U ₁]	[D ₁]	[L ₁]	[R ₁]	[U ₂]	[D ₂]	[L ₂]	[R ₂]
sorszám	9	10	11	12				
hbook-paraméter	scl	scr	ene	angle				
ADC-csatorna	[SCL]	[SCR]	E	φ				

18. táblázat: A müncheni mérések HBOOK-eseményfájljainak szerkezete. E jelöli a fókuszsíkdetektor eseményváltozóiból (32) és (33) alapján származtatott gerjesztési energiát a fókuszsík-rekonstrukció elvégzése után, φ pedig a két SWPC-detektor által meghatározott becsapódási szöget.

Az MLLE off-line adatfeldolgozó programja az SWPC-fókuszsíkdetektor 16 ADC-csatornáját 4 eseményváltozóvá konvertálta a könnyebb kezelhetőség céljából. Az így előállított HBOOK-fájlok szerkezetét a 16-18. táblázatok ismertetik.

Az eseményfájlok feldolgozására a PAW++ utasításaiból parancsfájlokat és kiegészítő FORTRAN-rutinokat szerkesztettem. Az alábbiakban példaként a $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ mérés adatfeldolgozásának legfontosabb lépéseit mutatom be:

1) Az HBOOK-fájlok összefűzése és megnyitása:

```
ntuple/chain ch1 pu1.hbook pu2.hbook pu3.hbook ...
cd //ch1
```

2) Szög- és repülési-időspektrumok generálása a megfelelő kapuzások meghatározása céljából:

```
ntuple/plot [id].(u1+d1)/8 ! -1
ntuple/plot [id].(l1+r1)/8 ! -2
ntuple/plot [id].(u2+d2)/8 ! -3
```

```

ntuple/plot [id].(l2+r2)/8 ! -4
ntuple/plot [id].angle ! -5

```

Az HBOOK-eseményfájlok előállításakor a protonok szelekciója már megtörtént, ellenkező esetben a véletlen koincidenziák nagy száma miatt nehezen lehetne a repülési-időspektrumban a valós koincidenziákat azonosítani.

3) Az 1-5 hisztogramok alapján megállapíthatók a valós koincidenziájú, és valós becsapódási szögű események határai. Ezeket, mint valós konstansokat, szögletes zárójel között tudja a PAW++ azonosítani:

```

* RERA-csúcs:
ntuple/cut 1 [Ta1]<(u1+d1)/8<[Tf1]
ntuple/cut 2 [Ta2]<(l1+r1)/8<[Tf2]
ntuple/cut 3 [Ta3]<(u2+d2)/8<[Tf3]
ntuple/cut 4 [Ta4]<(l2+r2)/8<[Tf4]
ntuple/cut 5 $1.or.$2.or.$3.or.$4
* RA-háttér:
ntuple/cut 11 (u1+d1)/8<[Ta1].or.[Tf1]<(u1+d1)/8<500
ntuple/cut 12 (l1+r1)/8<[Ta2].or.[Tf2]<(l1+r1)/8<500
ntuple/cut 13 (u2+d2)/8<[Ta3].or.[Tf3]<(u2+d2)/8<500
ntuple/cut 14 (l2+r2)/8<[Ta4].or.[Tf4]<(l2+r2)/8<500
ntuple/cut 15 $11.or.$12.or.$13.or.$14
* szög-kapuzás:
ntuple/cut 6 [Aa]<angle<[Af]

```

4) A koincidenziaspektrumok generálását az imént definiált kapuzások felhasználásával végeztem el:

```

* RERA-csúcsra:
ntuple/plot [id].ene $6.and.$5 -10
* RA-háttérre:
ntuple/plot [id].ene $6.and.$15 -11

```

5) A tisztán valós koincidenciák protonspektruma a RERA-spektrum és a RA-spektrum kivonásával állítható elő:

```
factor=( [Tf1] - [Ta1] ) / ( 500 - [Tf1] + [Ta1] )
subtract 10 11 12 1 [factor]
```

6) A hasadási termékek szögeloszlásának származtatásához a RERA-csúcsra kapuzva egy kétdimenziós, a RA-háttérre kapuzva pedig egy egydimenziós hisztogramot generáltam. Azon hasadási eseményeket, amelyeket csak az egyik detektorsík észlelt, ki kellett zárni a feldolgozásból, mivel azok mind a 0. csatornában jelennek meg a kivonás következtében, és meghamisítanák a szögeloszlást.

Példaként a PSAD-1 detektor adatainak feldolgozását említem:

```
nt/cut 7 u1<2000.and.d1<2000.and.l1<2000.and.r1<2000
```

```
* RERA-csúcsra:
```

```
nt/pl [id] .fnxy.f(p3-p4,p1-p2,20)%ene _
                                     $5.and.$6.and.$7 -13
```

```
* RA-háttérre:
```

```
nt/pl [id] .fnxy.f(p3-p4,p1-p2,0) _
                                     $15.and.50<ene.and.$7 -14
```

ahol az `fnxy.f(x,y,γ)` külső függvény a hasadási termékek x , y becsapódási pozíciójának a γ visszalökődési tengelyhez képest mért szögét számítja:

```
REAL FUNCTION FNXY(X,Y,RHO)
```

```
DF=71.
```

```
DR=82.
```

```
ETA=22.3.
```

```
GAMMA=67.7-RHO
```

```
TODEG=57.296
```

```
AX=-0.165837
```

```
BX=580.777
```

```

AY=-0.055453
BY=531.338

XX=4.*(AX*X+BX)
YY=4.*(AY*Y+BY)*DR/DF

RR2=YY**2+(DR*TAN(GAMMA/TODEG)-XX)**2
D0=DR/COS(GAMMA/TODEG)
D2=XX**2+YY**2+DR**2
FNXY=ACOS((D0**2+D2-RR2)/(2.*D0*SQRT(D2)))*TODEG
RETURN
END

```

ahol az ax, bx, ay, by konverziós együtthatókat a PSAD-detektorok pozícióspektrumainak analizálásával határoztam meg:

```

ntuple/plot [id].u1-d1 ! -1
ntuple/plot [id].l1-r1 ! -2
:

```

7) Az előállított koincidenciaspektrumban (12-es hisztogram) a rezonanciák alatt kijelölt tartományokra összegeztem a 13-as hisztogram szögeloszlásait és elosztottam a véletlen koincidenciák szögeloszlását tartalmazó 14-es hisztogrammal. Ezeket a normált szögeloszlásokat Legendre-polinomokkal illesztettem. A vx vektor a szögértékeket, vy , $vyerror$ pedig a szögeloszlást és annak számított statisztikus hibáját tartalmazta:

```

vector/fit vx vy vyerror legendre.f Q0 3 _
par ! ! ! parerror

```

ahol a par vektor tartalmazza a Legendre-polinomok normált együtthatóit, $parerror$ pedig annak abszolút hibáit:

```

a2=par(2); a2error=parerror(2)
a4=par(3); a4error=parerror(3)

```

A `legendre.f` külső illesztőfüggvény :

```
REAL FUNCTION LEGENDRE(A)
COMMON /HCFITD/PAR

X=cos(A/57.296)
P0=1.
P2=0.5*(3.*X**2-1.)
P4=0.125*(35.*X**4-30.*X**2+3.)
LEGENDRE=PAR(1)*(1.+PAR(2)*P2+PAR(3)*P4)
END
```

A hasadási detektorok hatásfokának lassú időbeli változását is figyelembe vettem a szögeloszlásadatok kiértékelésekor. Az eseményfájlokat hat csoportra osztottam fel, amelyeken belül már állandónak tekinthető a hatásfok eloszlása. Minden csoporton belül előállítottam a normált szögeloszlásokat, melyekből a végleges szögeloszlást azok hibáival súlyozott átlagolásával számítottam ki.

B. függelék

^{240}Pu illesztett $K^\pi=0^+$ sávjainak gerjesztési energiája és amplitúdója

sorszám	$E_{J=0}^*$ (keV)	A (a.u.)
1	4434	4.7
2	4526	12.2
3	4625	10.8
4	4681	3.1
5	4704	4.3
6	4733	5.7
7	4826	27.6
8	4849	15.0
9	4886	57.3
10	4921	51.1
11	4940	14.2
12	4972	11.6
13	4984	31.7
14	4996	32.3
15	5022	62.7
16	5049	41.8
17	5063	48.0
18	5076	40.2
19	5121	52.7
20	5133	34.2
21	5174	

Irodalomjegyzék

- [An70] B.L. Andersen *et al.*, Nucl. Phys. **A147** (1970) 33
- [Ba71] B.B. Back, *et al.*, Nucl. Phys. **A165** (1971) 449
- [Ba72] B.B. Back *et al.*, Phys. Rev. Lett. **28** (1972) 1707
- [Ba74a] B.B. Back *et al.*, Phys. Rev. **C9** (1974) 1924
- [Ba74b] B.B. Back, Nucl. Phys. **A228** (1974) 323
- [Ba79] H. Backe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 490
- [Ba89] F-M. Baumann, Nucl. Phys. **A502** (1989) 271c
- [Ba98] H. Backe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 920
- [Be87] R. Bengtsson *et al.*, Nucl. Phys. **A473** (1987) 77
- [Be94] D. Beaumel *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) 2444
- [Bj67] S. Bjørnholm *et al.*, Nucl. Phys. **A95** (1967) 513
- [Bj68] S. Bjørnholm *et al.*, Nucl. Phys. **A118** (1968) 241
- [Bj80] S. Bjørnholm and J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 725
- [Bl72] H.P. Blok, PhD-thesis, Vrije Universiteit, Amsterdam, (1972) unpublished
- [Bl75] J. Blons *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1749
- [Bl78] J. Blons *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1282
- [Bl84] J. Blons *et al.*, Nucl. Phys. **A414** (1984) 1
- [Bl88] J. Blons *et al.*, Nucl. Phys. **A477** (1988) 231
- [Bl89] J. Blons, Nucl. Phys. **A502** (1989) 121c
- [Bo39] N. Bohr and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426
- [Bo56] A. Bohr, On the theory of nuclear fission, Vol. I, New York, (1956) 151

- [Bo75] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure Vol. II, Benjamin, New York, (1975)
- [Bo77] J. Borggreen *et al.*, Nucl. Phys. **A279** (1977) 189
- [Bo94] J.A. Bordewijk *et al.*, Nucl. Phys. **A574** (1994) 453
- [Br68] H.C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **175** (1968) 1525
- [Br71] H.C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **C4** (1971) 1444
- [Br73] H.C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **C7** (1973) 801
- [Br80] A. Breskin *et al.* Nucl. Inst. Meth. **178** (1980) 11
- [Br81] T.A. Brody *et al.* Rev. Mod. Phys. **53** (1981) 385
- [Br82] A. Breskin, Nucl. Inst. Meth. **196** (1982) 11
- [Cr88] P.C.N. Crouzen, PhD-thesis, KVI, Groningen, (1988) unpublished
- [Ćw94] S. Ćwiok *et al.*, Phys. Lett. **322B** (1984) 304
- [Di80] F.C. Difilippo *et al.*, Phys. Rev. **C21** (1980) 1400
- [Dr83] J. Drexler *et al.*, Nucl. Phys. **A41** (1983) 17
- [vEg88] T. von Egidy *et al.*, Nucl. Phys. **A481** (1988) 189
- [Er72] G.A. Erskine, Nucl. Inst. Meth. **105** (1972) 565
- [Fl67] G.N. Flerov *et al.*, Nucl. Phys. **A97** (1967) 444
- [Fr66] J.S. Fraser and J.C.D. Milton, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16** (1966) 379
- [Ga99] D. Gassmann PhD-thesis, LMU München (1999) unpublished
- [Ge63] L. George, Phys. Rev. **131** (1963) 722
- [Gl76] P. Glässel *et al.*, Nucl. Phys. **A256** (1976) 220
- [Go78] P.D. Goldstone *et al.*, Phys. Rev. **C18** (1978) 1706
- [Goe78] U. Goerlach *et al.*, Z. Physik **287** (1978) 171

- [Goe82] U. Goerlach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1160
- [Gu71] C. Gustafsson *et al.*, Phys. Lett. **34B** (1971) 349
- [Ha77] D. Habs *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 387
- [Ha83] D. Habs *et al.*, Phys. Scripta **T5** (1983) 183
- [Ha89] D. Habs, Nucl. Phys. **A502** (1989) 105c
- [He87] R. Hertenberger *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A258** (1987) 201
- [Hi53] D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1102
- [Ho80] W.M. Howard and P. Möller, At. Data Nucl. Data Tab. **25** (1980) 220
- [Ig69] A.V. Ignatyuk *et al.*, Phys. Lett. **29B** (1969) 209
- [Ja72] G.D. James *et al.*, Nucl. Phys. **A189** (1972) 225
- [Jo61] S.A.E. Johansson, Nucl. Phys. **A22** (1961) 529
- [Ju80] M. Just, Proc. on IAEA 1979, (1980) 71
- [Ka83] J. Kantele *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 91
- [Ka84] J. Kantele *et al.*, Phys. Rev. **C29** (1984) 1693
- [Kr91] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1287
- [Kr94] A. Krasznahorkay *et al.*, Nucl. Phys. **A567** (1994) 521
- [Kr99] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3216
- [La69] N.L. Lark *et al.*, Nucl. Phys. **A139** (1969) 481
- [Læ79] E. Lægsgaard, Nucl. Inst. Meth. **162** (1979) 93
- [Me70] V. Metag *et al.*, Proc. on IAEA 1969, (1970) 449
- [Me75] V. Metag, Nukleonika **20** (1975) 789
- [Me80] V. Metag *et al.*, Phys. Rep. **65** (1980) 1
- [Me99] A. Metz, PhD-thesis, LMU München (1999) unpublished
- [Mi68] E. Migneco and J. Theobald, Nucl. Phys. **A112** (1968) 603
- [Mö70] P. Möller and S.G. Nilsson, Phys. Lett. **31B** (1970) 283

- [Mö72] P. Möller, Nucl. Phys. **A192** (1972) 529
- [Mö74] P. Möller and J.R. Nix, Proc. on IAEA 1973, **1** (1974) 103
- [Na73] M.N. Namboodiri *et al.*, Phys. Rev. **C7** (1973) 1222
- [No59] J.A. Northrop *et al.*, Phys. Rev. **115** (1959) 1277
- [Pa68] B.H. Patrick and G.D. James, Phys. Lett. **28B** (1968) 258
- [Pa71] V.V. Pashkevich, Nucl. Phys. **A169** (1971) 275
- [Pa98] D. Pansegrau, PhD-thesis, Heidelberg (1998) unpublished
- [Pe69] J. Pedersen and B.D. Kuzminov, Phys. Lett. **29B** (1969) 176
- [Po62] S.M. Polikanov *et al.*, ZhETF **42** (1962) 1464;
S. Polikanov *et al.*, Sov. Phys. JETP **15** (1962) 1016
- [Po70] S.M. Polikanov and G. Sletten, Nucl. Phys. **A151** (1970) 656
- [Po92] V. Yu. Ponomarev and A. Krasznahorkay, Nucl. Phys. **A550** (1992) 150
- [Ra78] I. Ragnarsson *et al.*, Phys. Rep. **45** (1978) 3
- [Ra97] T. Rauscher *et al.*, Phys. Rev. **C56** (1997) 1613
- [Ru75] P.A. Russo *et al.*, Nucl. Phys. **A240** (1975) 13
- [Sch72] M. Schmorak *et al.*, Nucl. Phys. **A178** (1972) 410
- [Sch89] J. Schirmer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 2196
- [Si85] A. Sicre *et al.*, Nucl. Phys. **A445** (1985) 37
- [So73] A. Sobiczewski *et al.*, Nucl. Phys. **A202** (1973) 274
- [Sö94] P.-O. Söderman *et al.*, Nucl. Phys. **A576** (1994) 215
- [Sö95] P.-O. Söderman *et al.*, Nucl. Phys. **A587** (1995) 55
- [Sp66] H.J. Specht *et al.*, Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 1187
- [Sp70] H.J. Specht *et al.*, Proc. on IAEA 1969, (1970) 363

-
- [Sp72] H.J. Specht *et al.*, Phys. Lett. **41B** (1972) 43
[Sp67] J.E. Spencer, H.A. Enge, Nucl. Instr. Meth. **49** (1967) 181
[St67] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95** (1967) 420
[St68] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A122** (1968) 1
[Sw55] W.J. Swiatecki, Phys. Rev. **100** (1955) 937
[U178] G. Ulfert *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **148** (1978) 369
[Za91] E. Zanotti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A310** (1991) 706
[Wa91] C. Wagemans, Nuclear Fission Process, CRC Press,
Boca Raton, (1991)

Az értekezés témakörében megjelent közlemények

1. Krasznahorkay A., **Hunyadi M.**, Harakeh M.N., Csatlós M., Faestermann T., Gollwitzer A., Graw G., Gulyás J., Habs D., Hertenberger R., Maier H.J., Máté Z., Rudolph D., Thierolf P., Tímár J., Valnion B.D.: Experimental evidence for hyperdeformed states in U isotopes
Phys. Rev. Lett., **80** (1998) 2073
2. Krasznahorkay A., Habs D., **Hunyadi M.**, Gassmann D., Csatlós M., Eisermann Y., Faestermann T., Graw G., Gulyás J., Hertenberger R., Maier H.J., Máté Z., Metz A., Ott J., Thierolf P., van der Werf S.Y.: On the excitation energy of the ground state in the third minimum
Physics Letters, **B461** (1999) 15
3. **Hunyadi M.**, Krasznahorkay A., Csatlós M., Eisermann Y., Faestermann T., Gassmann D., Graw G., Gulyás J., Habs D., Hertenberger R., Maier H.J., Metz A., Máté Z., Ott J., Thierolf P.: Multi-phonon superdeformed states in ^{240}Pu
Acta Phys. Polonica, **B30** (1999) 1263
4. Krasznahorkay A., **Hunyadi M.**, Csatlós M., Eisermann Y., Faestermann T., Gassmann D., Graw G., Gulyás J., Habs D., Hertenberger R., Maier H.J., Metz A., Máté Z., Ott J., Thierolf P.: Hyperdeformed rotational bands in ^{234}U
Acta Phys. Polonica, **B30** (1999) 1467

5. Krasznahorkay A., **Hunyadi M.**, Csatlós M., Diószegi I., Gulyás J., Máté Z.: Evidence for hyperdeformed nuclear shape in ^{236}U
Acta Phys. Polonica, **B27** (1996) 139
6. Csatlós M., Krasznahorkay A., **Hunyadi M.**, Gulyás J., Máté Z., Molnár J., Tímár J., Végh J.: Properties of ^{236}U at the third-minimum deformation
Acta Phys. Polonica, **B27** (1996) 139
7. Krasznahorkay A., **Hunyadi M.**, Csatlós M., Balanda A., Gollwitzer A., Graw G., Gulyás J., Habs D., Hertenberger R., Maier H.J., Máté Z., Rudolph D., Thierolf P., Tímár J., Valnion B.D.: Hyperdeformed states in the third minimum of the fission potential, Int. Symp. on Exotic Nuclear Shapes, Debrecen,
Heavy Ion Physics, **7** (1998) 35
8. **Hunyadi M.**, Krasznahorkay A.: Hyperdeformation phenomena in the uranium region
Proceedings on *Int. Conf. of PhD-students, Natural Science*, Miskolc 1997, (1997) 76
9. Krasznahorkay A., **Hunyadi M.**, Csatlós M., Gulyás J., Máté Z., Molnár J., Tímár J., Végh J., Gassmann D., Gollwitzer A., Graw G., Habs D., Hertenberger R., Metz A., Rudolph D., Thierolf P., Valnion B.D.: Hyperdeformed states in ^{236}U
Proceedings on *Int. Symp. on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei*, Brolo 1996, Italy, (1997) 330

10. **Hunyadi M.**, Krasznahorkay A., Harakeh M.N., Csatlós M., Gassmann D., Gollwitzer A., Graw G., Gulyás J., Habs D., Her-tenberger R., Kruppa A.T., Máté Z., Metz A., Rudolph D., Thi-rolf P., Tímár J., Valnion B.D., Maier H.J.: Hyperdeformation phenomena in Uranium nuclei

Proceedings on *Advances in Nuclear Physics and Related Areas*, Thessaloniki 1997, Greece, (nyomdában)

Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt köszönetemet fejezem ki dr. Krasznahorkay Attilának, az Atommagkutató Intézet Magspektroszkópai Osztálya vezetőjének az elmúlt évek során nyújtott segítségéért és támogatásáért, mellyel nagymértékben hozzájárult munkám sikeres elvégzéséhez.

Köszönetemet szeretném kifejezni a Magspektroszkópai Osztály dolgozóinak, elsősorban dr. Csatlós Margitnak, dr. Gulyás Jánosnak és dr. Máté Zoltánnak a dolgozatom elolvasásakor tett kritikai észrevételeikért, valamint azért, hogy munkám során mindig számíthattam segítőkészségükre.

Német kollégáinknak is szeretnék köszönetet mondani, akik segítségemre voltak a müncheni kísérletek elvégzésében, azok előkészítésében és az adatok feldolgozásában. Elsősorban dr. Dieter Habs és dr. Gerhard Graw professzor uraknak, valamint David Gassmann-nak, dr. Ralph Hertenbergernek, dr. Alexander Metznek, dr. Peter Thirolfnak és dr. Thomas Faestermann-nak tartozom hálával.

A németországi kísérletekben való részvételemet és kinntartózkodásomat a Német Akadémia DAAD programja, valamint a DFG Alapítvány tette lehetővé. A kísérleti eszközök beszerzését az OTKA és az NWO támogatta.

A hasadási detektorok alkatrészeinek igényes elkészítéséért köszönetet mondok Félegyházi Lórántnak is.

Dolgozatom elkészítését a Magyar SOROS Alapítvány egyéves doktori ösztöndíjjal támogatta.

Végül köszönetet mondok a családomnak is, akik mindvégig támogattak dolgozatom elkészítésében, megértésükkel és bátorításukkal járultak hozzá munkám sikeres befejezéséhez.



Irodalomjegyzék

- [An70] B.L. Andersen *et al.*, Nucl. Phys. **A147** (1970) 33
- [Ba71] B.B. Back, *et al.*, Nucl. Phys. **A165** (1971) 449
- [Ba72] B.B. Back *et al.*, Phys. Rev. Lett. **28** (1972) 1707
- [Ba74a] B.B. Back *et al.*, Phys. Rev. **C9** (1974) 1924
- [Ba74b] B.B. Back, Nucl. Phys. **A228** (1974) 323
- [Ba79] H. Backe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 490
- [Ba89] F-M. Baumann, Nucl. Phys. **A502** (1989) 271c
- [Ba98] H. Backe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 920
- [Be87] R. Bengtsson *et al.*, Nucl. Phys. **A473** (1987) 77
- [Be94] D. Beaumel *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) 2444
- [Bj67] S. Bjørnholm *et al.*, Nucl. Phys. **A95** (1967) 513
- [Bj68] S. Bjørnholm *et al.*, Nucl. Phys. **A118** (1968) 241
- [Bj80] S. Bjørnholm and J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 725
- [Bl72] H.P. Blok, PhD-thesis, Vrije Universiteit, Amsterdam, (1972)
unpublished
- [Bl75] J. Blons *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1749
- [Bl78] J. Blons *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1282
- [Bl84] J. Blons *et al.*, Nucl. Phys. **A414** (1984) 1
- [Bl88] J. Blons *et al.*, Nucl. Phys. **A477** (1988) 231

- [Bl89] J. Blons, Nucl. Phys. **A502** (1989) 121c
- [Bo39] N. Bohr and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426
- [Bo56] A. Bohr, On the theory of nuclear fission, Vol. I, New York, (1956) 151
- [Bo75] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure Vol. II, Benjamin, New York, (1975)
- [Bo77] J. Borggreen *et al.*, Nucl. Phys. **A279** (1977) 189
- [Bo94] J.A. Bordewijk *et al.*, Nucl. Phys. **A574** (1994) 453
- [Br68] H.C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **175** (1968) 1525
- [Br71] H.C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **C4** (1971) 1444
- [Br73] H.C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **C7** (1973) 801
- [Br80] A. Breskin *et al.* Nucl. Inst. Meth. **178** (1980) 11
- [Br81] T.A. Brody *et al.* Rev. Mod. Phys. **53** (1981) 385
- [Br82] A. Breskin, Nucl. Inst. Meth. **196** (1982) 11
- [Cr88] P.C.N. Crouzen, PhD-thesis, KVI, Groningen, (1988) unpublished
- [Ćw94] S. Ćwiok *et al.*, Phys. Lett. **322B** (1984) 304
- [Di80] F.C. Difilippo *et al.*, Phys. Rev. **C21** (1980) 1400
- [Dr83] J. Drexler *et al.*, Nucl. Phys. **A41** (1983) 17
- [vEg88] T. von Egidy *et al.*, Nucl. Phys. **A481** (1988) 189
- [Er72] G.A. Erskine, Nucl. Inst. Meth. **105** (1972) 565
- [Fl67] G.N. Flerov *et al.*, Nucl. Phys. **A97** (1967) 444
- [Fr66] J.S. Fraser and J.C.D. Milton, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16** (1966) 379
- [Ga99] D. Gassmann PhD-thesis, LMU München (1999) unpublished
- [Ge63] L. George, Phys. Rev. **131** (1963) 722
- [Gl76] P. Glässel *et al.*, Nucl. Phys. **A256** (1976) 220

-
- [Go78] P.D. Goldstone *et al.*, Phys. Rev. **C18** (1978) 1706
- [Goe78] U. Goerlach *et al.*, Z. Physik **287** (1978) 171
- [Goe82] U. Goerlach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1160
- [Gu71] C. Gustafsson *et al.*, Phys. Lett. **34B** (1971) 349
- [Ha77] D. Habs *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 387
- [Ha83] D. Habs *et al.*, Phys. Scripta **T5** (1983) 183
- [Ha89] D. Habs, Nucl. Phys. **A502** (1989) 105c
- [He87] R. Hertenberger *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A258** (1987) 201
- [Hi53] D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1102
- [Ho80] W.M. Howard and P. Möller, At. Data Nucl. Data Tab. **25** (1980) 220
- [Ig69] A.V. Ignatyuk *et al.*, Phys. Lett. **29B** (1969) 209
- [Ja72] G.D. James *et al.*, Nucl. Phys. **A189** (1972) 225
- [Jo61] S.A.E. Johansson, Nucl. Phys. **A22** (1961) 529
- [Ju80] M. Just, Proc. on IAEA 1979, (1980) 71
- [Ka83] J. Kantele *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 91
- [Ka84] J. Kantele *et al.*, Phys. Rev. **C29** (1984) 1693
- [Kr91] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1287
- [Kr94] A. Krasznahorkay *et al.*, Nucl. Phys. **A567** (1994) 521
- [Kr99] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3216
- [La69] N.L. Lark *et al.*, Nucl. Phys. **A139** (1969) 481
- [Læ79] E. Lægsgaard, Nucl. Inst. Meth. **162** (1979) 93
- [Me70] V. Metag *et al.*, Proc. on IAEA 1969, (1970) 449
- [Me75] V. Metag, Nukleonika **20** (1975) 789
- [Me80] V. Metag *et al.*, Phys. Rep. **65** (1980) 1
- [Me99] A. Metz, PhD-thesis, LMU München (1999) unpublished
- [Mi68] E. Migneco and J. Theobald, Nucl. Phys. **A112** (1968) 603

- [Mö70] P. Möller and S.G. Nilsson, Phys. Lett. **31B** (1970) 283
- [Mö72] P. Möller, Nucl. Phys. **A192** (1972) 529
- [Mö74] P. Möller and J.R. Nix, Proc. on IAEA 1973, **1** (1974) 103
- [Na73] M.N. Namboodiri *et al.*, Phys. Rev. **C7** (1973) 1222
- [No59] J.A. Northrop *et al.*, Phys. Rev. **115** (1959) 1277
- [Ny84] B.M. Nyakó *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 507
- [Pa68] B.H. Patrick and G.D. James, Phys. Lett. **28B** (1968) 258
- [Pa71] V.V. Pashkevich, Nucl. Phys. **A169** (1971) 275
- [Pa98] D. Pansegrau, PhD-thesis, Heidelberg (1998) unpublished
- [Pe69] J. Pedersen and B.D. Kuzminov, Phys. Lett. **29B** (1969) 176
- [Po62] S.M. Polikanov *et al.*, ZhETF **42** (1962) 1464; S. Polikanov *et al.*, Sov. Phys. JETP **15** (1962) 1016
- [Po70] S.M. Polikanov and G. Sletten, Nucl. Phys. **A151** (1970) 656
- [Po92] V. Yu. Ponomarev and A. Krasznahorkay, Nucl. Phys. **A550** (1992) 150
- [Ra78] I. Ragnarsson *et al.*, Phys. Rep. **45** (1978) 3
- [Ra97] T. Rauscher *et al.*, Phys. Rev. **C56** (1997) 1613
- [Ru75] P.A. Russo *et al.*, Nucl. Phys. **A240** (1975) 13
- [Sch72] M. Schmorak *et al.*, Nucl. Phys. **A178** (1972) 410
- [Sch89] J. Schirmer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 2196
- [Si85] A. Sicre *et al.*, Nucl. Phys. **A445** (1985) 37
- [So73] A. Sobiczewski *et al.*, Nucl. Phys. **A202** (1973) 274
- [Sö94] P.-O. Söderman *et al.*, Nucl. Phys. **A576** (1994) 215
- [Sö95] P.-O. Söderman *et al.*, Nucl. Phys. **A587** (1995) 55
- [Sp66] H.J. Specht *et al.*, Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 1187
- [Sp70] H.J. Specht *et al.*, Proc. on IAEA 1969, (1970) 363
- [Sp72] H.J. Specht *et al.*, Phys. Lett. **41B** (1972) 43

- [Sp67] J.E. Spencer, H.A. Enge, Nucl. Instr. Meth. **49** (1967) 181
- [St67] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95** (1967) 420
- [St68] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A122** (1968) 1
- [Sw55] W.J. Swiatecki, Phys. Rev. **100** (1955) 937
- [Tw85] P.J. Twin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1380
- [Ul78] G. Ulfert *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **148** (1978) 369
- [Za91] E. Zanotti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A310** (1991) 706
- [Wa91] C. Wagemans, Nuclear Fission Process, CRC Press, Boca Raton, (1991)