



# EGZOTIKUS ATOMMAGOK KÍSÉRLETI VIZSGÁLATA

*Doktori (PhD) értekezés*

**Csige Lóránt**

*Témavezető: Dr. Krasznahorkay Attila*

*Debreceni Egyetem  
Természettudományi Doktori Tanács  
Fizika Doktori Iskola, Debrecen, 2009.*



*Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács Fizika Doktori Iskola magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi/műszaki doktori (Phd) fokozatának elnyerése céljából.*

Debrecen, 2009. április 20.

a jelölt aláírása

*Tanúsítom, hogy Csige Lóránt doktorjelölt 2004-2008 között a fent megnevezett Doktori Iskola magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javaslom.*

Debrecen, 2009. április 20.

a témavezető aláírása



# EGZOTIKUS ATOMMAGOK KÍSÉRLETI VIZSGÁLATA

értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében  
*fizikai tudományok* tudományágban

Írta: *Csige Lóránt* okleveles *fizikus*

Készült a Debreceni Egyetem *Fizikai Tudományok* Doktori Iskolája  
(*Magfizika* programja) keretében

Témavezető: *Dr. Krasznahorkay Attila*

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: *Dr. Kiss Árpád Zoltán* .....  
tagok: *Dr. Belgya Tamás* .....  
*Dr. Raics Péter* .....

A doktori szigorlat időpontja: *2009. január 14.*

Az értekezés bírálói:

*Dr. Angeli István* .....  
*Dr. Horváth Ákos* .....  
*Dr. ....* .....

A bírálóbizottság:

elnök: *Dr. Sailer Kornél* .....  
tagok: *Dr. Somorjai Endre* .....  
*Dr. Sudár Sándor* .....  
*Dr. Lévai Péter* .....  
*Dr. Sziklai János* .....

Az értekezés védésének időpontja:



---

# Tartalomjegyzék

<b>Bevezetés</b>	<b>1</b>
<b>1. Irodalmi áttekintés</b>	<b>5</b>
<b>2. Hasadási- és óriásrezonanciák elméleti leírásának áttekintése</b>	<b>19</b>
2.1. A kétvölgyes és háromvölgyes hasadási gát . . . . .	21
2.2. Könnyű aktinoidák hasadási modellje . . . . .	22
2.2.1. Rotációs sávok . . . . .	24
2.2.2. Hasadványok szögeloszlása . . . . .	26
2.3. Optikai modell . . . . .	27
2.4. Az izoskalár dipólus-óriásrezonancia . . . . .	30
<b>3. Kísérleti berendezések és módszerek</b>	<b>33</b>
3.1. Mágneses spektrográfok . . . . .	34
3.1.1. Q3D mágneses spektrográf . . . . .	36
Gáztöltésű fókuszsíkdetektor . . . . .	36
3.1.2. Hasított-pólusú mágneses spektrográf . . . . .	38
Félvezető fókuszsíkdetektor . . . . .	39
3.1.3. A BBS mágneses spektrométer . . . . .	40
Az EuroSuperNova (ESN) fókuszsíkdetektor . . . . .	41
3.2. Hasadási detektorok . . . . .	42
3.2.1. A PSAD detektor . . . . .	43
3.3. Adatgyűjtés, adatfeldolgozás . . . . .	47
3.3.1. Hasadási rezonanciák vizsgálata Münchenben . . . . .	47
3.3.2. Az $^{236}\text{U}$ tömegeloszlásának vizsgálata . . . . .	53
<b>4. Kísérleti eredmények</b>	<b>59</b>
4.1. Hasadási rezonanciák a $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},\text{df})$ reakcióban . . . . .	59

4.2. Hasadási rezonanciák a $^{231}\text{Pa}(d, pf)$ reakcióban . . . . .	70
4.3. Az $^{236}\text{U}$ hasadványainak tömegeloszlása . . . . .	75
4.4. Az izoskalár dipólus-óriásrezonancia proton-bomlása . . .	77
<b>Összefoglalás</b>	<b>83</b>
<b>Summary</b>	<b>89</b>
<b>Köszönetnyilvánítás</b>	<b>95</b>
<b>Irodalom</b>	<b>100</b>



---

# Bevezetés

**N**apjaink kísérleti magyszerkezet-kutatásainak három olyan, kiemelt érdeklődésre számot tartó iránya van, amelyek valamilyen értelemben az extrém vagy az „egzotikus” jelzővel illelhetők. Ilyen például az extrém nagyspinű, gyakran „egzotikus” deformációval is rendelkező magállapotok vizsgálata, a nagy gerjesztésienergia-tartományok „egzotikus” gerjesztéseinek, az óriásrezonanciáknak a tanulmányozása, illetve a legutóbb kifejlesztett, „egzotikus” proton-neutron aránnyal rendelkező, extrém nagy izospinű magok előállítására és vizsgálata is. Mindhárom terület fokozott támogatása szerepel a NuPECC (Nuclear Physics European Collaboration Committee) hosszútávú tervei között, alátámasztva ezzel ezen kutatási területek kiemelt jelentőségét. Bár doktorandusz hallgatóként fő témám az extrém deformációval rendelkező atommagok vizsgálata volt [R1,R2,R5]<sup>1</sup>, az elmúlt öt évben több olyan kutatásban is aktívan részt vettem, melyek a másik két fő irány valamelyik területét érintették [R3,R4,O2,O4,O5].

A nagyspinű magfizika egyik nagy kihívása a hiperdeformált (HD) állapotok közötti diszkrét átmenetektől származó  $\gamma$ -részecskék észlelése és azonosítása. Bár több nagy kutatócsoport is foglalkozik HD átmenetek keresésével, olyan nagy hatásfokú  $4\pi$   $\gamma$ -detektorrendszerek alkalmazásával, mint a GAMMASPHERE vagy EUROBALL, ilyen erősen deformált HD állapotokat eddig még nem sikerült hitelt érdemlően kimutatni a vizsgált  $A \approx 130$  magtartományban.

Eltérően az  $A \approx 130$  magoktól, a tórium és urán izotópok esetében a hasadási gát harmadik völgyében levő hiperdeformált állapotok létezését mind elméleti, mind kísérleti úton igazolták. Ezen állapotok vizsgálatára különleges lehetőséget teremt a rezonancia-alagúteffektus jelensége. A hasadási gáton való áthatolás során a hasadási valószínűségben rezonancia lép fel annál a gerjesztési energiánál, mely épp a második vagy

---

<sup>1</sup>lásd Publikációs lista

a harmadik völgy egy gerjesztett állapotának energiájával esik egybe. Merve a hasadási valószínűség gerjesztési energiától való függését, a rezonanciákhoz tartozó gerjesztési energiák megadják a harmadik völgybeli állapotok energiáit. Ezen állapotok forgási sávokba rendezhetők, melyek tehetetlenségi nyomatéka jellemzi a mag alakját, bizonyítva ezzel annak erősen deformált jellegét, ugyanakkor a hasadványok szögeloszlásának mérésével információ nyerhető a forgási sávok egyértelmű azonosításához szükséges spin és  $K$  értékekre is.

A Magyar Tudományos Akadémia debreceni Atommagkutató Intézetének Kísérleti Magfizikai Osztálya és a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem Fizika Tanszéke több, mint egy évtizedes együttműködése során a hasadás folyamatának pontosabb leírására és az aktinoida magok szuper- és hiperdeformált állapotainak kimutatására több eredményes kísérletet is végzett. Doktorandusz hallgatóként ezekbe a kísérletekbe kapcsolódtam be.

Az urán izotópok potenciálisenergia-felületeire vonatkozó számítások HD minimumot jeleztek a kvadrupól- és oktapóldeformációs paraméterek igen nagy értékeinél ( $\beta_2 \approx 0.9$  és  $\beta_3 \approx 0.36$ ), illetve a harmadik völgyet is jelentősen mélyebbnek jósolták, mint azt a korábbi számítások eredményei mutatták. Az elméleti várakozásokkal és az  $^{234,236}\text{U}$  izotópokra vonatkozó korábbi eredményekkel ellentétben azonban az  $^{232}\text{U}$  hasadási valószínűségében éles rezonanciaszerkezetet mindeddig nem sikerült megfigyelni.

Első kísérletünkben az  $^{232}\text{U}$  gát alatti hasadási rezonanciáinak és azok forgási szerkezetének vizsgálatát, illetve az  $^{232}\text{U}$  hasadási gátparamétereinek megállapítását tűztük ki célul [R1] (4.1 fejezet). A müncheni egyetem Tandem-laboratóriumában elvégzett kísérletben az  $^{232}\text{U}$  hasadási valószínűségének gerjesztési energiától való függését határoztuk meg, melyhez a  $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},\text{df})$  reakcióból származó, hasadványokkal ko incidenciában levő deuteronok kinetikus energiáját mértük meg egy Q3D típusú mágneses spektrográf segítségével. A hasadványok detektálására az Atomkiben két helyzetérzékeny, kisnyomású lavinadetektort építettem.

Rendszám szerint a tórium és urán izotópok között elhelyezkedő, páratlan-páratlan  $^{232}\text{Pa}$  izotóp különösen alkalmas jelölt hiperdeformált állapotok keresésére. A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáit korábban már vizsgálták (n,f) reakcióval, azonban a neutronindukált reakciókra jellemző kis pályamomentum-átadás következtében a HD forgási sávok jelenlétére mindeddig nem sikerült meggyőző bizonyítékkal szolgálni.

Második kísérletünkben a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáinak, illetve azok forgási szerkezetének vizsgálatát tűztük ki célul [R2]. Az első kísérletben is alkalmazott módszert használva, szintén a müncheni egyetem Tandem-laboratóriumában elvégzett kísérlet során a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűségének gerjesztési energiától való függését határoztuk meg a  $^{231}\text{Pa}(d,pf)$  reakcióból kilépő, hasadványokkal koincidenciában levő protonok kinetikus energiájának mérésével (4.2 fejezet).

A héjkorrekciós számítások egyik érdekes eredménye, hogy HD állapotban a mag két atommagból álló molekulyszerű állapotot vesz fel, mely rendszernek egyik tagja egy erősen deformált mag, míg a másik egy kétszer mágikus, gömbszerű mag. Ilyen jellegű csomósodás a magban a héjeffektusok különös megnyilvánulása erős deformációk esetén, tanulmányozásuk fontos információt szolgáltat a héjmodellek továbbfejlesztéséhez. Ilyen csomósodás hasadás során való jelenlétére jelenleg rendkívül kevés kísérleti adat áll rendelkezésre. Hiperdeformált állapotból történő hasadás során ezen héjeffektusok a hasadványok tömegeloszlásának keskenyedését okozhatják. Erre utaló jeleket ugyan már sikerült észlelni, de a jelenség meggyőző igazolása még várat magára.

Harmadik kísérletünkben az  $^{236}\text{U}$  korábban már azonosított HD állapotjaiból történő hasadás során keletkezett hasadványok tömegeloszlásának meghatározását tűztük ki célul (4.3 fejezet). A tömegeloszlás szélességének esetleges csökkenése markáns jelzés lenne arra vonatkozóan, hogy a héjeffektusok erősen befolyásolják a hasadás folyamatát. A debreceni Atommagkutató Intézet Ciklotron-laboratóriumában elvégzett kísérlet során az  $^{236}\text{U}$  hasadási valószínűségét határoztuk meg a gerjesztési energia függvényében az előzőekhez hasonló módon úgy, hogy a protonok detektálására és energiájuk mérésére egy hasított-pólusú mágneses spektrográfot használtunk. A hasadványok detektálására, illetve az ugyanazon hasadási eseményhez tartozó hasadási termékek tömegeloszlásának meghatározására két PSAD detektorból egy repülésiidő-spektrométert (TOF) építettünk és használtunk.

Az aktinoidák (elsősorban a protaktínium és az urán izotópok) hasadási gátparamétereinek szisztematikus feltérképezése nagy jelentőséggel bír a nukleáris technika szemszögéből is. Napjaink energiaválsággal és globális felmelegedéssel kapcsolatos problémái a világ legtöbb országában az atomreaktor-építések reneszánszát hozza. A reaktortechnika fejlesztése, ezen belül is az ún. Th-U ciklus energiatermelésre való felhasználása, különösen nagy jelentőséggel bír; a  $^{232}\text{Th}$  földi megjelenése sokkal gyakoribb, mint a jelenleg általánosan használt  $^{235}\text{U}$ . Előnyös tulajdonság

az is, hogy gyakorlatilag nem keletkeznek hosszú életidejű aktinoidák a reaktorban végbemenő folyamatok során, melyek hosszú bomlási ideje a radioaktív hulladék nehéz kezelhetőségét okozza. A ciklus alkalmazását azonban jelenleg gátolja, hogy a megfelelő hasadási és neutronbefogási hatáskeresztmetszetek igen pontatlanul ismertek. Egy ilyen reaktor tervezéséhez ezen adatok pontosítása kiemelt fontosságú, melyhez a gátparaméterek ismerete rendkívül értékes információt szolgáltat.

Az előzőeknél magasabb gerjesztésienergia-tartományban ( $E^* \approx 10\text{--}40$  MeV), ám nagyon hasonló kísérleti módszerekkel (mágneses spektrográffal történő koincidenciamérés) vizsgálható a maganyag tulajdonságairól igen értékes információt szolgáltató, különböző módusú óriásrezonanciák szerkezete is. Az óriásrezonanciák jellemző gerjesztésienergia-tartománya igen magas, éppen ez okozza vizsgálatuk kísérleti nehézségeit: ebben az energiatartományban általában sok ismert és ismeretlen rezonancia észlelhető, melyek nagy száma és szélessége (néhány MeV) az állapotok átlapolását okozza. Az óriásrezonanciák egyik igen érdekes, nemrég felfedezett módusa az izoskalár dipólus-óriásrezonancia (IS-GDR), mely egy első rendben tiltott, impulzusmegmaradást sértő állapot. Az izoskalár dipólus operátor másodrendű tagja azonban már valódi belső gerjesztéshez vezet, melyet makroszkopikusan térfogati sűrűségoszillációként lehet értelmezni. Ennek következtében a rezonancia gerjesztési energiája közvetlenül kapcsolatba hozható a maganyag inkompresszibilitásával, mely az asztrofizikai folyamatok és nehézion-reakciók modellezésében alkalmazott nukleáris állapotegyenlet egyik kritikus paramétere. Emellett az ilyen „kompressziós” módusok belső szerkezete alig ismert megfelelő kísérleti adatok hiányában, ugyanis az óriásrezonanciák tulajdonságait eddig többnyire egyszerű, inkluzív kísérletekben vizsgálták, melyek során a rezonanciák jellemző paramétereit csak nagy bizonytalansággal sikerült meghatározni. Ugyanakkor a rezonanciák részecskebomlásának koincidenciamérésével épp a bizonytalanságot okozó folytonos háttérrel lehet csökkenteni.

Negyedik kísérletünkben az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus-óriásrezonanciájának proton-bomlását vizsgáltuk  $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'p)$  reakcióval, mely során a protonokkal koincidenciában levő rugalmatlanul szóródott  $\alpha$ -részecskék energiáját egy QQD típusú mágneses spektrográffal (BBS) mértük, míg a protonok energiájának meghatározására egy 16 darab Si(Li) detektorból álló detektorrendszert használtunk [R3,R4]. A kísérlet elvégzésére a Groningeni Egyetem (Hollandia) szupravezető Ciklotron-laboratóriumában került sor, melynek eredményeit a 4.4 fejezetben mutatom be.

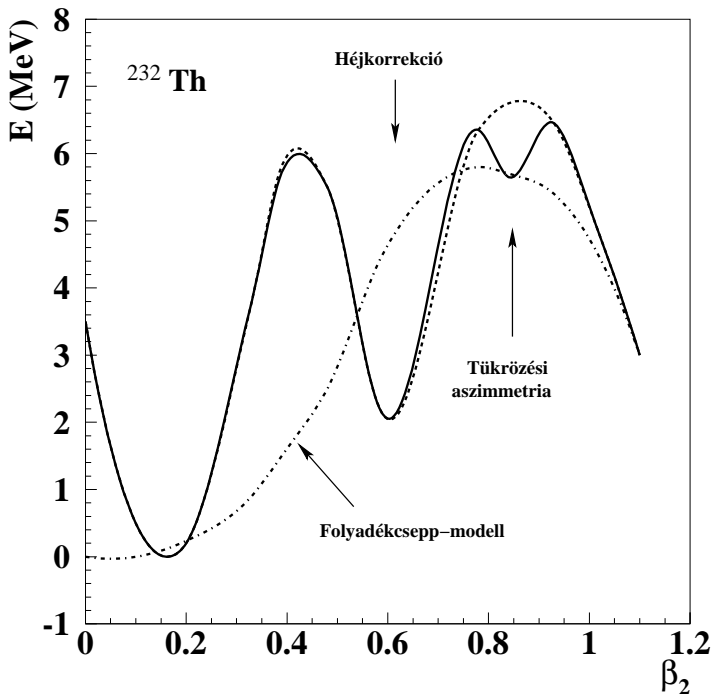
# 1. fejezet

## Irodalmi áttekintés

**A**Hahn és Strassmann által 1939-ben felfedezett maghasadásról szóló közlemény [Ha39] megjelenése után igen hamar megszületett a hasadás folyamatának kvantitatív leírása is, melyet Bohr és Wheeler a nukleonok között ható vonzó magerők, illetve taszító elektromágneses erők figyelembevételével a folyadékcsepp-modell keretein belül alkottak meg [Bo39]. Eredményeik szerint, ha az atommag potenciális energiáját meghatározzuk az atommag deformációjának függvényében, akkor az ún. hasadási paraméter által megszabott magtartományban ( $Z^2/A < 49$ ) potenciálgát alakul ki, mely megakadályozza azon atommagok azonnali spontán hasadását, melyeknél a maghasadás máskülönben energetikailag kedvező lenne ( $Z^2/A > 19$ ). Ezt a potenciálgátat hasadási gátnak nevezték el, és a (spontán) hasadást ezen a gáton keresztül történő alagúteffektusként értelmezték.

Ez a megközelítés egészen 1962-ig helyesnek bizonyult, amikor is Polikanov és munkatársai  $^{238}\text{U}$  céltárgyat  $^{16}\text{O}$  részecskékkel bombázva igen hosszú életidővel rendelkező ( $\tau \approx 14$  ms) hasadó állapotokat figyeltek meg [Po62]. Ezt követően aktinoidák egész sorában sikerült ilyen állapotokat kimutatni a ps – ms felezésiidő-tartományban, mely állapotokat hasadási izomereknek nevezték el. Még meglepőbbnek bizonyult az a tény, hogy 1966-ban Bjørnholm és munkatársai az  $^{240}\text{Am}$   $\tau = 0.9$  ms életidejű izomer állapotának gerjesztési energiáját igen nagyra ( $E^* = 3.15$  MeV) mérték [Bj67]. Érthetetlen volt, hogy ilyen nagy gerjesztési energiájú állapot hogyan tud  $\gamma$ -bomlással szemben ennyi ideig stabil maradni. A probléma megoldására először azt feltételezték, hogy ezek az állapotok igen nagy spinekkel rendelkeznek ( $\approx 15 - 20\hbar$ ), de nehézion-indukált reakciókkal a kísérletet újra elvégezve, és az izomer állapot gerjesztési va-

lósínúségét a korábbi kísérlettel összehasonlítva ez a feltételezés nem bizonyult helyesnek [F168]. A megoldást végül 1967-ben Strutinsky leírása jelentette, aki észrevette, hogy bár a héjmodellel számolt egyrészecske-energiák összegzésével az atommag teljes energiáját nem lehet pontosan megadni, az abban levő fluktuációk helyesen visszaadják a héjszerkezet kialakulásának hatásait, mellyel ha az atommag folyadékcsepp-modellel számolt összenergiáját korrigáljuk, akkor a fenti kísérleti eredményeket értelmezni lehet [St67]. Az így bevezetett „héjkorrekció” hatásaként ugyanis bizonyos magtartományban a potenciálgátban lokális, második minimum keletkezik (1.1. ábra). Strutinsky feltételezte, hogy a hasadási izomer állapotok valójában az atommag nagy deformációjához tartozó állapotok („alak-izoméria”), és ezeket a potenciálgát második völgyének alapállapotaiként azonosította.



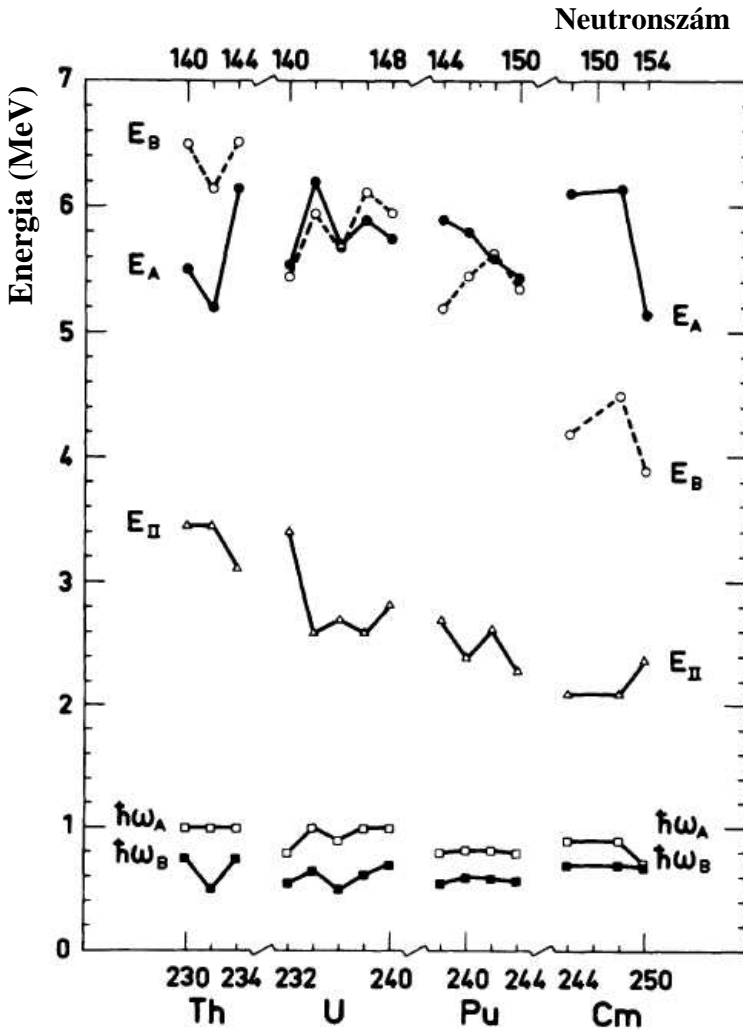
1.1. ábra. Folyadékcsepp-modellel és Strutinsky-féle héjkorrekciós módszerrel számolt hasadási gátak a  $^{232}\text{Th}$  esetére. Folyamatos vonallal a héjkorrekciós módszer tükrözési aszimmetriával rendelkező magalak feltételezésével számolt hasadási gát látható, melyben egy lokális, harmadik minimum jelentkezik igen nagy deformációnál.

Az első közvetlen bizonyítékot arra, hogy a hasadási izomerek valóban nagy deformációval rendelkeznek, Specht és munkatársai szolgáltatották [Sp72]. A  $^{240}\text{Pu}$   $\tau = 3.8$  ns életidejű hasadási izomer állapotából történő hasadás során keletkezett hasadványokkal mérték koincidiában a konverziós elektronokat, mely során forgási sávok tagjai közötti átmeneteket azonosítottak. A forgási sávok forgási paraméterére közel feleakkora értéket kaptak ( $\hbar^2/2\Theta = 3.343$  keV), mint amekkora az alapállapotú sávhoz tartozó forgási paraméter ( $\hbar^2/2\Theta \approx 7.16$  keV).

Újabb bizonyítékot jelentett a nagy deformációra a forgási sávok élettartamának megmérése, ami a deformációnak jól meghatározott függvénye, és amelyből a belső kvadrupólmomentum értéke  $Q_0 \approx 30$  eb-nek adódott [Me80]. A hasadási izomerek forgási sávjainak vizsgálatával és azok élettartamának megméréseivel számos izomer állapot szuperdeformált jellege nyert bizonyosságot. Így például az  $^{236}\text{U}$   $\tau = 116$  ns izomer állapotára épülő forgási sávot (d,p) reakcióval gerjesztve a forgási paraméterre szintén a szuperdeformált alakra jellemző értéket kaptak ( $\hbar^2/2\Theta = 3.3 \pm 0.01$  keV) [Bo77]. Ugyanígy sikerült alátámasztani az  $^{238}\text{U}$  és a  $^{239}\text{Pu}$  izomer állapotainak szuperdeformált jellegét is [Ba79]).

Emellett Back és munkatársai a hasadási valószínűségek gerjesztési energiától való függésének mérésével a hasadási gátak paramétereit határozták meg és foglalták rendszerbe. Az  $A \approx 230 - 250$  magtartományra vonatkozó [Ba74a, Ba74b] (1.2. ábra) eredményeik a hasadási modellek helyességének ellenőrzéséhez szükséges információkat szolgáltatottak. Ezekben a kísérletekben főleg (n,f), illetve (d,pf), (t,pf) és ( $^3\text{He}$ ,df) direkt reakciókat használtak a hasadási valószínűségek meghatározására, melyek elméleti leírásához kétvölgyes potenciálgáton keresztüli alagúteffektust tételtek fel. Az elméleti függvény bemenő paraméterei a hasadási gát paraméterei voltak, a függvény kísérleti adatokhoz való illesztésével a gátparamétereket sikerült meghatározniuk.

A fenti kísérletekben a hasadási valószínűségek gerjesztési energiától való függésében általában rezonanciaszerkezeteket is megfigyeltek egy viszonylag szűk, hasadási gát alatti energiatartományban. Ezeket a rezonanciákat úgy értelmezték, hogy a hasadási gáton való áthatolás során a hasadási valószínűség hirtelen megnövekszik azoknál a gerjesztési energiáknál, melyek épp a második völgy egy gerjesztett ( $\beta$ -rezgési) állapotához tartoznak. Hasadási rezonanciákat leginkább olyan páros-páros atommagokban mutattak ki, ahol a belső és a külső gát magassága közel azonosnak mutatkozott (összefoglalva: [Wa91]). Páratlan proton- illetve neutronsámú atommagoknál a nagyobb állapotsűrűség miatti nagyobb



1.2. ábra. Direkt reakciókkal indukált hasadás kétvölgyes hasadási gáttal történő értelmezése során nyert gátparaméterek néhány aktinoida atommagra [Ba74a, Ba74b]. Az ábrán  $E_A$  és  $E_B$  a belső és külső gátak magasságát,  $E_{II}$  a második völgy mélységét, míg  $\hbar\omega_A$  és  $\hbar\omega_B$  a belső és külső gátak görbületi paramétereit („szélességét”) jelentik.

csillapítási effektus eredményeként rezonanciaszerkezetet sokkal ritkábban észleltek.

A hasadási rezonanciák vizsgálata mellett az aktinoidák második völgybeli állapotainak  $\gamma$ -spektroszkópiai vizsgálata is komoly érdeklődésre tartott számot a magmodellek érvényességének és továbbfejlesztési



lehetőségeinek vizsgálata céljából. Az  $^{236f}\text{U}$   $\gamma$ -spektroszkópiai vizsgálatával először sikerült második völgybeli  $\beta$ - és  $\gamma$ -rezgési állapotokat, illetve  $K^\pi = 0^-$  oktupól sávok  $\gamma$ -átmeneteit észlelni [Re93]. Ezen kísérletek rendkívüli nehézsége abban mutatkozott meg, hogy az első völgybeli átmenetekhez képest a második völgybeli átmenetek intenzitása nagyságrendekkel kevesebb. A  $^{240}\text{Pu}$  második völgybeli állapotainak  $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$  reakcióval való gerjesztésével, illetve ezek  $\gamma$ -spektroszkópiai [Pa00] és konverzióelektron-spektroszkópiai vizsgálatával az eddigi legrészletesebb, második völgyre vonatkozó nívósémát sikerült megalapozni [Sp72].

A Strutinsky-féle héjkorrekciós számításokkal meghatározott hasadási gátak sok esetben kiváló egyezést mutattak a kísérletek eredményeivel (például a Pu izotópok esetében). 1972-ben Back és társai a  $^{232,234}\text{Th}$  gát alatti hasadási rezonanciáinak vizsgálatára végeztek kísérleteket. Kísérleti adataikat kétvölgyes hasadási gáttal azonban csak úgy tudták értelmezni, ha a belső és külső gát magasságának különbsége nem haladta meg az 1 MeV-ot [Ba72]. A korábban, több csoport által is elvégzett elméleti számítások szerint azonban a belső gát nagyon alacsonynak ( $E_1 \approx 3.4 - 4.8$  MeV), míg a két gát magasságának különbsége 3 MeV körülnek adódott ( $\Delta E \approx 2.5 - 4.3$  MeV) [Pa71, Ho69]. A jelenséget tórium-anomáliának nevezték el, bár sok más aktinoida atommag esetében is megfigyeltek hasonló anomáliát.

A tórium-anomália néven köztudatba került ellentmondás feloldására Möller és Nilsson folytattak elméleti vizsgálatokat. A hasadási útvonal leírásában a magalak gömbfüggvényekkel való sorfejtésekor a páratlan rendű tagokat is figyelembe vették, azaz a számításokat tükrözés-aszimmetrikus magalakokra is kiterjesztették [Mo72, Cw94]. Eredményeik szerint ilyen esetekben a második potenciálgát az oktupóldeformáció következtében lokális minimumot mutat  $\beta_2 = 0.9$  kvadrupól- és  $\beta_3 = 0.3$  oktupóldeformációs paramétereknél (1.1. ábra). Ezek szerint a potenciális energiában helyi minimum található erősen deformált, „3:1” tengelyarányú<sup>1</sup> magalakoknál, melyet hiperdeformált magalaknak neveztek el. Ilyen harmadik minimum jelenlétét több aktinoida atommag esetében is megjósoltak. A tórium-anomália magyarázatának kísérleti bizo-

---

<sup>1</sup>A „3:1” arány használatának történeti okai vannak, valójában tévesen használják a hiperdeformált magalak jellemzésére. A kvadrupól és hexadepupól deformációk hiperdeformált állapotokra vonatkozó széles körben elfogadott értékéből ( $\alpha_{20} \approx 0.9 - 1.0$  és  $\alpha_{40} \approx 0.3$ ) a féltengelyek átlagos arányára 2:1 értéket kapunk. A szuperdeformált állapotok esetében pedig, a mért kísérleti kvadrupólmomentumok és az ezekből származtatott deformációs paraméterek értékéből ugyanez az arány 1.5-1.7-nek adódik [Du04].

nyítékát a Blons és munkatársai által elvégzett kísérlet jelentette, mely során a  $^{233}\text{Th}$  hasadási valószínűségét vizsgálták jó statisztikával és igen jó energiafeloldással ( $\Delta E_{FWHM} = 1.7$  keV). Az így megfigyelt hasadási rezonanciák szerkezetét olyan forgási sávokkal sikerült értelmezni, melyek tehetetlenségi nyomatéka messze felülmúlta a „2:1” tengelyarányú magalakhoz rendelhető tehetetlenségi nyomatékot ( $\hbar^2/2\Theta = 1.9 \pm 0.06$  keV) [B178, B188]. A  $^{232}\text{Th}$  vizsgálata után más aktinoida atommag esetében is próbálkoztak HD hasadási rezonanciák kimutatásával, azonban a legtöbb esetben a HD jellegre nem sikerült meggyőző bizonyítékot találni [P181].

Hiperdeformált állapotok közvetlen  $\gamma$ -spektroszkópiai kimutatására igen sok és hosszú kísérletet végeztek a világ nagy magfizikai laboratóriumaiban. A vizsgálatokra olyan összetett detektorrendszereket használtak, mint az EUROBALL vagy GAMMASPHERE, mely kísérletek célja nagy spinű állapotok közötti HD átmenetek kimutatása volt az  $A \approx 150$  tömegszámú atommagokban. Több csoport is pozitív eredményről számolt be, mely szerint Dy és Gd izotópokban  $\gamma$ -átmenetek sorát észlelték  $\approx 30$  keV nivótávolsággal, és ezeket egy hiperdeformált atommag forgási sávjaiként azonosították [Ph93, Ga93, Vi95, La95, Wi97]. Nem sokkal később azonban az ezen kísérletekben észlelt forgási sávok HD sávokkal történő azonosítását megkérdőjelezték [La96], így jelenleg még mindig nincs közvetlen kísérleti bizonyíték HD állapotok jelenlétére ebben a magtartományban. Ugyanakkor elméleti előrejelzések szerint igen nagy spineknél ( $I > 60\hbar$ ) a harmadik minimum yrasttá válhat, mint ahogy például azt az elméleti számítások a Hf izotópok esetében jósolták. Ez elvben lehetőséget adna HD átmenetek  $\gamma$ -spektroszkópiai megfigyelésére, hiszen nehézion-reakciókkal viszonylag könnyű nagy impulzusmomentumú állapotokat gerjeszteni. A nehézség abban rejlik, hogy az egyéb nyitott csatornák, mint a hasadás, illetve az egy vagy több neutron emissziójával járó csatornák, jelentősen megnövelik a háttérrel, mely a nagyon gyenge HD átmenetek észlelését igen nehézkessé teszik. Jelenleg ezen problémák leküzdésén dolgoznak a nagyspinű magfizikával foglalkozó csoportok.

A  $\gamma$ -spektroszkópiai kísérletekben a forgási sávok tehetetlenségi nyomatékainak meghatározása mellett az ún. intruder állapotok megjelenésének kimutatásával is lehet igazolni a szuper- vagy hiperdeformáció jelentlétét [Fa05]. Az intruder állapotok a spin-pálya kölcsönhatás következményei, mely kölcsönhatás a nagyspinű részecskepályák energiájának csökkenését okozza a nagyobb deformációk esetén. Ennek eredményeként a részecskepálya az  $N$  héjról normál deformáció esetén az  $N - 1$  héjra,

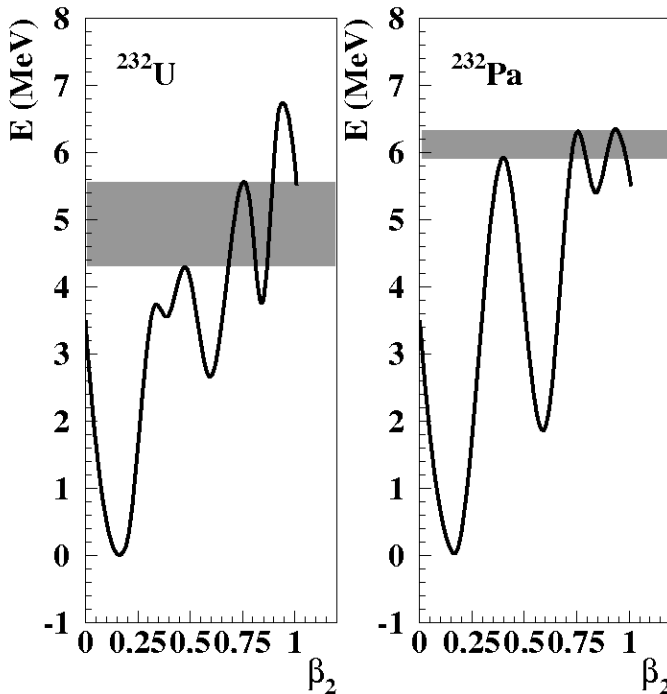
szuperdeformáció esetén az  $N - 2$  héjra, míg hiperdeformáció esetén az  $N - 3$  héjra kerül. Míg szuperdeformált intruder állapotokat sikerült már kimutatni, a hiperdeformált intruder állapotok kimutatása mindedig nem járt eredménnyel.

Érdekes kérdés még a háromtengelyű deformációval rendelkező szuperdeformált (TSD) állapotok léte, melyet, szintén a Hf izotópok szuperdeformált állapotaira, már 1989-ben előre jeleztek [Ra89]. Ilyen TSD-állapotokat először  $^{86}\text{Zr}$ -ban mutattak ki [Sa97], majd a  $^{163,165,167}\text{Lu}$  izotópok esetében is megfigyeltek, azóta a Hf izotópok néhány szuperdeformált állapotához is sikerült háromtengelyű alakot rendelni, és a tükröszimmetriától való eltérést megbecsülni ( $\gamma \approx 20^\circ$ ) [Ya98, Do99].

Az aktinoida tartományban a szuper- és hiperdeformáció létét a hasadási gát második és harmadik potenciálvölgyének kialakulása okozza. A hiperdeformált állapotok ezen magtartományban való általános megjelenésének kísérleti megalapozását Krasznahorkay és munkatársai  $^{234}\text{U}$  és  $^{236}\text{U}$  atommagra vonatkozó eredményei jelentették [Kr98, Kr99, Csa05]. Az  $^{234}\text{U}$  atommag hasadási rezonanciáinak váltakozó paritású forgási sávokkal történő értelmezése során a forgási paraméter  $\hbar^2/2\Theta = 2.1 \pm 0.2$  keV-nek adódott, míg a harmadik völgy mélységére  $E_{III} = 3.1 \pm 0.4$  MeV-et kaptak, ami az elméleti előrejelzésekkel kiváló egyezést mutatott. Hasonló, hiperdeformált állapotok létét igazoló eredményeket kaptak az  $^{236}\text{U}$  esetében is. Ez esetben a hasadási gát harmadik völgyének mélysége azonban nagyobbak mutatkozott ( $E_{III} = 2.7 \pm 0.4$  MeV), mint azt korábban gondolták. Nem sokkal később Oberstedt és munkatársai első alkalommal mutattak ki páratlan uránizotópban hasadási izomer állapotot [Ob07]. Az  $^{235}\text{U}$  hasadási izomer állapotának felezési idejét sikerült meghatározniuk, mely  $T_{1/2} = 3.6 \pm 1.8$  ms-nak adódott. A felezési idő közvetlen kapcsolatban áll a külső gát áthatolási tényezőjével, amiből a harmadik völgy mélységét meg tudták határozni. Eredményeik kiváló egyezést mutattak az  $^{234}\text{U}$  és  $^{236}\text{U}$  esetében a harmadik völgy mélységére meghatározott 2 MeV-es értékkel.

Az  $^{234,236}\text{U}$  izotópokkal ellentétben a neutronhiányos  $^{232}\text{U}$ -ben eddig éles rezonanciaszerkezetet nem sikerült megfigyelni [Ba74b]. Az erre vonatkozó elméleti számítások azonban azt mutatják [Cw94, Mo72], hogy a hasadási gát alakja alapvetően kedvezne HD rezonanciák megjelenésének ebben az atommagban is. Korábban az  $^{232}\text{U}$  hasadási gátjának paramétereit kétvölgyes potenciálgát feltételezésével határozták meg úgy, hogy az  $E^* = 5.0 - 5.5$  MeV között észlelt széles rezonanciát  $K = 0^+$  és  $K = 2^+$  rezonanciák csoportjaként azonosították. Ezt a feltételezést

azonban szögeloszlásmérés hiányában nem sikerült alátámasztaniuk. Az  $^{232}\text{U}$  potenciális energiájának deformációtól való függését az irodalomból vett gátparaméterek [Cw94, Mo72] használatával az 1.3. ábrán rajzoltam fel, szürke árnyékolással jelölve a HD rezonanciák észlelésére legalkalmasabb gerjesztésienergia-tartományt.

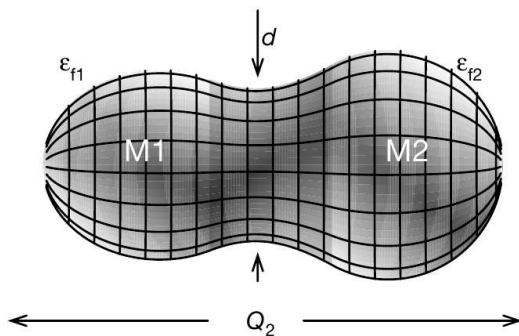


1.3. ábra. Az  $^{232}\text{U}$  és  $^{232}\text{Pa}$  háromvölgyes hasadási gátja [Cw94, Mo72, Ba74b, Si06], szürke tartománnyal a HD rezonanciák kimutatására legalkalmasabb gerjesztésienergia-tartományokat tüntettem fel.

A tórium izotópokra vonatkozó eredmények irányították a figyelmet a Pa izotópokra, melyek esetében szintén harmadik völgy megjelenése várható. A  $^{232}\text{Pa}$  atommag neutronindukált hasadását már vizsgálták az  $E_n = 140 - 400$  keV bombázóenergia tartományban, és a hatáskeresztmetszetben éles rezonanciaszerkezetet figyeltek meg [P181]. A neutron indukált reakciókra jellemző kis impulzuszómomentum-átadással azonban teljes forgási sávokat nem sikerült gerjeszteniük, így a hasadási gát harmadik völgyének létét nem tudták hitelt érdemlően bizonyítani. Feltételezték ugyanakkor, hogy az  $E_n = 173.3$  keV és  $E_n = 156.7$  keV neutronenergiánál észlelt rezonanciák rendre egy  $K^\pi = 3^-$  és egy  $K^\pi = 3^+$ , egy-

máshoz közel fekvő, ellentétes paritással rendelkező sávok sávfejei, mely szerkezet tipikusan a HD sávokra jellemző. A  $J^\pi = 4^+, 5^+, \dots$  sávtagokat nem sikerült elegendő statisztikával megfigyelni a neutronokkal elérhető kis impulzusmomentum-átadásnak köszönhetően ( $l < 3$ ). A  $K^\pi = 3^-$  sáv következő tagjának ( $J^\pi = 4^-$ ) jelenlétére utaló rezonanciát azonban találtak, és ezen rezonanciák távolságából ( $\approx 16$  keV) a forgási paramétert meghatározták ( $\hbar^2/2\Theta \approx 2$  keV). A hasadási hatáskeresztmetszetet később sikerült háromvölgyes gáttal leírni [Si06], és a gátparamétereket meghatározni, bár az észlelt rezonanciaszerkezethez HD forgási sávokat továbbra sem tudtak hozzárendelni. A  $^{232}\text{Pa}$  potenciális energiájának deformációtól való függését ezen gátparaméterek használatával az 1.3. ábrán rajzoltam fel, szürke sávval jelölve a HD rezonanciák vizsgálatára alkalmas gerjesztésienergia-tartományt.

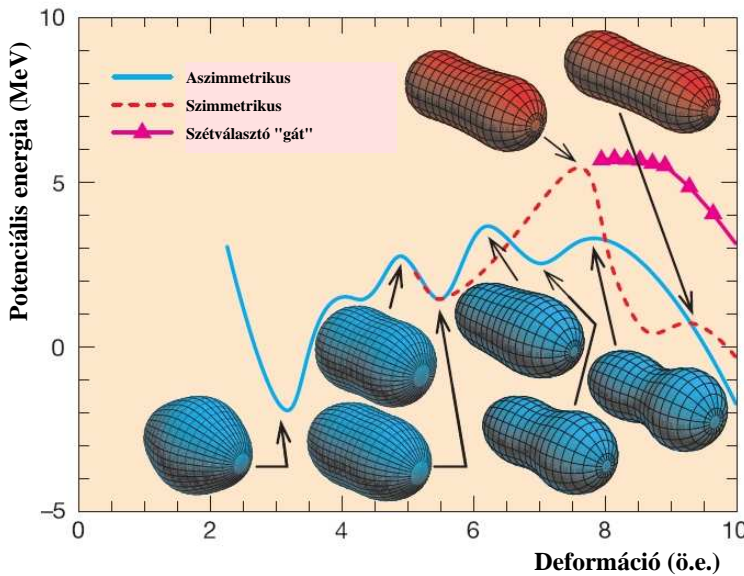
A könnyű aktinoidák hasadási valószínűségének háromvölgyes hasadási gáttal való értelmezésére Sin és munkatársai a hasadás optikai modelljét kibővítették hármass potenciálgát bevezetésével [Si06], mellyel a  $^{231}\text{Pa}(n,f)$  és a  $^{232}\text{Th}(n,f)$  reakciók hatáskeresztmetszetének neutron-energiától való függését reprodukálni tudták. Az utóbbi két reakcióban előállított közbenső magokra a hasadási gát paramétereit is sikerült meghatározni, melynek eredményeképpen a harmadik völgy rendre sekélynek mutatkozott ( $E_{III} \approx 5.5$  MeV).



1.4. ábra. A hasadó atommag potenciális energiájának ötdimenziós térben való számítása során használt koordináták ( $Q_2$  a hasadásirányú hosszát,  $d$  a „nyak” szélességét,  $\varepsilon_{f1}$  és  $\varepsilon_{f2}$  az egyik és másik hasadvány deformációját jelenti, míg az  $M1$  és  $M2$  tömegekből képzett  $\frac{M1-M2}{M1+M2}$  aszimmetria-paraméter az ötödik dimenzió).

A spontán- illetve neutronindukált hasadás során keletkezett hasadványok tömegeloszlásának tanulmányozását rögtön a hasadás felfede-

zése után radiokémiai módszerekkel végezték. Később a töltött részecske-indukált hasadást is vizsgálni kezdték, nagy mennyiségű információt gyűjtve a hasadványok tömegeloszlására. A nagyszámú kísérleti adat alapján kiderült, hogy az aktinoida atommagok spontán vagy kis gerjesztési energia hatására ( $E^* < 10$  MeV) végmenenő hasadása során a keletkezett hasadványok tömegeloszlása aszimmetrikussá válik, azaz a hasadás során két különböző tömegű hasadvány keletkezik.



1.5. ábra. Az  $^{234}\text{U}$  potenciális energiájára vonatkozó ötdimenziós számítási eredmények a deformáció függvényében és a pontokhoz rendelhető magalakok (a két hasadási útvonal a szimmetrikus illetve aszimmetrikus hasadást jelöli [Mo01]).

Nyitott kérdés ugyanakkor, hogy a hasadás során melyik az a pont, amelyik meghatározza a keletkező hasadványok tömeg- illetve kinetikusenergia-eloszlását. Az aktinoida tartományhoz közeli  $^{227}\text{Ra}$  atommag kis gerjesztési energiáknál történő hasadása során például észrevették, hogy a hasadás egymással versengve mind szimmetrikus, mind aszimmetrikus módon végbemehet jellegzetes hármass csúcsot alkotva a tömegeloszlásban [Ko74]. A jelenséget kétmódusú hasadásnak nevezték el. Az is különös eredmény volt, hogy ugyanazon elem egyik izotópjánál ( $^{256}\text{Fm}$ ) aszimmetrikus, másik izotópjánál ( $^{258}\text{Fm}$ ) szimmetrikus tömegeloszlást mértek. A kérdés elméleti megközelítése során kiterjesztették a potenciális energia számításokat ötdimenziós térre, mely során figyelembe vették

nemcsak a kvadrupóldeformációs paramétert, de a „nyak” szélességét ( $d$ ), a hasadványok deformációját ( $\epsilon_{f1}$  és  $\epsilon_{f2}$ ) és a hasadványok tömegeiből képzett aszimmetria-paramétert ( $\frac{M1-M2}{M1+M2}$ ) is [Mo01]. Az ötdimenziós tér több, mint 2.5 millió rácspontjára elvégezve a számításokat értelmezni tudták a fent említett jelenségeket.

Ugyancsak érdekes észrevétellel szolgáltak Čwiok és munkatársai, akik számolásokat végeztek a  $^{232}\text{Th}$  atommag potenciálisenergia-felületére [Cw94]. Megállapították, hogy a harmadik völgy mélyebb, mint azt korábban képzelték, illetve hogy kvalitatív megfontolások<sup>1</sup> alapján az atommag szerkezete a harmadik völgyben hasonlíthat egy közel gömbszerű nehéz magból ( $^{132}\text{Sn}$ ) és egy erősen deformált könnyű magból ( $^{100}\text{Zr}$ ) álló molekulászerű rendszerre. Ezek alapján felmerül a kérdés, hogy a HD állapotokból történő hasadás során elképzelhető-e, hogy a hiperdeformált állapot szerkezete némiképp befolyásolja a keletkező hasadványok tömegeloszlását, így információt szolgáltatva a HD állapotok szerkezetére. A  $^{232}\text{Th}(n,f)$  reakcióban  $E_n = 1.6$  MeV bombázó energiánál észlelt rezonanciák HD állapotokként való azonosítása már régóta ismert [Bl84]. A  $^{233}\text{Th}$  HD állapotaitól történő hasadás során keletkezett hasadványok tömegeloszlásának vizsgálatát nemrég elvégezték, és bár „hideg”<sup>2</sup> hasadás esetén a tömegeloszlás szélességének gyenge csökkenéséről számoltak be, a „forró” hasadás mint uralkodó folyamat a kimutatni kívánt effektust elnyomta, így végeredményben a jelenség létrehozására vonatkozó hitelt érdemlő bizonyítékkal nem tudtak szolgálni [Csa03].

Ezzel egyidőben Nishio és munkatársai a  $^{239}\text{Pu}(d,pf)$  reakcióból származó hasadványok tömegeloszlását vizsgálták ( $2E$ ) módszert használva a tömegek meghatározására [Ni03]. A  $^{240}\text{Pu}$  hasadási izomer állapotából ( $E^*=5.05$  MeV) történő hasadás során keletkezett hasadványok tömegeloszlását hasonlították össze a második minimum  $\beta$ -rezgési állapotaiból és a magasan gerjesztett ND állapotokból származó hasadványok tömegeloszlásával, de nem tapasztaltak eltérést egyik esetben sem.

Az effektus kimutatására egy másik jelölt, az  $^{236}\text{U}$  is alkalmasnak tűnik. Az  $^{235}\text{U}(d,pf)$  reakció gát alatti gerjesztésienergia-tartományban való vizsgálata során Csatlós és munkatársai az  $E^*=5.27$ ,  $5.34$  és  $5.43$  MeV gerjesztési energiáknál rezonanciacsoportokat észleltek [Csa05], melyeket HD forgási sávok tagjaiként azonosítottak, illetve a forgási para-

<sup>1</sup>Mikrofizikai elvek, például a Pauli-elv figyelembevétele nélkül tett megfontolások.

<sup>2</sup>Olyan hasadás, amikor a hasadás során felszabaduló összes energia a hasadványok kinetikus energiájának növelésére fordítódik, tehát a hasadványok alacsonyan gerjesztett állapotban maradnak.

méter értékét is sikerült megállapítaniuk ( $\hbar^2/2\Theta = 2.3_{-0.5}^{+0.3}$  keV). A kísérletből kapott harmadik völgybeli állapotosságát összevetették a módosított Fermi-gáz formulával kapott átlagos nívótávolságokkal, mellyel a harmadik völgy mélységére  $E_{III} = 2.7 \pm 0.4$  MeV értéket kaptak, míg a belső gát magasságát a hasadási izomer-populációs valószínűségből határozták meg ( $E_A = 5.05 \pm 0.2$  MeV). Az  $^{235}\text{U}$  gyors neutronok által indukált hasadásának ( $2E, 2v$ ) módszerrel történő vizsgálatából a tömegeloszlásra vonatkozó korábbi eredményeket [Mü84] az 1.1. táblázatban foglaltam össze.

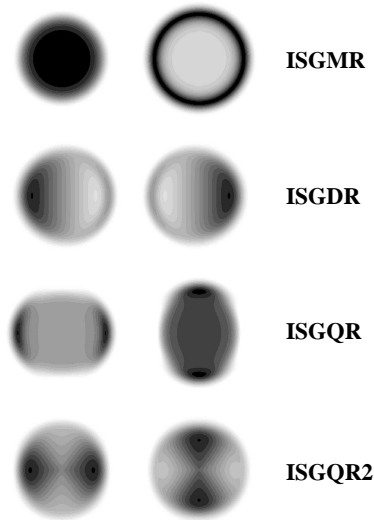
$M_n$ (amu)	$\sigma_n$ (amu)	$M_k$ (amu)	$\sigma_k$ (amu)
$95.63 \pm 0.1$	$6.14 \pm 0.07$	$137.18 \pm 0.11$	$5.96 \pm 0.07$
$E_{tot}$ MeV	$\sigma_E$ (MeV)	$v_n$ (cm/ns)	$v_k$ (cm/ns)
170.4	10.5	1.41	0.99

1.1. táblázat. Az  $^{236}\text{U}$  tömegeloszlására vonatkozó korábbi eredmények [Mü84] ( $M$ ,  $\sigma$  és  $v$  a nehéz ( $n$ ) illetve könnyű ( $k$ ) hasadvány tömegét, tömegeloszlásának szélességét és sebességét jelöli, míg  $E_{tot}$  a teljes kinetikus energiát jelenti).

A maganyag kollektív viselkedéséről – a hiperdeformált forgási sávok hasadási rezonanciákkal történő vizsgálata mellett – az óriásrezonanciák szerkezetének tanulmányozása is sok értékes információt szolgáltat. Az óriásrezonancia első megfigyelése Baldwin és Klaiber nevéhez köthető, akik 1947-ben, egy akkor éppen újonnan fejlesztett gyorsító (betatron) üzembe állítása után, annak nagyenergiás (másodlagos) fotonnyalábjával vizsgálták az  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$  reakció hatáskeresztmetszetét [Ba47]. Kísérletükben egy igen markáns és széles csúcsot figyeltek meg a fotohasadás hatáskeresztmetszetében  $E^* \approx 20$  MeV gerjesztési energia környékén. Egy évvel később hasonló csúcsot figyeltek meg a  $(\gamma, n)$  reakció hatáskeresztmetszetében is [Ba48] szintén urán céltárgyat használva, majd szisztematikus vizsgálatba kezdtek más atommagokra is kiterjesztve kísérleteiket. A jelenség első magyarázatát Goldhaber és Teller adták meg [Go48], akik a hatáskeresztmetszetben levő csúcsot olyan rezonanciaként értelmezték, mely során a protonok és neutronok kollektív oszcillációt végeznek az egyensúlyi helyzet körül egymással ellentétes fázisban. Az ellentétes fázis miatt, és amiatt, mert ez elektromos dipólmomentum kialakulását okozza, a jelenséget izovektor dipólus-óriásrezonanciának nevezték el.

Az óriásrezonanciák egy újabb típusának kimutatására egészen 1971-ig kellett várni, amikor az izoskalár kvadrupólus-óriásrezonanciát észlel-





1.6. ábra. Az izoskalár óriásrezonanciák különböző módusainak sűrűség-oscillációja. A bal és jobb oldal a rezgési mozgás ellentétes fázisainak sűrűségváltozásait mutatja be.

ték, majd rugalmatlan elektron- [Pi71] és protonszórással [Le72] számos középnehéz, illetve nehéz atommagban sikerült izovektor kvadrupólus-óriásrezonanciát azonosítani az  $E^* \approx 63A^{-1/3}$  MeV gerjesztési energiák környékén.

Az óriásrezonanciák jelenleg az atommagok egyik legérdekesebb gerjesztési formái, közülük is elsősorban az izoskalár monopólus- és dipólus-óriásrezonanciák vizsgálata folyik intenzíven az utóbbi egy évtizedben (1.6. ábra). Az izoskalár dipólus-óriásrezonancia (ISGDR) mikroszkopikus leírása szerint ez a rezonancia  $1\hbar\omega$  és  $3\hbar\omega$  részecske-lyuk gerjesztésnek felel meg, melyben a  $3\hbar\omega$  komponens jelenik meg erősebben [Po92], makroszkopikusan pedig olyan sűrűségoscillációként lehet leírni, melynek a frekvenciáját a maganyag kompressziómodulusa határozza meg [Ha81]. Ebből adódóan az ISGDR gerjesztési energiája csakúgy, mint az izoskalár monopól-óriásrezonancia (ISGMR) gerjesztési energiája közvetlen kapcsolatban áll a maganyag összenyomhatóságával, mely a nukleáris-állapotegyenlet egyik fontos paramétere. Az ISGDR tanulmányozása így egy kiegészítő (illetve ellenőrző) módszert jelent az ISGMR vizsgálata mellett az inkompresszibilitás értékének szisztematikus meghatározásához [Ha77, Yo99]. Több nemrég elvégzett kísérletnek a fő célja az volt, hogy azonosítsák ezt a  $3\hbar\omega$  izoskalár dipól módust a középnehéz, illetve nehéz atommagok tartományában.

Az izoskalár óriásrezonanciák vizsgálatának egyik meghatározó állomása a Harakeh és munkatársai által elvégzett kísérletsorozat volt, mely során rugalmatlan  $\alpha$ -szórást végeztek ólom, arany és bizmut céltárgyon 120 MeV bombázó energia mellett. A korábban már jól ismert izoskalár kvadrupólus és monopólus rezonanciák mellett az  $E^* \approx 80A^{-1/3}$  MeV gerjesztési energiáknál egy új, izoskalár rezonanciát azonosítottak, bár a multipolaritást nem sikerült egyértelműen meghatározniuk [Ha77].

Nem sokkal később Morsch és munkatársai nagyobb bombázó energiát választva ( $E_\alpha = 172$  MeV) az  $^{208}\text{Pb}$  újabb rezonanciáit figyelték meg  $E^* = 17.5$  és  $21.3$  MeV gerjesztési energiáknál. A szögeloszlás analízisével a multipolaritásokat is meghatározták, mellyel az első rezonanciát izoskalár oktapól-óriásrezonanciaként ( $L = 3$ ), a másodikat pedig izoskalár dipólus-óriásrezonanciaként ( $L = 1$ ) azonosították [Mo80].

Végül az ISGDR a vele átlapoló egyéb rezonanciáktól – például a nagyenergiás oktapólrezonanciától (HEOR), illetve a folytonos háttértől – való elkülönített észlelése és erősségének meghatározása két, módszereit tekintve eltérő kísérletben sikerült először. Az egyikben Davis és munkatársai 200 MeV bombázó energiával és közel nyalábirányba állított nagy momentumátfogású mágneses spektrométer használatával kiszögű (közel  $0^\circ$ ), rugalmatlan  $\alpha$ -szórást végeztek ólom céltárgyon, majd a „Difference-of-spectra” (DOS) módszert alkalmazva különítették el az ISGDR módust a többi módustól, illetve a folytonos háttértől [Da97]. A másik kísérletben Clark és munkatársai széles szögtartományt lefedve vizsgálták a reakciót 240 MeV bombázó energiával, majd a „multipól analízis” módszerével azonosították és különítették el az izoskalár dipólus-óriásrezonanciát [Cl01].

Izoskalár rezonanciák belső, részecske-lyuk szerkezetére könnyű atommagokban a rezonancia-erősség fragmentációjából, nehezebb atommagokban a csillapítási kiszélesedés miatt kizárólag bomlási kísérletekből nyerhető információ. Az irodalomban eddig izoskalár ( $L = 0$  és  $L = 2$ ) óriásrezonanciák bomlását kizárólag neutron-kibocsátáson keresztül vizsgálták a  $2\hbar\omega$  tartományban [Br88]. Az  $L = 1$  módus (ISGDR) nukleonbomlásának vizsgálata, mellyel a különböző végállapotba történő bomlás elágazási arányára vonatkozó modellszámításokat (Random Phase Approximation - RPA) [Go01] lehetne ellenőrizni, még mindig nyitott kérdés.

## 2. fejezet

# Hasadási- és óriásrezonanciák elméleti leírásának áttekintése

A maghasadás általános elméleti leírását először a cseppmodell keretei között fogalmazták meg. A cseppmodell töltött, szupersűrű folyadéksepphez hasonlítja az atommagot, mely képet kiegészítve egyéb, a nukleon-nukleon kölcsönhatásra vonatkozó megfontolással, az atommag kötési energiájára Weizsäcker a következő, jól ismert félempirikus formulát vezette le:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}, \quad (2.1)$$

ahol  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\xi$  és  $\delta$  empirikus állandók,  $A$  a tömegszám és  $Z$  a rendszám.

A hasadás cseppmodelljében a hasadás folyamatát a fenti képlet második és harmadik tagja határozza meg. Kis deformációk ( $\epsilon$ ) hatására a felületi energia (2. tag) gyorsabban nő, mint ahogy a Coulomb-energia csökken (3. tag), így a rendszer összenergiája a deformáció függvényében először növekvő tendenciát mutat. A deformált atommag potenciális energiáját ( $E_{LD} = -\Delta W$ ) a fenti képlet cseppmodellbeli tagjaival, a deformáció függvényében az

$$E_{LD} = -\alpha A + \beta A^{2/3} f(\epsilon) + \frac{3}{5} \frac{e^2 Z^2}{r_0 A^{1/3}} g(\epsilon) \quad (2.2)$$

kifejezéssel lehet megadni, melyben az  $f(\epsilon)$  és  $g(\epsilon)$  rendre a deformált és gömbszerű mag felületi és Coulomb-energiájának aránya.

Egy bizonyos deformációnál az összenergia maximumot ér el, rugalmatlan alakváltozás következik be, és az atommag kettéhasad. Az

atommag potenciális energiájának deformációtól való függésében potenciálgát alakul ki, melynek magassága az ún. hasadási paraméter ( $X$ ) függvénye [Bj80]:

$$E_{LD}(\epsilon) - E_{LD}(\epsilon = 0) = \{[f(\epsilon) - 1] + 2X [g(\epsilon) - 1]\} E_s(\epsilon = 0), \quad (2.3)$$

ahol  $E_s(\epsilon = 0)$  a gömbszerű atommag felületi energiája,  $X$  a hasadási paraméter, melynek  $Z$  rendszámától és  $A$  tömegszámától való függésére a

$$X = \frac{3e^2}{5r_0} \cdot \frac{Z^2/A}{2a_2 \left[1 - \kappa \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2\right]} \quad (2.4)$$

kifejezést kapjuk, ahol  $a_2$  és  $\kappa$  empirikus állandók,  $e$  az elemi töltés és  $r_0 = 1.25$  fm. A potenciálgát eltűnik  $Z^2/A \approx 49$  felett, de a  $Z^2/A < 49$  atommagok is lehetnek spontánhasadók a kvantummechanikai alagúteffektus révén.

A hasadási valószínűség meghatározásának első lépése a potenciálgáton történő áthatolás valószínűségének ( $T(E)$ , penetrabilitás vagy áthatolási tényező) meghatározása. Az áthatolási tényező gerjesztési energia függésére egzakt analitikus függvényt kapunk abban az esetben, ha a potenciálgátat parabolával, illetve több-völgyes hasadási gát esetén egymáshoz simuló parabolákkal közelítjük. Egy egyszerű parabolával leírható  $V(\beta) = V_0 - (1/2)\mu\omega^2\beta^2$  potenciálgát esetén az áthatolási tényezőre elsőrendű WKB-közelítéssel Hill és Wheeler által kapott analitikus függvény:

$$T(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(2\pi \frac{V_0 - E}{\hbar\omega}\right)}, \quad (2.5)$$

melyből statisztikus megfontolások alapján első közelítésben a hasadási szélesség:

$$\Gamma = \frac{\langle D \rangle}{2\pi} T(E), \quad (2.6)$$

ahol  $\langle D \rangle$  az átlagos nivótávolságot jelenti, melynek értékét a Gilbert-Cameron-féle állapotsűrűségből lehet származtatni [Gi65], illetve az irodalomban [Ma98] táblázatos formában a legtöbb aktinoida esetére meg lehet találni.

## 2.1. A kétvölgyes és háromvölgyes hasadási gát

A folyadékcsepp-leírást jelentő (2.3) képlettel számos kísérleti eredményt nem sikerült értelmezni (hasadási izomer állapotok). Strutinsky találta meg a megoldást, aki a fenti, folyadékcsepp-moddal kialakított képet ötvözte a héjmodell jóslataival [St67]. Az atommag teljes energiáját a folyadékcsepp-moddal számolt tag ( $E_{LD}$ ), illetve a héj- ( $\delta U$ ) és párkorrekciós ( $\delta P$ ) tagok összegeként állította elő:

$$E = E_{LD} + \sum_{p,n} (\delta U + \delta P). \quad (2.7)$$

A héjkorrekciós tag meghatározásához először valamelyik „realisztikus” héjmodell alkalmazásával számolt egyrészecske-energiákat összegezte az atommag nukleonjaira:

$$U = \sum_{\nu} 2\epsilon_{\nu} n_{\nu}. \quad (2.8)$$

Ezután egyrészecske-energiákat számolt és összegzett egyenletes nívósűrűséget feltételezve:

$$\tilde{U} = \int_{-\infty}^{\lambda} \epsilon \tilde{g}(\epsilon) d\epsilon, \quad (2.9)$$

majd a kettő különbségét ( $\delta U = U - \tilde{U}$ ) a héjefektusok hatásának figyelembevételére használta. A fenti kifejezésekben  $\epsilon_{\nu}$  az egyrészecske-nívók energiáit,  $n_{\nu}$  ezen nívók betöltési számát, míg  $\tilde{g}(\epsilon)$  azok „egyenletes” állapoteloszlását jelölik. Az így elvégzett héjkorrekcióval számolt potenciálisenergia-felületekben a kvadrupóldeformációs paraméter ( $\beta_2$ ) nagy értékeinél második, lokális minimum mutatkozott (SD minimum).

Az atommag deformációját realisztikus esetben a gömbfüggvények ( $Y_{\lambda 0}$ ) szerinti sorbafejtésével az

$$R(\Omega) = c(\beta) R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda=2}^7 \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\Omega) \right] \quad (2.10)$$

közelítéssel adhatjuk meg, ahol a  $\beta_{\lambda}$  paraméterek a különböző multipolaritású deformációkat jelentik, míg  $R_0$  a gömbszerű mag sugara. Strutinsky a magfelület (2.10) képlettel megadott leírásában csak a páros rendű  $\beta_{\lambda}$  deformációkat vette figyelembe, melyek tükrözési szimmetriával rendelkező magalakokat írnak le. A  $^{233}\text{Th}$  neutronindukált hasadási valószínűségét ugyanakkor a fenti képpel sehogyan sem sikerült értelmezni

(„tórium-anomália”). A megoldást a páratlan rendű  $\beta_\lambda$  tagok figyelembevételére jelentette [Mo72]. Ezekkel jelentősen megváltozik az atommag egyrészesecske-nívósémája és a héjkorrekciós tényezők keresztül nagy oktapól deformációknál ( $\beta_3$ ) egy új, harmadik (HD) minimum jelentkezik.

## 2.2. Könnyű aktinoidák hasadási modellje

Egy közbenső mag kialakulásával, majd annak hasadásával járó magreakció hatás keresztmetszetét kétlépcsős folyamatként tekinthetjük, melyek a közbensőmag-reakciók modellje szerint egymástól függetlenül zajlanak le, így a hasadás hatás keresztmetszetét két tényező szorzataként lehet felírni:

$$\sigma_f(E, J^\pi, K) = \sigma(E, J^\pi) P_f(E, J^\pi, K), \quad (2.11)$$

ahol  $\sigma(E, J^\pi)$  az  $(E, J^\pi)$ -vel jellemzett közbenső mag kialakulási hatás keresztmetszete,  $P_f(E, J^\pi, K)$  pedig az ebből az állapotból történő hasadás valószínűsége.

A könnyű aktinoidák tartományában a kétvölgyes- és háromvölgyes hasadási gát megjelenése ma már mind elméletileg, mind kísérletileg jól ismert jelenség. A kétvölgyes hasadási gát elméleti előrejelzése a Strutinsky-féle héjkorrekciós módszer eredményeinek következménye, míg a háromvölgyes gát ennek az oktapóldeformációval kiterjesztett változattól származik. A tórium, urán illetve protaktínium izotópok esetében a háromvölgyes hasadási gát létét elméleti számítások jósolják, néhány atommag esetében ( $^{234,236}\text{U}$  és  $^{233,231}\text{Th}$ ) pedig kísérleti alátámasztásuk is megtörtént.

Általános esetben a hasadási valószínűséget a következőképpen határozhatjuk meg:

$$P_f = \frac{\Gamma_f(E)}{\Gamma_f(E) + \Gamma_\gamma(E) + \Gamma_n(E)}, \quad (2.12)$$

ahol  $\Gamma_f(E)$ ,  $\Gamma_\gamma(E)$  és  $\Gamma_n(E)$  jelöli rendre a hasadás, a  $\gamma$ - és a neutronkibocsátás parciális szélességét.  $\Gamma_n(E)$  elhanyagolható, ha a neutronszeperációs energia a hasadási küszöb felett helyezkedik el, ilyenkor csak a  $\gamma$ -bomlási csatorna verseng a hasadási csatornával.

Az átlagos sugárzási szélesség gerjesztési energiától való függését (csak E1 átmenetet feltételezve) a

$$\langle \Gamma_\gamma(E) \rangle = Cu^4 - 10u^3 + 45u^2 - 105u + 105 \quad (2.13)$$

összefüggéssel lehet kifejezni [Va73], ahol  $u = 2a(E - \Delta_p - \Delta_n)$ ,  $a$  az állapotsűrűség-paraméter,  $\Delta_p$  és  $\Delta_n$  rendre pár- és hégkorrekció a neutron- és protonenergiákhoz, illetve  $C$  egy normalizáló tényező, mely hozzáilleszti a neutronszeperációs energiánál számolt  $\gamma$ -szélességet a kísérletileg ismert értékhez. Ezen állandók értékei ( $a$ ,  $\Delta_p$ ,  $\Delta_n$  és  $\Gamma_\gamma[B_n]$ ) aktinoida magok esetére megtalálhatók az irodalomban [Ba74b].

A hasadási szélesség meghatározásához háromvölgyes hasadási gátat tételezünk fel, melyet öt, egymáshoz szorosan illeszkedő parabolából álló potenciálgáttal írhatunk le. Az áthatolási tényező WKB-közelítéssel történő kiszámítása alapján [Bh89]:

$$T = T_A T_B T_C / (a + b_1 + b_2 + c_1 + c_2), \quad (2.14)$$

ahol

$$\begin{aligned} a &= 1 + (1 - T_A)(1 - T_B) + (1 - T_A)(1 - T_C) + (1 - T_B)(1 - T_C), \\ b_1 &= 2(1 - T_C)\sqrt{(1 - T_A)(1 - T_B)} \cos 2\nu_2, \\ b_2 &= 2(1 - T_A)\sqrt{(1 - T_B)(1 - T_C)} \cos 2\nu_4, \\ c_1 &= 2(1 - T_B)\sqrt{(1 - T_A)(1 - T_C)} \cos 2(\nu_2 - \nu_4), \\ c_2 &= 2\sqrt{(1 - T_A)(1 - T_C)} \cos 2(\nu_2 + \nu_4). \end{aligned}$$

A fenti képletekben szereplő  $T_A$ ,  $T_B$  és  $T_C$  a gátak egyenkénti áthatolási tényezői, melyeket a következő összefüggés ad meg a hasadási gátnál alacsonyabb gerjesztések esetén:

$$T_x = [1 + \exp 2\nu_y]^{-1}, \quad (2.15)$$

illetve a gátnál magasabb gerjesztések esetén:

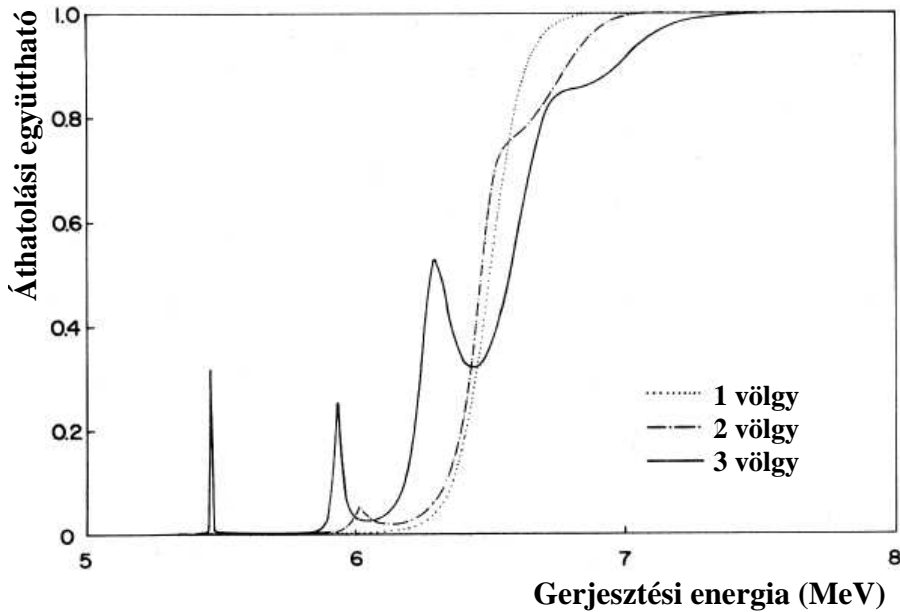
$$T_x = [1 + \exp(-2|\nu_y|)]^{-1}, \quad (2.16)$$

ahol  $x = A, B, C$  esetén rendre  $y = 1, 3, 5$ . A  $\nu_y$  energiafüggő fázisegyütthatókat a gátparaméterekből lehet származtatni:

$$\nu_y = \pi(E_y - E)/\hbar\omega_y \quad (y = 1, 3 \text{ és } 5), \quad (2.17)$$

ahol  $E_y$  és  $\hbar\omega_y$  a hasadási gátat leíró parabolák paraméterei.

Az egyvölgyes, kétvölgyes, illetve háromvölgyes hasadási gátra vonatkozó áthatolási tényezők közötti különbségeket egymással ekvivalens gátak feltételezésével lehet vizsgálni. Ilyen számolásra példa a 2.1. ábra,



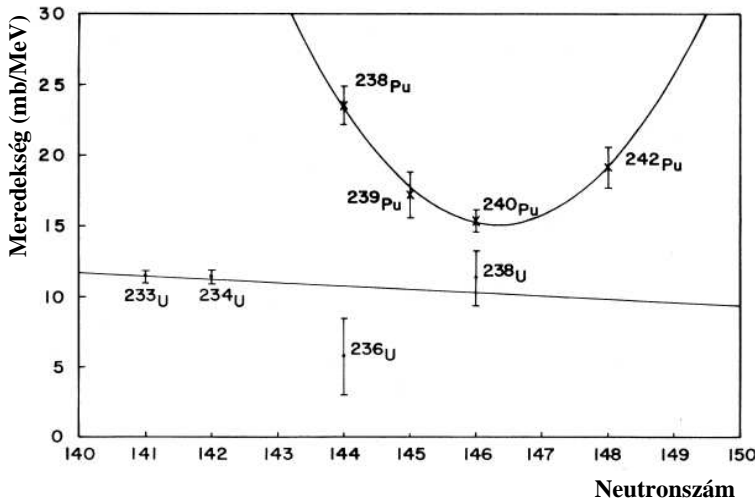
2.1. ábra. Áthatolási együttható a gerjesztési energia függvényében egymással ekvivalens egyvölgyes, kétvölgyes, illetve háromvölgyes hasadási gátat feltételezve (a durvaszerkezet alapvető különbségei jól megfigyelhetők)

melyen jól látszik, hogy a függvények meredeksége határozottan különbözik egymástól, illetve, hogy két- és háromvölgyes gátak esetén rezonanciaszerkezetek jelennek meg. A kísérleti hasadási valószínűség meredekségének vizsgálatával tehát jelzés kapható arra vonatkozóan, hogy az adott atommag két- vagy háromvölgyes potenciálgáttal rendelkezik. Például aktinoidák fotohasadási hatáskeresztmetszeteinek meredeksége alapján két, jól elkülöníthető csoportot kapunk (U és Pu izotópok) (2.2. ábra), melyek esetében azóta bebizonyosodott, hogy az egyik csoportot kétvölgyes gáttal, míg a másikat háromvölgyes gáttal lehet leírni [Bh89].

### 2.2.1. Rotációs sávok

A hasadási valószínűségben kialakuló keskeny rezonanciákért a második, illetve harmadik völgyben fekvő rezgési ( $\beta$  és  $\gamma$  vibráció) és egyrészecske-állapotok felelősek. Ezen állapotok mindegyikére, mint sávfejekre, forgási sávok épülhetnek. Erős deformációval rendelkező atommagok esetén





2.2. ábra. Aktinoidák fothasadási hatáskeresztmetszetének meredeksége a hasadási küszöb közelében. Az urán és plutónium izotópok jól elkülöníthető csoportokba rendeződnek jelezvén a hasadási gátszerkezetük alapvető különbségeit [Bh89].

a forgási sávok szerkezetét és a sávtagok gerjesztési energiáit az atommag tehetetlenségi nyomatéka ( $\Theta$ ), illetve a forgási sáv  $K$ -értéke szabja meg, ahol  $K$  a mag teljes impulzusmomentumának ( $J$ ) a mag szimmetriatengelyére eső vetülete, mely mennyiség a hasadás során – feltételezésünk szerint – állandó marad. A rezgési, vagy egyrészesce állapotokra épülő forgási sávok spinnel, paritással és  $K$  értékkel jellemzett ( $J$ ,  $K$  és  $\pi$ ) tagjainak gerjesztési energiáját a részecske-rotor modell erős csatolású közelítésében

$$E(KJ^\pi) = \epsilon(K^\pi) + \frac{\hbar^2}{2\Theta}[J(J+1) - K(K+1)] + \frac{\hbar^2}{2\Theta}s(-1)^{J+1/2}(J+1/2)\delta_{K,1/2} \quad (2.18)$$

adja meg, ahol  $\epsilon(K^\pi)$  a sávfej energiáját,  $\hbar^2/2\Theta$  a forgási paramétert, míg  $s$  a  $K = 1/2$  sávok lecsatolási paraméterét jelenti, és ahol  $J = K, K+1, K+2, \dots$ , amennyiben  $K \neq 0$ . Ez az összefüggés mind páratlan, mind páros-páros atommagok esetében érvényes, utóbbiaknál  $\delta_{K,1/2} = 0$ , mivel  $K$  csak egész értékeket vehet fel.

Hiperdeformált állapotok forgási sávjainak közös tulajdonsága a vál-

takozó paritású szerkezet, melynek kialakulása azzal magyarázható, hogy a rájuk jellemző nagy oktupóldeformáció ( $\beta_3 \approx 0.3$ ) következtében az ellentétes paritású sávok közel egybeesnek. Sávfejeik közötti távolságot az inverziós paraméterrel lehet jellemezni:  $\Delta_{\pm} = \epsilon(K^-) - \epsilon(K^+)$ .

### 2.2.2. Hasadványok szögeloszlása

A hasadványok kísérleti szögkorrelációjából a közbenső állapotok spinjei, illetve a forgási sávok  $K$  kvantumszámait egyértelműen meghatározhatók [Gl76]. Deformált, hengerszimmetrikus atommagok esetén az atommag hullámfüggvénye a következő alakba írható az  $\Omega$  Euler-szögek segítségével [Wa91]:

$$\Psi(\Omega) = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} e^{iM\Phi} e^{iKX} d_{MK}^j(\Theta), \quad (2.19)$$

ahol  $\Theta$  a szimmetriatengely és a visszalökődési tengely által bezárt szög. Ha az atommag a hasadás során a szimmetriatengelyének irányában válik szét, akkor a hasadványok adott térszögtartományba való repülésének valószínűsége

$$W_{MK}^J(\Theta) = |\Psi(\Phi, X, \Theta)|^2. \quad (2.20)$$

A hullámfüggvény behelyettesítésével annak valószínűsége, hogy egy hasadványt a visszalökődési tengelyhez képest  $\Theta$  szögben detektálunk:

$$W_K^{J_f}(\Theta, j) = \sum_{M_f} \frac{2j+1}{2(2J_f+1)} \sum_{\substack{m=\pm 1/2 \\ M_i=-J_i, \dots, +J_i}} \langle J_i M_i j m | J_f M_f \rangle^2 W_{M_f K}^{J_f}(\Theta), \quad (2.21)$$

ahol

$$W_{MK}^J(\Theta) = \frac{1}{4}(2J+1)(|D_{MK}^J(\Theta)|^2 + |D_{MK}^J(\Theta + \pi)|^2). \quad (2.22)$$

A fenti összefüggésekben szereplő  $J_f$ ,  $M_f$ ,  $K$ ,  $J_i$ ,  $M_i$  mennyiségek azon átmeneti állapotok kvantumszámait, melyeken keresztül a hasadás végbe megy. A  $j$  és  $m$  a direkt reakcióban átadott nukleon(csoport) impulzusmomentuma. Az  $m$  kvantumszám minden esetben a visszalökődési tengelyhez képest értendő. A  $D_{MK}^J$  függvények Legendre sorfejtése után

$$W_K^{J_f}(\Theta, j) = \sum_{\lambda} A_{\lambda} P_{\lambda}(\cos\Theta) \quad (2.23)$$

adódik, melyet a céltárgymagnak átadott impulzuszóráók relatív populációs valószínűségére összegezve a következő kifejezést kapjuk:

$$W_K^J(\Theta) = \sum_j \alpha(j) W_K^J(\Theta, j). \quad (2.24)$$

A fenti képletben szereplő  $\alpha(j)$  faktorokat DWBA számításokkal lehet meghatározni. Végső soron a szögeloszlás-függvény és a hasadás differenciális hatáskeresztmetszetének kapcsolata:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(J^\pi, M, K, \Theta) = \frac{W_{M,K}^J(\Theta)}{2\pi} \sigma_f(J^\pi, M, K) \quad (2.25)$$

## 2.3. Optikai modell

Az előző fejezetben bemutatott tárgyaláshoz képest pontosabb eredményeket kapunk, ha a hasadási valószínűségek leírásához a valós potenciál helyett komplex (optikai) potenciált vezetünk be. Ebben a modellben a II. típusú hasadási rezonanciák csillapítását a „bejövő fluxus” második völgybeli abszorpciójaként írjuk le. Ehhez a második völgynek megfelelő deformációk tartományában a potenciálhoz hozzáadunk egy képzetes részt is, ami az említett abszorpcióért felelős [Si06].

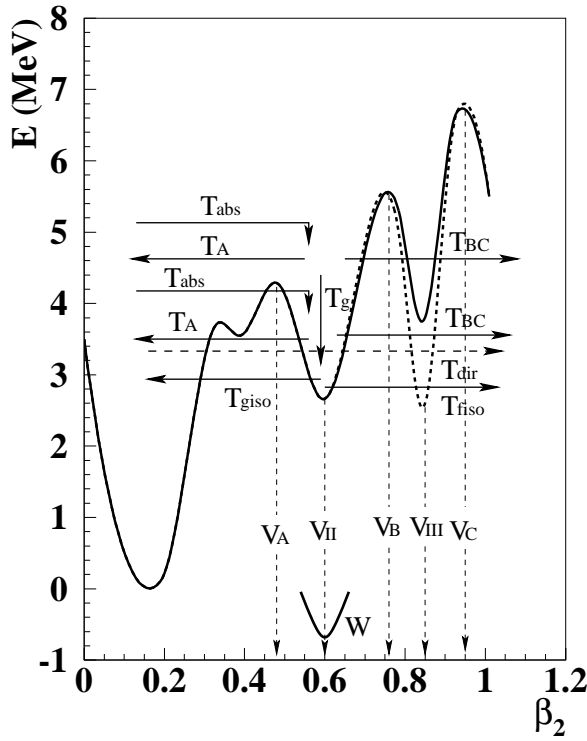
A modellben feltételezik, hogy az atommag gerjesztésekor első völgybeli állapotok gerjesztődnek. Ezen állapotokból ezután, a neutronszerparációs energiánál kisebb gerjesztések esetén, a következő folyamatok mehetnek végbe:  $\gamma$ -emisszió ( $T_{\gamma I}$ ), direkt hasadás ( $T_{dir}$ ), illetve a magalak megváltozásával járó második völgybeli állapotba történő átmenet ( $T_{abs}$ ). Az utóbbi folyamat után lejátszódható folyamatok: külső gátakon keresztül történő hasadás ( $T_{BC}$ ),  $\gamma$ -átmenet az izomer völgyben ( $T_{\gamma II}$ ), vagy egy újabb alakváltozással járó, belső gáton keresztül történő átmenet az első völgybe. Ezeket a folyamatokat a 2.3. ábrán szemléltetem.

A modellben alkalmazott komplex potenciál ( $V_f = V + iW$ ) tehát egy valós és egy képzetes rész összegeként áll elő. A valós részt az előző fejezetben leírtakhoz hasonlóan öt egymáshoz szorosan illeszkedő parabolaként vesszük fel:

$$V_i(\beta) = V_i + (-1)^i \frac{1}{2} \mu \hbar^2 \omega_i^2 (\beta - \beta_i)^2, \quad (2.26)$$

ahol  $V_i$  páratlan  $i$  esetén a maximumokat ( $V_A, V_B, V_C$ )<sup>1</sup>, páros  $i$  esetén a minimumokat ( $V_{II}, V_{III}$ ) jelenti,  $\beta_i$  az ezeknek megfelelő deformációk,

<sup>1</sup>a 2.3. ábra jelöléseit használva



2.3. ábra. Az  $^{232}\text{U}$  héjkorrekciós eljárással számolt hármass hasadási gátja. Az ábrán a hasadási gát parametrizálását, illetve a gáton keresztül lejátszódó különböző folyamatokat szintén jelöltem.

$\hbar\omega_i$  a parabolák görbületét írja le, míg  $\mu$  a redukált tömegparaméter ( $\mu \approx 0.054A^{5/3} \text{ MeV}^{-1}$ ). A képzetes rész pedig:

$$W(\beta) = -\alpha(E)[E - V(\beta)], \quad (2.27)$$

ahol az  $\alpha(E)$  együtthatót, mely a képzetes potenciál erősségét határozza meg, olyannak választják, hogy a gát alatti rezonanciák szélessége a kísérleti értékekkel megegyezzen. Felteszik továbbá, hogy a transzmissziós rezonanciákat kialakító, diszkrét átmeneti állapotok forgási sávokat alkotnak. A fentiek során a harmadik völgybeli állapotok csillapítását elhanyagolják, ami esetünkben elég jó közelítésnek tekinthető.

Az (2.14) összefüggésekhez képest az alapvető különbség az áthatolási együtthatók kifejezésében van, melyek értékeit nemcsak a  $\nu$  fázis-

együtthatók (a valós potenciál integráljai), hanem az abszorpciót leíró képzetes résznek megfelelő integrál ( $\delta$ ) is befolyásolja, melyet a képzetes potenciál segítségével a következő integrállal lehet megadni:

$$\delta = -\sqrt{\frac{\mu}{2\hbar^2}} \int_{aII}^{bII} \frac{W(\beta)}{\sqrt{(E - V_2(\beta))}} d\beta. \quad (2.28)$$

A második völgybeli állapotok csillapítását is figyelembe véve a hasadási valószínűséget a különböző áthatolási tényezők segítségével, tetszőleges gerjesztésienergia-tartományban a

$$P_f = P_{dir} + P_{ind} = \frac{T_{dir}}{T_{dir} + \sum_d T_d} \left(1 - \frac{1}{a}\right) + \frac{1}{a}, \quad (2.29)$$

kifejezéssel lehet megadni, ahol

$$a = \left[1 + b^2 + 2b \coth\left(\frac{T_A + T_{BC}}{2}\right)\right]^{1/2} \quad (2.30)$$

és

$$b = \frac{(T_{dir} + \sum_d T_d)(T_A + T_{BC})}{T_{abs} T_{BC}}. \quad (2.31)$$

Az itt szereplő abszorpció és direkt áthatolási tényezők bonyolult függvényei a potenciálnak és az egyes gátak áthatolási tényezőinek (pontos alakjuk megtalálható az irodalomban [Si06]):

$$T_{dir} = f(T_A, T_B, T_C, e^{2\delta}, \nu_1, \nu_2) \quad (2.32)$$

és

$$T_{abs} = f(T_{dir}, T_B, T_C, e^{2\delta}), \quad (2.33)$$

ahol  $T_{BC}$  a külső gátak áthatolási tényezője. A leírásban eddig csak az áthatolási tényező energiától való függését állítottuk elő. Figyelembe véve azokat az állapotokat, melyeken a hasadás keresztülmegy (a változó nívósűrűséget, illetve a diszkrét átmeneti állapotokat), a  $T_A$  és  $T_{abs}$  áthatolási tényezők diszkrét, illetve folytonos részek összegeként állnak elő:

$$T_{A,abs}(E, J^\pi) = \sum_{K \leq J} T_{A,abs}(E, K, J^\pi) + \int_{E_{cA}}^{\infty} \frac{\rho_A(\epsilon J^\pi) d\epsilon}{1 + \exp\left[-\frac{2\pi}{\hbar\omega_A(E - V_A - \epsilon)}\right]}, \quad (2.34)$$

ahol a folytonos részben szereplő  $\rho(E, J^\pi)$  nívósűrűség-függvény közelítő megadására ebben az energiatartományban a Gilbert-Cameron-összefüggést lehet felhasználni [Gi65]. A gerjesztési energia növelésével az izomer völgybeli abszorpció valószínűsége növekszik, a folytonos tartományban direkt áthatolás már nem lehetséges, így a direkt áthatolási tényező csak diszkrét részből áll. A  $T_{BC}$  áthatolási tényező kifejezése nagyon hasonló a (2.34) kifejezéshez annyi különbséggel, hogy a külső gátak határozzák meg az integrandust, illetve az integrálás alsó határát.

## 2.4. Az izoskalár dipólus-óriásrezonancia

Az óriásrezonanciák az atommag kis amplitúdójú, nagy frekvenciás, kollektív gerjesztései. Az atommag folyadékcsepp-modelljét tekintve nyilvánvaló, hogy igen sokfajta óriásrezonancia valósulhat meg: az eltérő izospinnel jellemzett két nagy csoporton belül ( $\Delta T = 0$  izoskalár illetve  $\Delta T = 1$  izospin rezonanciák) a rezonanciák multipolaritásuk ( $\Delta L = 0, 1, 2, \dots$ ) szerint is megkülönböztethetők. A két  $\Delta T$ -vel jellemzett rezonanciák közötti szemléletes különbség, hogy az izoskalár rezonanciák esetében a protonok és neutronok azonos fázisban, míg az izovektor rezonanciák esetében ellentétes fázisban rezegnek az egyensúlyi állapot körül. Azonos multipolaritású izoskalár és izovektor rezonanciák energiáját az izoskalár és izovektor magerők erősségének különbsége határozza meg.

Mikroszkopikus szerkezetüket tekintve az óriásrezonanciák részecske-lyuk gerjesztések koherens szuperpozíciói, kollektív viselkedést mutató állapotok. A mikroszkopikus modellekben óriásrezonanciák gerjesztését egy átmeneti operátor írja le, mely összekapcsolja az  $N$  és  $N + \Delta N$  héjak részecske- és lyukállapotait ( $p - h$ ). Az óriásrezonanciák kezdeti szerkezetére kísérletileg közvetlen információt azok egyrészecske-bomlásuk (direkt bomlás) egyszerű lyukállapotokra vonatkozó elágazási arányainak vizsgálata szolgáltat. A  $\lambda$  multipolaritású átmeneti operátor multipólus szerinti sorfejtésének alakja a gömbi Bessel-függvények ( $Y_{\lambda\mu}$ ) használatával a következő:

$$O_\mu^\lambda = \sum_{i=1}^A [\alpha_\lambda r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega_i) + \beta_\lambda r_i^{\lambda+2} Y_{\lambda\mu}(\Omega_i) + \dots]. \quad (2.35)$$

A rezonanciák gerjesztéséért az első, mint vezető tag a felelős, kivéve az izoskalár monopólus és dipólus rezonanciák esetét, ahol csak a má-

sodrendű tag vezet az atommag belső gerjesztéséhez<sup>2</sup>.  $\Delta L = 1$  esetén (ISGDR) a második tag a sugár harmadik hatványával ( $r^3$ ) arányos, mikroszkopikus szerkezetét  $\Delta N = 3$ -mal jellemzett  $p - h$  párok jelenlétével lehet leírni, így a rezonancia gerjesztési energiája közelítőleg  $3\hbar\omega$ . Kvadrupólátmenetek esetében (ISGQR) szintén jósolható a másodrendű tag (felharmónikusok) hatása, melynek kimutatására azonban eddig még nem került sor.

Az óriásrezonanciákat elsősorban a gerjesztési reakciók során mért makroszkopikus paraméterekkel jellemzik. Ilyenek az energia ( $\omega$ ), a szélesség ( $\Gamma$ ) és az erősség ( $S$ ). Az elméleti értékekkel való összevetésük szolgál a rezonanciák azonosítására, főleg szisztematikus mérések esetében pedig az elméleti modellfeltevések ellenőrzésére. A rezonancia átmeneti erősségének az annak elvi korlátot szabó, ún. összszabályokhoz való viszonyítása alapján az 50% fölötti rezonanciákat nevezzük óriásrezonanciáknak [Ha81].

Az ISGMR és ISGDR másodrendű rezonanciák révén, sűrűségoscillációként írhatók le. Ez annak a következménye, hogy az átmeneti operátorukból számolt átmeneti sűrűség (a rezonancia folyamata alatti sűrűségoscilláció térbeli eloszlása) egy második csomóponttal is rendelkezik az atommag belsejében. Az átmeneti sűrűség nem csak a felszínen, hanem a mag belsejében is jelentős értéket képvisel, ezért a rezonanciaenergiát elsősorban a maganyag kompresszibilitása határozza meg. Ennek következtében a rezonancia gerjesztési energiája közvetlenül kapcsolatba hozható a maganyag inkompresszibilitásával ( $K_\infty$ ) [Da97], mely az asztrofizikai folyamatok és nehézion-reakciók modellezésében alkalmazott állapotegyenlet kritikus paramétere, pontosabban az energia nukleonsűrűségtől ( $\rho$ ) való függvényének görbülete a minimális energiát jelentő ( $\rho_0$ ) pontban:

$$K_\infty = 9\rho^2 \frac{d^2(E/A)}{d\rho^2} \Big|_{\rho_0}. \quad (2.36)$$

Az inkompresszibilitás szisztematikus meghatározására eddig főleg az ISGMR-t használták, melynek oka, hogy az viszonylag nagy hatáskezzetmetszettel gerjeszthető folyamat. Az ISGMR gerjesztési energiája a maganyag inkompresszibilitásával a következő összefüggésben áll:

$$E_{ISGMR}^* = \hbar \sqrt{\frac{K_A^2}{mr^2}}, \quad (2.37)$$

---

<sup>2</sup>Hiszen a  $\Delta T = 0$  és  $L = 1$  értékekkel jellemzett módus az atommag teljes egészének oszcillációját jelenti, így az belső gerjesztéssel nem jár.

ahol  $K_A$  az  $A$  tömegszámú atommag anyagának inkompresszibilitása,  $m$  a tömege,  $r$  pedig a sugara. Az izoskalár dipólus-óriásrezonanciára vonatkozó összefüggés pedig:

$$E_{ISGDR}^* = \hbar \sqrt{\frac{7}{3} \frac{K_A + 1.08\epsilon_F}{mr^2}}, \quad (2.38)$$

ahol  $\epsilon_F$  a Fermi-energiát jelöli.



## 3. fejezet

# Kísérleti berendezések és módszerek

**A**ktinoida tartománybeli atommagok (U,Pa) erősen deformált állapotainak és az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus óriásrezonanciájának tanulmányozását tűztük ki célul. Az  $^{232}\text{U}$  és a  $^{232}\text{Pa}$  izobár magok hasadási rezonanciáinak kimutatását és azok tulajdonságainak meghatározását célzó kísérleteinket a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem Tandem-laboratóriumában, míg az  $^{236}\text{U}$  tömegeloszlásának mérését a Magyar Tudományos Akadémia debreceni Atommagkutató Intézetének Ciklotron-laboratóriumában végeztük. Az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus óriásrezonanciájának protonbomlását a Groningeni Egyetem (Hollandia) szupravezető Ciklotron-laboratóriumában (KVI - Kernfysisch Versneller Instituut) vizsgáltuk. A kísérletek jellemző adatait a 3.1. táblázatban foglaltam össze.

Reakció	$E$ (MeV)	$\Theta_{sp}$ (szög) <sup>a</sup>	$E^*$ (MeV) <sup>b</sup>	$\Delta E$ (keV)
$^{235}\text{U}(\text{d},\text{p})^{236}\text{U}$	9.7	125°	5.0-6.0	20
$^{231}\text{Pa}(\text{d},\text{p})^{232}\text{Pa}$	12	139.4°	5.5-6.0	11
$^{231}\text{Pa}({}^3\text{He},\text{d})^{232}\text{U}$	38.1	35°	4.0-6.5	11
$^{208}\text{Pb}(\alpha,\alpha'\text{p})$	200	1.5-6.0°	16.0-31.0	400

<sup>a</sup> Spektrográf szöge a nyalábirányhoz képest

<sup>b</sup> Vizsgált gerjesztésienergia-tartomány

3.1. táblázat. *Az erősen deformált állapotok és az izoskalár dipólus-óriásrezonancia tanulmányozása céljából elvégzett kísérletek jellemző adatai.*

A hasadási rezonanciák vizsgálatára végzett kísérleteink során a (d,p), illetve ( $^3\text{He},d$ ) direkt reakciókkal előállított közbenső magok hasadási valószínűségét mértük a gerjesztési energia függvényében. A közbenső mag gerjesztési energiáját a hasadási termékekkel koincidenzában levő protonok, illetve deuteronok kinetikus energiájának mérésével határoztuk meg. A kirepülő könnyű részecskék kinetikus energiáját egy Q3D típusú, illetve egy hasított-pólusú mágneses spektrográffal mértük, míg a hasadási termékeket (és azok becsapódási pozícióját) helyzetérzékeny lavina-detektorral (PSAD - Position Sensitive Avalanche Detector) regisztráltuk. Az  $^{236}\text{U}$  tömegeloszlásának meghatározását két PSAD detektorból épített repülési idő-spektrométerrel végeztük, melyhez azt az összefüggést használtuk fel, hogy a két hasadvány sebessége (és így repülési ideje) az energia- és impulzusmegmaradás miatt tömegükkel fordítottan arányos.

Az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipól-óriásrezonanciájának protonbomlását az  $^{208}\text{Pb}(\alpha,\alpha')p$  reakcióval vizsgáltuk, ahol a protonokkal koincidenzában levő rugalmatlanul szóródott  $\alpha$  részecskék energiáját egy QGD típusú mágneses spektrográffal (BBS - Big Bite Spectrometer) mértük, míg a protonok detektálását és energiájuk meghatározását egy 16 darab Si(Li) detektorból álló detektorrendszerrel végeztük.

A használt berendezések és mérési módszerek részletes leírása a következő fejezetekben kerül bemutatásra.

### 3.1. Mágneses spektrográfok

A magspektroszkópiai vizsgálatok széleskörűen használt eszközei a különböző típusú mágneses spektrográfok. Az általánosan használt detektorok közül egyedül ezek az eszközök alkalmasak nagy energiájú töltött részecskék igen jó feloldású ( $\Delta E/E = 10^{-4}$ ) detektálására, illetve kis-zögű (közel  $0^\circ$ ) koincidenzámerések elvégzésére.

A vizsgált magreakcióból származó különböző energiájú, illetve tömegű töltött részecskék a spektrográf mágneses terének fókuszáló hatására a fókusz sík különböző pontjaiba érkeznek:

$$\frac{p}{z} \sim B_0 \rho_0 \left(1 + \frac{x}{D}\right), \quad (3.1)$$

ahol  $p$  a részecske impulzusa,  $z$  a részecske töltésállapota,  $\rho_0$  a pályasugár,  $B_0$  a mágneses térerősség,  $D$  a spektrográf (impulzus) diszperziója,  $x$  pedig a fókusz síkban mért távolság. Ezt kiegészítve a részecske repülési idejének mérésével, a részecske tömege, illetve kinetikus energiája

meghatározható<sup>1</sup>, ugyanakkor a fókusz síkban használt  $\Delta E - E$  részecskelemezalkalmazásával a részecskék azonosítása is elvégezhető.

A mágneses spektrográfok optikai tulajdonságait azok relatív energiafeloldásával és fókusz síkjuk által lefedett energiatartományával lehet jellemezni, melyeket a  $D$  diszperzióval és az  $M_H$  horizontális nagyítással szoktak kifejezni:

$$D = \frac{\Delta p/p}{\Delta x} \quad M_H = \frac{\Delta X_s}{S}, \quad (3.2)$$

ahol  $x$  a fókusz síkban mért pozíció,  $S$  a nyalábfolt vízszintes irányú kiterjedése és  $\Delta X_s$  a nyalábfolt fókusz síkbeli képének szélessége. Ezekből és a nyalábfolt azon tulajdonságából, hogy nem pontszerű, a relatív energiafelbontásra a

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \cdot D \cdot M_H \cdot S. \quad (3.3)$$

kifejezés adódik. Az energiafelbontást meghatározó másik jelentős tényező a spektrográfok bemeneti nyílásának véges térszöge, mely jellemzően néhány  $m$ sr méretű. Alapesetben a fókusz síkbeli pozíció jelentősen függ a spektrográfba való belépési szögtől (aberráció), ezért a bemeneti térszög és a nyalábfolt méretének csökkentésével az energiafelbontás növelhető, ugyanakkor a mérési statisztika ennek hatására erősen romlik. A mágneses tér különleges kialakításával a radiális fókuszálás mellett vertikális fókuszálás is elérhető, mellyel a bemeneti térszög az energiafeloldás romlása nélkül növelhető. A mágneses tér egyéb korrekciói segítségével a bemeneti térszög okozta aberráció másodrendű tagját és a reakciókinematika által meghatározott kiszélesedést [En58] is korrigálni lehet, tovább növelve a spektrográf energiafeloldását a mérési statisztika megtartása mellett.

A mágneses spektrográfokba érkező részecskék fókusz síkbeli pozícióját fókusz síkdetektorok segítségével határozzuk meg. A fókusz síkdetektorok kiválasztásánál elsődleges szempont, hogy pozíciófelbontásuk jobb legyen a spektrográf saját felbontásánál, illetve hogy a részecskeazonosítás is elvégezhető legyen velük. Az energiafeloldást növelő szempont, hogy lehetőleg a részecskék beérkezésének szögére vonatkozó információ is kinyerhető legyen. Koincidenciaméréseknél természetesen a megfelelő időfelbontás is elengedhetetlen feltétel. Mindezen követelményeket kielégítő, általánosan elterjedt két detektortípus: a helyzetérzékeny, félvezető detektorok, illetve a helyzetérzékeny, proporcionális kamrák.

<sup>1</sup>Amennyiben a  $z$  töltésállapotot pontosan ismerjük.

### 3.1.1. Q3D mágneses spektrográf

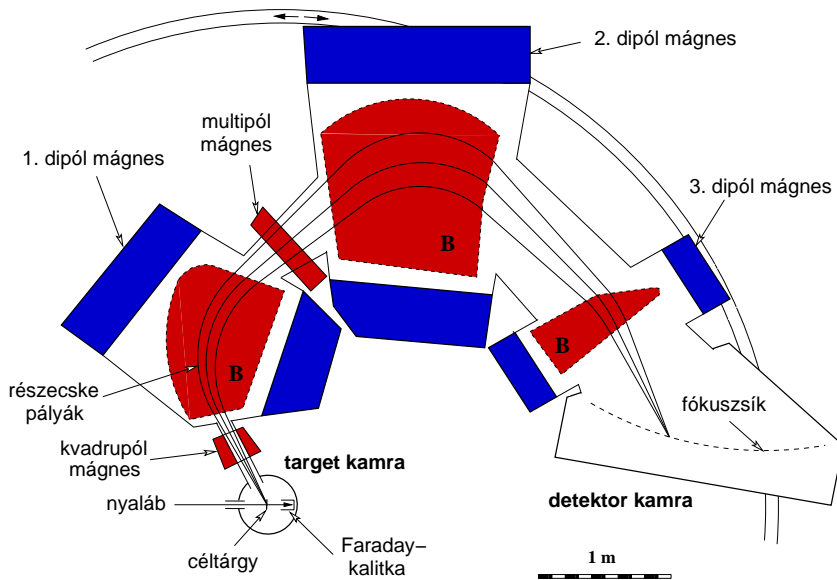
A müncheni egyetem Tandem-laboratóriumában végzett kísérleteink során a reakcióból kilépő töltött részecskék azonosítására és kinetikus energiájának mérésére egy Q3D-típusú mágneses spektrográfot használtunk (3.1. ábra). A Q3D spektrográf egy kvadrupól- (Q) és három dipólmágnesből (3D) áll, melyek között egy multipól mágnes alakítja ki korrekciós mágneses teret. A szórókamra nyílásához közel elhelyezett kvadrupól mágnes függőleges irányú fókuszálást biztosít, míg a másodrendű aberrációt a multipóltér korrigálja (bemeneti nyílásszög  $\phi = 3^\circ$ ). A dipól mágnesek a részecskéket impulzus/töltés szerint a fókusz sík különböző pontjaiba képezik le. Felépítéséből adódóan ez a típus nagy energiatartományt képes átfogni ( $E_{max}/E_{min} \approx 1.2$ ). A Q3D spektrográf diszperziója  $D = 10^{-4} \text{mm}^{-1}$ , míg horizontális nagyítása  $M_H = 2$ . Ezen adatokból  $S = 1$  mm átmérőjű nyalábolt esetén a relatív energiatartományra  $\Delta E/E = 2 \cdot 10^{-4}$  értéket kapunk, így például 10 MeV-es proton esetén az energiatartomány  $\Delta E = 2$  keV-nek adódik<sup>2</sup>. A Q3D spektrográf kialakításából származó egyik hátrány, hogy görbült fókusz síkkal rendelkezik, melyet az adatfeldolgozás, különösen az energiakalibráció elvégzése során figyelembe kell venni.

### Gáztöltésű fókusz síkdetektor

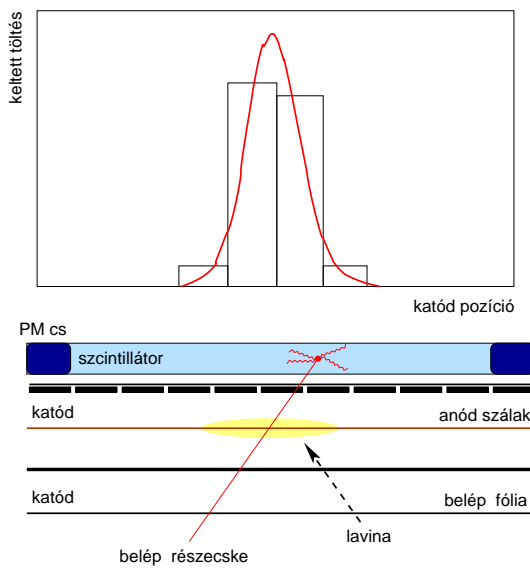
A Q3D spektrográf fókusz síkdetektoraként egy 890 mm aktív hosszal rendelkező, gáztöltésű, helyzetérzékeny detektort használtunk, melynek főbb részei és működési elve a 3.2. ábrán látható [Wi00]. A detektor két különálló egységből, egy 500 mbar nyomású izobután ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) gázzal töltött proporcionális kamrából, valamint egy 7 mm vastag plazmatik szcintillátorból állt. A kamrát két anódszállal alakították ki, melyeket a katódtól 4 mm távolságra helyeztek el. A rájuk adható legnagyobb feszültség 500 mbar nyomás mellett  $\approx 1.6$  kV. A kamra katód fóliáját a helyzetérzékenység kialakítása végett összesen 272 darab, egymástól 0.5 mm távolságra levő, 3 mm széles csíkra (katódcsík) osztották fel.

A könnyű, töltött részecskék a detektorra merőleges síkhoz képest 40-50°-ot bezárva érkezik a detektorba, útjuk során töltéshordozó párokat keltenek az izobután töltőgázban. A két katód fólia között keltett elektronok az elektromos tér hatására driftmozgást végeznek valamelyik

<sup>2</sup>Végtelenül vékony céltárgyat feltételezve.



3.1. ábra. A  $Q3D$  mágneses spektrográf sematikus ábrája.



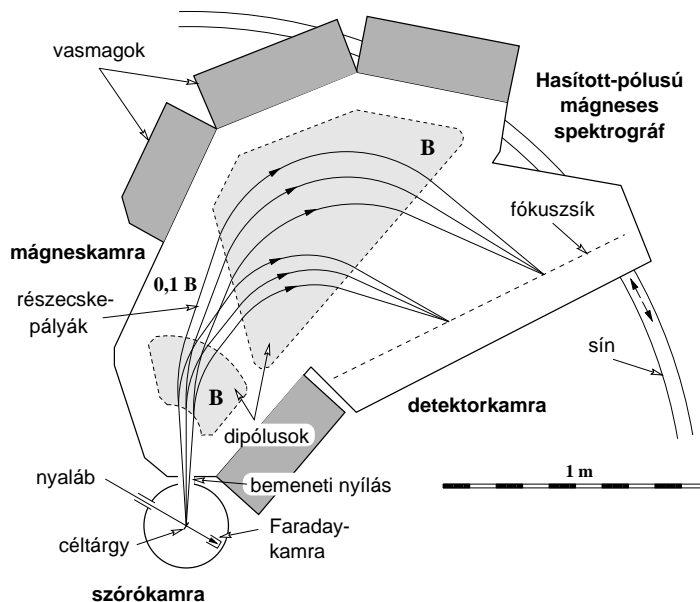
3.2. ábra. A  $Q3D$  mágneses spektrográf fókuszsíkdetektorának főbb részei és működésének alapjai.

anódszál irányába, majd a szál közvetlen közelében a nagy inhomogén térerő hatására bekövetkező lavinaeffektus során másodlagos elektronok keletkeznek, melyek felfutnak az adott anódszálra. Az anódszál közelében

keletkezett lavina a közel levő katódcsíkokban, azok helyzetétől függően, adott mennyiségű pozitív töltést indukál. Ezek mindegyike saját előerősítőhöz, illetve jelformáló elektronikához csatlakozik, így a csíkokból kiolvasott, és egy jól meghatározott küszöb feletti töltésmennyiséget digitalizálva, majd a töltéseloszlást Gauss-függvénnyel megillesztve, a Gauss-függvény csúcsának pozíciója a részecske becsapódási helyét adja meg. A detektor fókuszsíkbeli pozíciójának függőleges irányú beállításához a két anódszál által szolgáltatott két jel amplitúdóinak arányát használtuk fel. A részecskeazonosítást a proporcionális kamrában leadott energia (veszteség) és a szcintillátor által elnyelt teljes energia mérése tette lehetővé. A szcintillátor mindkét végét külön fotoelektron-sokszorozóhoz kapcsoltuk, melyek jeleinek időkülönbsége a becsapódási pozícióra vonatkozóan előzetes információt is szolgáltatott.

### 3.1.2. Hasított-pólusú mágneses spektrográf

A Debrecenben elvégzett kísérletünk során a protonok azonosítására és kinetikus energiájának mérésére egy hasított-pólusú mágneses spektrográfot használtunk (3.3. ábra).



3.3. ábra. A Debrecenben működő, hasított-pólusú mágneses spektrográf sematikus ábrája.

A hasított-pólusú spektrográfok tervezésekor az elsődleges szempont

a lehető legnagyobb energiafeloldás elérése nagy energiaátfogás és jó hatásfok fenntartása mellett [Sp67]. A spektrográf jó fókuszálási tulajdonságokkal bír, melyet a mágneses dipólok határfelületének speciális kialakításával értek el. A diszperzió kicsire tervezett értéke az akkoriban használatos fotolemezek igen jó térbeli felbontóképességével magyarázható.

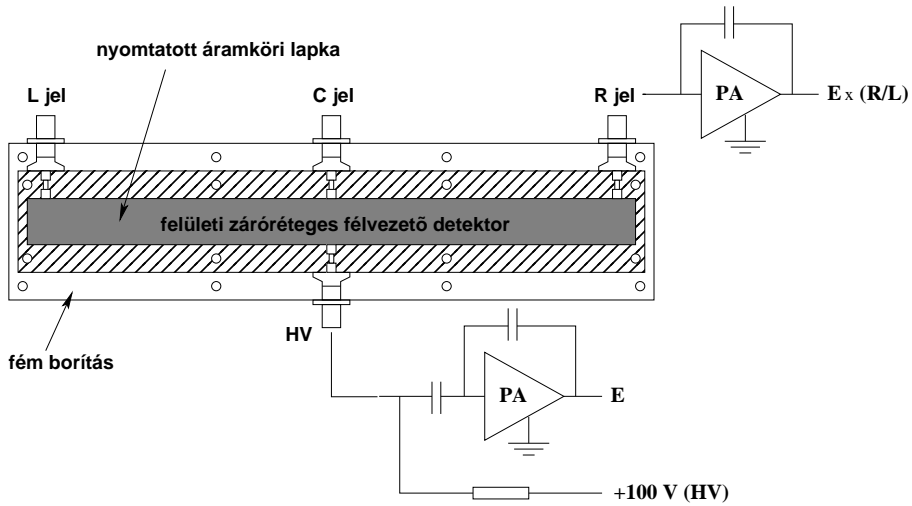
A debreceni Atommagkutató Intézet Ciklotron-laboratóriumában működő hasított-pólusú mágneses spektrográf diszperziója  $D = 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$ , míg horizontális nagyítása  $M_H = 0.5$ . Ezekből  $S = 2 \text{ mm}$  szélességű nyalábfolt esetén a relatív energiafelbontás  $\Delta E/E = 10^{-3}$ , így 10 MeV-es protonokra az energiafeloldás  $\Delta E = 10 \text{ keV}$ -nek adódik. A spektrográf mágneses terében a részecskék maximális eltérítési sugara  $R = 90 \text{ cm}$ . Mivel a maximális mágneses tér  $B_{max} = 1.5 \text{ T}$ , legfeljebb  $E_{max} = KZ^2/A$  energiával rendelkező részecskék juthatnak el a fókuszszíkba ( $K = 80$ ). A fókuszszík által lefedett energiatartomány  $E_{max}/E_{min} \approx 4.8$ , a maximális bemeneti térszög  $5.4 \text{ msr}$ . A spektrográf a nyaláb irányához képest  $0-140^\circ$  szögtartományban forgatható.

A hasított-pólusú mágneses spektrográf előnye a nagy energiaátfogás, jó függőleges fókuszálás, illetve az egyenes fókuszszík. Hátránya a viszonylag kis diszperzió és a kis lefedett térszög.

### Félvezető fókuszszíkdetektor

A hasított-pólusú mágneses spektrográf fókuszszíkjában négy darab,  $180 \times 10 \text{ mm}^2$  érzékeny felülettel rendelkező helyzetérzékeny Si detektort használtunk a pozíció meghatározására (PSD-Position Sensitive Detector) [La79]. Ezek nagy tisztaságú, n-típusú Si-egy kristályból készülnek, amelyek egyik oldalán a p-n átmenetet bórionok implantációjával hozzák létre. A p-n átmeneti réteg a keletkezett töltéseket azok helyzete által megszabott módon megosztja. Ez teszi lehetővé a detektálandó részecske helyének meghatározását az ellenállásrétegek végein megjelenő jelek amplitúdójának mérésével. A Si-kristály szemközti oldalára vékony Al-réteget párologtatnak, amelyre kigyúló töltéshordozók a becsapódó részecske kristályban leadott energiavesztésével arányos jelet adnak. A detektor vastagsága  $0.5 \text{ mm}$ , mely elegendőnek bizonyult az általunk vizsgált reakciókban keletkező protonok teljes energiájának elnyeléséhez.

Az ellenállásréteg és az Al-réteg között záróirányú,  $\approx 100 \text{ V}$  feszültséget kapcsolva a kiürített tartományban keletkező töltéshordozók kigyúlnak az elektródákra. Az Al-rétegen a részecske energiájával ( $E$ ), míg az

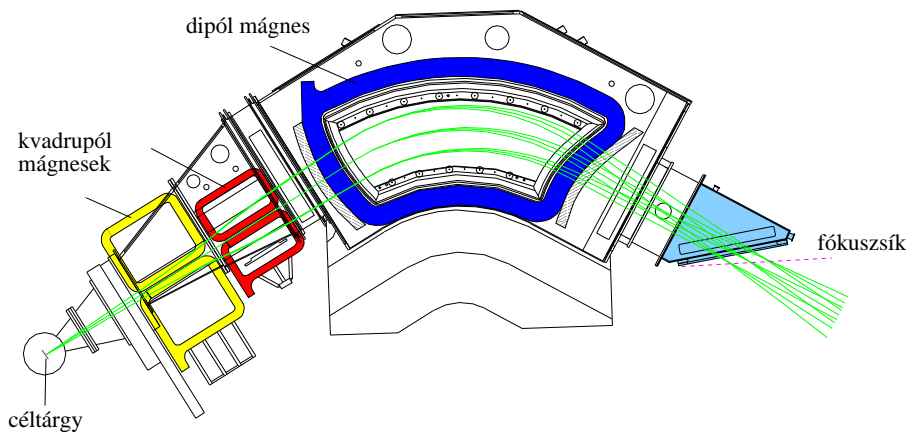


3.4. ábra. A hasított-pólusú spektrográf félvezető fókuszíkdetektorának sematikus rajza.

ellenállásréteg végein a becsapódási pozíció és energia szorzatával arányos amplitúdójú jelet kapunk ( $X \times E$ ).

### 3.1.3. A BBS mágneses spektrométer

A groningeri KVI-ben elvégzett kísérletünk során a töltött részecskék detektálására, illetve energiájuk mérésére a KVI-ben kifejlesztett, QQD-típusú Big-Bite mágneses spektrométert (BBS) használtuk (3.5. ábra).



3.5. ábra. A Big-Bite Spektrométer (BBS) sematikus felépítése.



Típusából adódóan ez a spektrométer két, egymás után elhelyezett kvadrupól-, illetve egy  $60^\circ$ -os dipólmágnesből áll, mely elrendezéssel igen nagy relatív impulzustartomány lefedése érhető el ( $K = 430$ ). A kvadrupólmágnesek céltárgyhoz és dipólmágneshez viszonyított helyzete rögzített határok között változtatható, mellyel az átfogott relatív impulzustartomány 13-25% közötti értékre állítható be, ugyanakkor a spektrométer által lefedett térszög 13-7 msr között változik. A céltárgybeli nyalábfolt fókusz síkba való pontos fókuszálása a kvadrupólmágnesek mágneses terének beállításával érhető el.

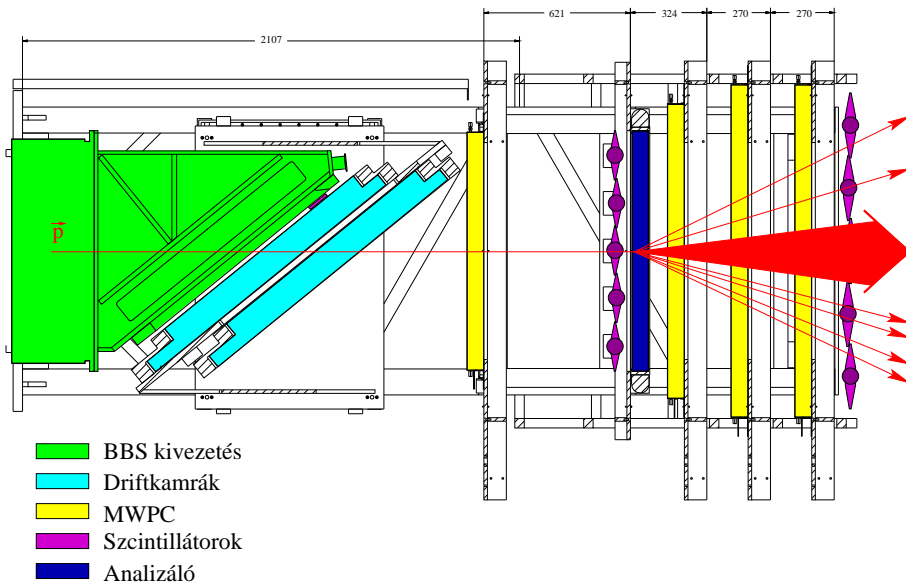
Az előző spektrográfokkal ellentétben a BBS nem tartalmaz korrekciós multipólmágneset, melynek feladata a bemeneti térszög okozta aberráció másodrendű tagjának korrekciója, ezzel együtt a relatív impulzusfeloldás 1 mm-es nyalábfolt esetén  $\Delta p/p = 3 \times 10^{-4}$ . Szoftveres korrekciót alkalmazva, mely során a részecske fókusz síkbeli pályájából következtetnek a korrekció mértékére, ez az érték  $\Delta p/p = 2 \times 10^{-4}$ -re csökkenthető. Ezt a számítást ebben az esetben minden eseményre külön-külön el kell végezni.

### Az EuroSuperNova (ESN) fókusz síkdetektor

A BBS spektrográf fókusz síkdetektora nevét a detektort megépítő EuroSuperNova kollaborációról kapta. Az ESN detektor a fókusz sík detektorrendszerén kívül tartalmaz egy, a szórt részecskék polarizációjának meghatározására alkalmas rendszert is [Wö01], melyet kísérletünkben nem használtunk. Az ESN detektorrendszert kifejezetten a kisszögű (akár  $0^\circ$ -os) koincidenciamérések elvégzéséhez fejlesztették ki.

A fókusz síkdetektor két, a nyalábirányhoz képest  $52^\circ$ -ban elhelyezett driftkamrából (Vertical Drift Chamber - VDC) áll, melyekkel a részecskék fókusz síkbeli pozíciója, illetve becsapódási szöge határozható meg nagy felbontással. A VDC kamrák két szálsíkot, egy  $X$  és egy  $U$  szálsíkot tartalmaznak. Az  $U$  szálsík a függőleges irányhoz képest  $\approx 33^\circ$ -ot zár be. A driftkamrák teljes aktív felülete  $1037 \times 367 \text{ mm}^2$ . Mindkét szálsíkban  $20 \mu\text{m}$ -es jelszálak és  $50 \mu\text{m}$ -es térformáló szálak váltogatják egymást  $4.2 \text{ mm}$  térközönként, melyre a homogén elektromos tér kialakítása érdekében van szükség. A katód fólia és a szálsíkok közötti távolság  $15 \text{ mm}$ , a detektor 50% Ar és 50% izobután gázkeverékkel működik.

A detektor működése a következő: a becsapódó töltött részecske a gázt ionizálja, majd a katódra kapcsolt negatív nagyfeszültség és az anód-szálak pozitív nagyfeszültsége által kialakított elektromos tér hatására



3.6. ábra. Az EuroSuperNova fókuszsíkdetektor.

az anódszálak irányába mozgó elektronok elegendő energiát nyernek további gázatomok ionizálására. Elektronlavina jön létre, mely a szálakra felfutva elektromos jelet kelt. Egy közös triggerjelet használva a vándorlási idő eloszlásából a részecske pályájának az adott szálsíkkal való metszéspontja kiszámítható. A részecskék pályája mentén több szál is megszólal, melynek száma az  $X$  síkban átlagosan 9, az  $U$  síkban pedig átlagosan 7.5.

## 3.2. Hasadási detektorok

A hasadás kutatásának elmúlt mintegy ötven éve alatt a hasadási detektorok rendkívül változatos típusait fejlesztették ki, melyek leírása kimerítő irodalommal rendelkezik [As99, Sa00, Tu01, Ko08, Na88]. Az elektronikai és számítástechnikai újításoknak köszönhetően a hasadási detektorok fejlődése jelenleg is tart, melynek eredményeképpen egyre jobb idő-, energia- és tömegfeloldású detektorok készíthetők jelentősen javítva ezáltal a kísérleti adatok minőségét.

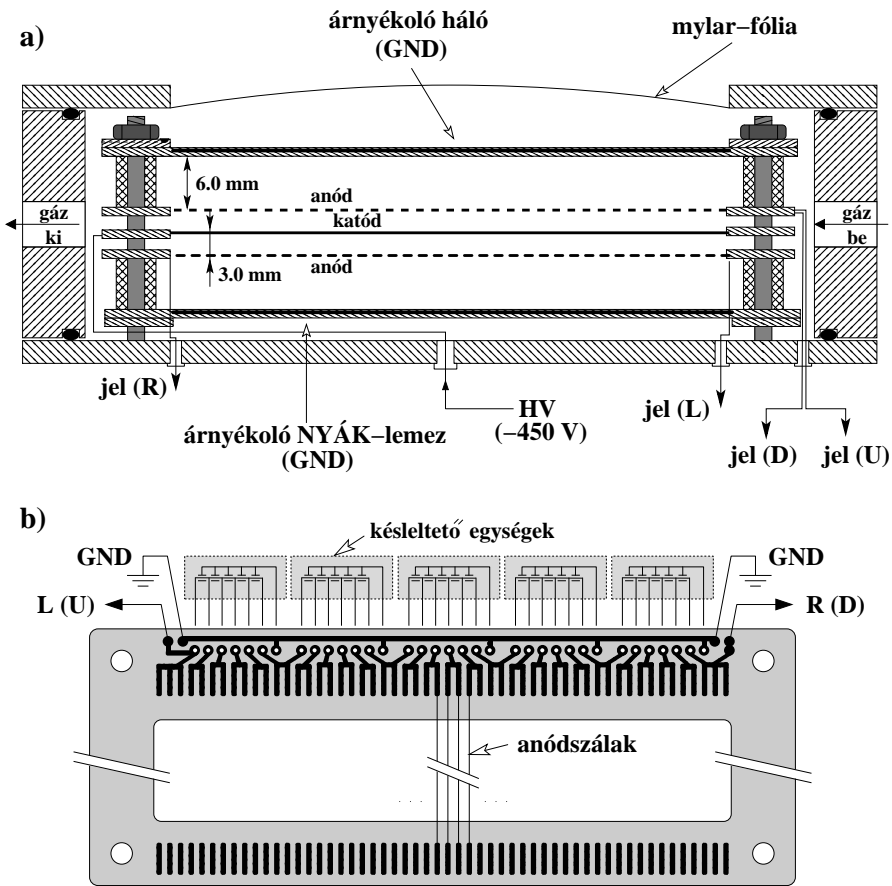
Hasadványok detektálására a mérni kívánt mennyiségtől függően több lehetőségünk van. Amennyiben a hasadványok jó időfeloldású, nagy hatásfokú, esetleg pozícióérzékeny detektálása a cél, a különböző kisnyo-

mású gázdetektorok vagy az ún. „multichannel plate” detektorok kiváló választásnak bizonyulnak. Hasadványok kinetikus energiájának, illetve tömegének méréséhez az alkalmazott módszertől függően több lehetőség is kínálkozik. Az ún. ( $2E$ ) módszernél a két hasadvány teljes kinetikus energiáját mérjük. A ( $2v$ ) módszerrel a könnyű és nehéz hasadvány repülési idejének különbségével határozhatjuk meg a tömeget. A ( $2E, 2v$ ) módszer adja a legrészletesebb információt a hasadványok tömegéről, illetve az ehhez kapcsolódó mennyiségekről (teljes kinetikus energia - TKE).

### 3.2.1. A PSAD detektor

A hasadási rezonanciák vizsgálatához a reakciókban keletkezett hasadványok helyzetérzékeny detektálására kis nyomású, gázzal töltött, sokszálas lavinadetektorokat építettem Hunyadi és munkatársai tervei alapján [Hu99] a tervek kisebb módosításával. Kis nyomású gázdetektorok alkalmazása nehézion részecskék detektálására több előnnyel is bír az erre alkalmazott egyéb (pl. felületi záróréteges) detektorokkal szemben. Felépítésükből adódóan viszonylag könnyen és olcsón, tetszőleges méretben megépíthetők, illetve az alacsony gáznyomásnak köszönhetően csak a hasadványokra érzékenyek, míg a beszóródó könnyű részecskékre ( $\alpha$ , proton, elektron) érzéketlenek maradnak. Az alacsony gáznyomás további következménye, hogy ezek a detektorok gyors jelfelfutásúak ( $< 1$  ns), ami koincidenciaméréseknél pontos időzítést tesz lehetővé. A félvezető detektoroktól eltérően a gázdetektorok azért is előnyösek, mert a hasadványok nem okoznak maradandó sugárkárosodást. A detektorok tervezésénél és elkészítésénél elsődleges szempont az egyenletes térbeli hatásfok, illetve a jó idő- és pozíciófelbontás elérése.

Az ATOMKI-ben általam épített sokszálas detektorok (PSAD - Position Sensitive Avalanche Detector) darabonként két, egymáshoz képest  $90^\circ$ -kal elforgatott szálsíkot tartalmaznak, ami lehetővé teszi a hasadványok kétdimenziós helymeghatározását (3.7. ábra). A detektor érzékeny területe  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>, mellyel kísérleteinkben a teljes térszög  $\approx 10\%$ -át tudtuk lefedni. Az anódsíkot egy NYÁK (nyomtatott áramköri lemez) keretre egymástól 2 mm távolságra forrasztott,  $10 \mu\text{m}$  átmérőjű, aranyozott wolframszálak alkotják, melyeket páronként elektronikusan összekapcsoltam. A detektorokkal elérhető pozíciófelbontás így 4 mm, ami biztosította a kísérleteinkhez szükséges szögfelbontást ( $< 2^\circ$ ). A korábbi tervek egyik lényeges változtatása, hogy a két anódsíkhöz rozsdamentes



3.7. ábra. a) A hasadási detektor keresztmetszete. b) A szálsíkok felépítése és a késleltető egységek kapcsolódása a szálakhoz.

acélhálóból közös<sup>3</sup> katódsíkot készítettem, mely eredményeként a detektor a hasadványok  $\approx 95\%$ -ára marad átlátszó (3.7. a) ábra). Az anód- és katódsík közötti távolság 3 mm, a belépő ablakot  $125 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  vastag, alumíniumozott Mylar-fóliából készítettem el. Az anódszálak kettésével  $R = 50 \Omega$  ellenállású egységekből kialakított, az egyes vonalak között 2 ns-os időkésleltetést jelentő, késleltető vonalakra csatlakoznak (3.7. b) ábra). A késleltető vonalak mindkét végét gyors előerősítőn keresztül földpotenciálra kapcsoltuk. A hasadványok becsapódási helyét a fentiek alapján a

$$x \sim t_L - t_R \quad \text{és} \quad y \sim t_U - t_D \quad (3.4)$$

<sup>3</sup>A korábbi tervekben az anódsíkok külön-külön katódsíkkal rendelkeztek.

összefüggések adják meg, ahol  $t_L - t_R$ , illetve  $t_U - t_D$  az x-irányú, illetve y-irányú szálsíkok két-két kivezetéséhez kapcsolódó időcsatornák különbsége.

A detektorra kapcsolt feszültséget üzem közben a gázra és a gáznyomásra jellemző átütési feszültségnél ( $\approx 500$  V) 10-20 V-tal kisebb értéken tartottuk. Működés közben  $5 \pm 0.1$  torr nyomású izobután gázt ( $C_4H_{10}$ ) áramoltattunk át a detektorokon  $\approx 0.8$  cm<sup>3</sup>/min·bar sebességgel. A nyomás állandó értéken tartását egy elektronikus szabályozóegység (MKS250) biztosította.

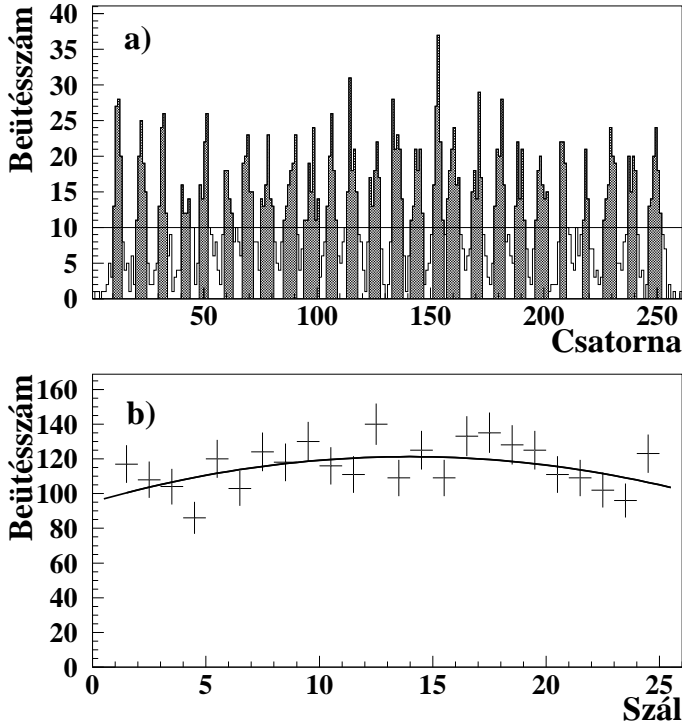
Bár a gáزدetektorok a sugárterhelést igen jól bírják, az ún. öregedési effektus a határfok időbeni csökkenését okozhatja. Az effektus oka az izobután gázmolekulák ionizációja után létrejövő óriás polimermolekulák anódszálakra való lerakódása, melyek azok leárnyékolását eredményezik csökkentve ezáltal a szál környezetében kialakult lavinaeffektusban keletkezett másodlagos elektronok számát. A sugárterhelés nagy része a nyaláb által a céltárgyban kiváltott  $\delta$ -elektronoktól származik, melyek hozama főleg az előre irányuló szögekben jelentős. Az öregedési effektus ellen így a detektorok hátraszögben való elhelyezésével lehet védekezni, amennyiben ilyen elhelyezésre lehetőség van.

A PSAD detektorok egyik fontos jellemzője azok térbeli homogenitása. A 3.8. a) ábrán egy tipikus szálspektrumot mutatok be, mely egy, a detektortól 9 cm távolságra helyezett <sup>252</sup>Cf spontánhasadó forrásból származó hasadványok  $x - y$  irányú térbeli eloszlását mutatja be. Az egyes szálak<sup>4</sup> által észlelt események jól elkülöníthetők a spektrumban. A 3.8. b) ábrán az egyes csúcsok alatti terület integráljait tüntettem fel a szálpárok számának függvényében. A spektrumnak a geometriai elrendezésnek (pontoszerű forrás) megfelelő másodfokú függvénnyel történő illesztése jól jellemzi a PSAD detektorok térbeli homogenitását. A kisebb fluktuációk figyelembevétele az 53. oldalon leírt módon történik.

A PSAD detektorok kiválóan alkalmazhatók tömegeloszlás mérésére is. A hasadványok tömegkülönbségét a repülési idő különbségéből az impulzus- és energiamegmaradás törvényeinek felhasználásával lehet meghatározni, melyek esetünkben a következő összefüggésekhez vezet-

---

<sup>4</sup>Pontosabban szálpárok, az 52 darab szál összesen 26 pár szálat jelent.



3.8. ábra. a) A PSAD detektor  $x$ - $y$  irányú szálspektruma. b) A szálspektrum egyes szálaihoz tartozó események integráljai és ezeknek a geometriát leíró másodfokú függvénnyel való illesztése.

nek [An67, Mü84]:

$$\begin{aligned}
 M_{k,n} &= \frac{v_{n,k}}{v_k + v_n} M_f, \\
 E_{k,n} &= \frac{M_{k,n}}{2} v_{k,n}, \\
 E_{kin} &= E_1 + E_2 = \frac{M_f}{2} v_k v_n,
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

ahol  $M_{k,n}$ ,  $E_{k,n}$  és  $v_{k,n}$  rendre a könnyű, illetve nehéz hasadvány tömege, kinetikus energiája és sebessége,  $M_f = M_k + M_n = 236$  pedig a hasadó mag tömege. Megjegyzendő, hogy a fenti mennyiségek a hasadás pillanatában értendők, a prompt neutronemisszió bekövetkezése előtti időpillanatra. Ezeket a mennyiségeket nem tudjuk közvetlenül mérni, hiszen a hasadványok neutronemissziója  $t < 10^{-14}$  s alatt bekövetkezik, de feltételezve azt, hogy a hasadványok az emisszió pillanatában már teljesen felgyorsultak, a sebességek (átlagban) nem változnak a neutronemisszió

hatására. A teljes kinetikus energia mérésével a tömegek egyértelműen meghatározhatóak lennének, ilyen mérés hiányában azonban a teljes kinetikus energia irodalomból vett átlagértékével számoltam ( $E_{kin} = 170.4$  MeV) [Mü84], ami a tömegmeghatározásunk hibáját az átlagérték szórásával növeli.

## 3.3. Adatgyűjtés, adatfeldolgozás

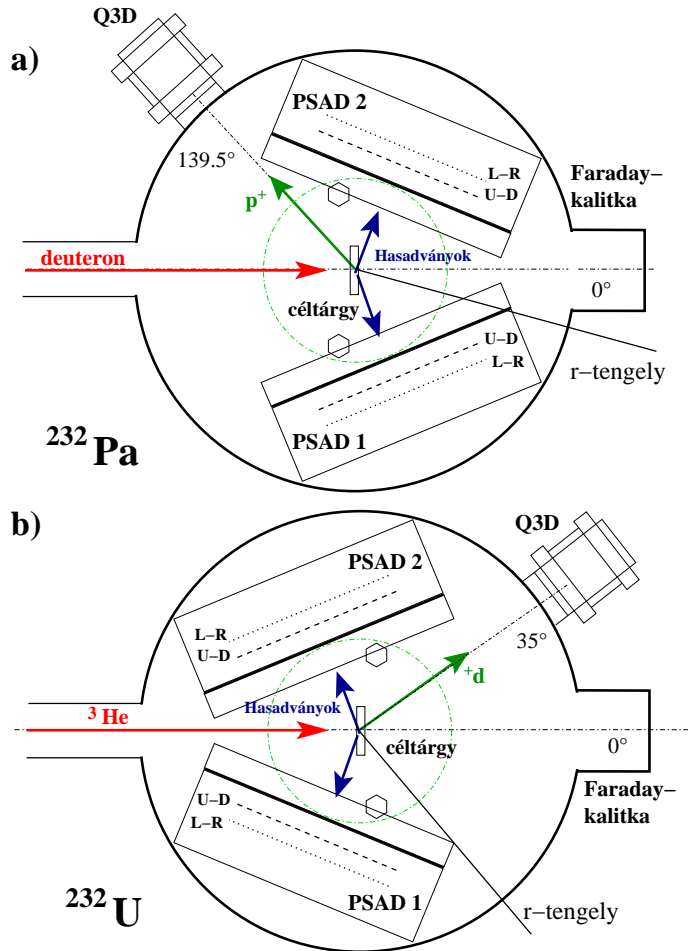
Dolgozatom (és egyben doktoranduszi tevékenységem) fő témája a hasadási rezonanciák és hiperdeformált állapotok kísérleti vizsgálata. A kísérletek minden fázisában, így az előkészítésben, illetve az adatok feldolgozásában is vezető szerepet vállaltam, ezért az adatfeldolgozás egyes lépéseit – az óriásrezonanciák vizsgálatára vonatkozó kísérlettől eltérően – részletesen is bemutatom.

### 3.3.1. Hasadási rezonanciák vizsgálata Münchenben

A  $^{232}\text{Pa}$  és az  $^{232}\text{U}$  hasadási rezonanciáinak vizsgálatát Münchenben végeztük, a detektorok céltárgykamrában való elhelyezését a 3.9. ábrán szemléltetem.

A spektrográf szögét elsősorban a (d,p) és a ( $^3\text{He}$ ,d) reakciók differenciális hatáskeresztmetszetei szabták meg, azonban tekintettel kellett lenni a céltárgy hátlapján ( $^{12}\text{C}$ ), illetve az egyéb szennyezőkön ( $^{16}\text{O}$ ) végbemenő reakciók jelenlétére is, melyek a véletlen-koincidencia események számának jelentős növekedését okozhatják. Ezért a (d,p), illetve a ( $^3\text{He}$ ,d) reakciókra a KINEMATIKA kód segítségével reakciókinematikai számolásokat végeztem, mely során meghatároztam, hogy a  $^{12}\text{C}$ , illetve az  $^{16}\text{O}$  gerjesztett állapotaihoz tartozó proton-, illetve deuteronenergiák milyen kilépő szögtartományban esnek a Q3D által lefedett energiatartományon kívül. Ezen számítások eredményei, illetve elsősorban a differenciális hatáskeresztmetszetre vonatkozó adatok alapján a spektrográf szögét a  $^{232}\text{Pa}$  kísérletben  $\Theta_{sp} = 139.4^\circ$ -ra, az  $^{232}\text{U}$  esetében pedig  $\Theta_{sp} = 35^\circ$ -ra állítottuk be.

A kísérletben használt elektronika blokkdiagramját a 3.15. ábrán mutatom be. A hasadási detektorok időzítő jelei előerősítőn és gyors erősítőn (LeCroy 612) keresztül állandó arányú diszkriminátorba (Ortec CF800 CFD) érkeztek, majd két késleltető egység (Ortec DL8000) közbeiktatásával ( $\tau_d = 740$  ns) egy CAMAC keret TDC egységébe futottak.



3.9. ábra. a) A  $^{232}\text{Pa}$  és az b)  $^{232}\text{U}$  hasadási rezonanciái vizsgálatának kísérleti elrendezése Münchenben. Az  $r$ -tengely a visszalökődési-tengelyt („recoil axis”) jelöli.

Triggerfeltételként a fókuszsíkdetektor szcintillátorának és a proporcionális kamra valamelyik anódszálának együttes megszólalását választottuk. A szcintillátorhoz kapcsolódó fotoelektron-sokszorozók (FES) és a proporcionális kamra anódszálainak jelei erősítés után egy diszkriminátorba (Ortec 934 CFD), onnan pedig eltérő mértékű kábeles késleltetéssel egy logikai egységbe (LeCroy 622 LU) futottak, melyek közötti „ÉS” kapcsolat szolgáltatta a start-jelet a TDC számára. Az anódszálak, illetve FES-ek jeleit megfelelő jelalakformálás és késleltetés után egy CAMAC rendszerű ADC egység digitalizálta. Az ADC és TDC egységeket egy VME-CAMAC interfész vezérelte, melynek kiolvasását egy PowerPC vé-



gezte el.

A mérés vezérléséhez, az adatkezeléshez, az adattároláshoz és az előzetes adatfeldolgozáshoz a MARABOU rendszert (MBS And Root based Online/Offline Utility) [MA] használtuk. A MARABOU egyik fontos alrendszere a GSI által kifejlesztett „Multi Branch” Rendszer, ami az adatok kiolvasását és továbbítását végzi, és amit úgy terveztek, hogy egyidejűleg több detektorrendszerből, illetve különböző adatbuszokról származó adatok is gyűjthetők legyenek. A MARABOU a különböző csatornákból származó adatokat memóriabufferekben tárolja. Ha a bufferek megtelnek, a „reader” ciklus kiolvassa az adatokat, majd a lemezre írja. Minden adatbuffer kap egy ún. „időbélyeget”, mely segítségével a MARABOU esemény-felépítő folyamata rekonstruálja az eseményeket, illetve elmenti azokat ROOT formátumban. Ez a formátum alkalmas a ROOT programrendszer [RO] általi offline analízisre, illetve `ascii` formátumba való átkonvertálásával a PAW++ számára eseményfájlt is lehet létrehozni.

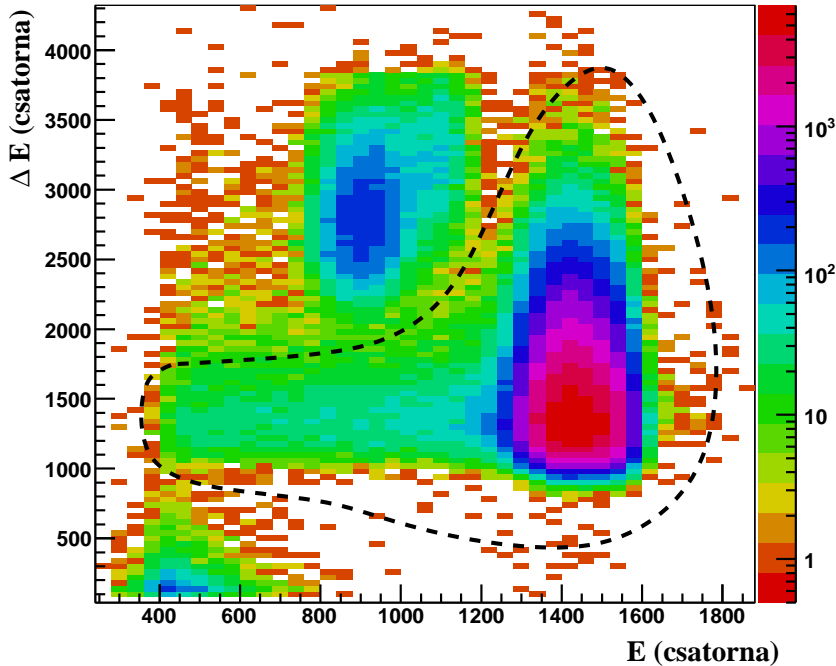
A kísérleti adatok feldolgozására a CERN-ben kifejlesztett, sokparaméteres eseményfájlok kezelésére alkalmas PAW++ programot [PA] használtam. A PAW++ program fortran programozási nyelvvel való kompatibilitása összetett, eseményszelekciós és paramétermanipulációs algoritmusok megírását tette lehetővé.

Az adatfeldolgozás első lépéseként azonosítani kellett a reakcióból kilépő könnyű részecskéket. A Q3D spektrográf fókuszsíkdetektora esetében ez a proporcionális kamrában leadott energiaveszteség és a szcintillátorban leadott teljes energia segítségével tehető meg, melyet a 3.10. ábrán mutatok be. Az ábrán szaggatott vonallal jelöltem azokat az eseményeket, melyek a ( $^3\text{He}, d$ ) reakcióból származnak. Az energiaskálán a 900. csatorna körüli események a  $^3\text{He}$  rugalmas és rugalmatlan szóródásából származnak.

Az így kiválasztott részecskék kinetikus energiájából a reakciókinematika segítségével a közbenső mag gerjesztési energiája

$$E_{KM}^* = E_{be} + Q - E_{ki} - E_{KM,kin}, \quad (3.6)$$

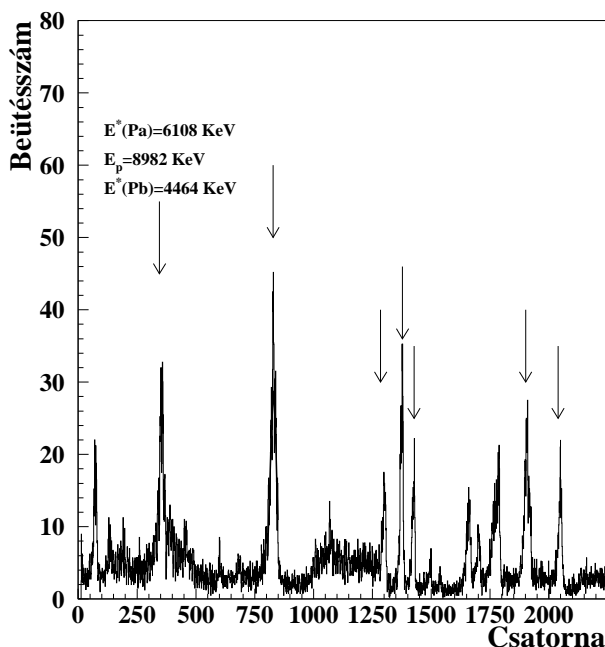
ahol  $Q$  a reakcióhő,  $E_{be}$  és  $E_{ki}$  rendre a bombázó részecske és a reakcióból kilépő részecske kinetikus energiája,  $E_{KM,kin}$  pedig a közbenső mag meglökési energiája. A számunkra érdekes energiatartományban a meglökési energia a gerjesztési energia lineáris függvénye, így végeredményben a közbenső mag gerjesztési energiája a kilépő részecske kinetikus energiájának lineáris függvénye. A reakcióból kilépő részecskék spektrográfban



3.10. ábra. *Részecskeazonosítás a Q3D fókuszsíkdetektorával. A proporci-onális kamra anódszálján felfutó jel arányos a kamrabeli energiavesztéssel, míg a szcintillátor a teljes kinetikus energiát méri. A két mennyiség korrelációjának spektrumában elkülöníthetők a különböző fajlagos töltésű részecskék.*

mért pozíciója és a közbenső mag gerjesztési energiája közötti kapcsolatot a (3.1) összefüggés szerint egy másodrendű függvény adja meg, mely együtthatóinak az adott gerjesztésienergia-tartományban való meghatározásához az  $^{209}\text{Pb}$  kalibrációs vonalait használtam fel. A 3.11. ábrán az  $^{208}\text{Pb}(d,p)$  reakcióból származó protonok Q3D fókuszsíkdetektorával rögzített pozíciója látható. Nyilakkal az  $^{209}\text{Pb}$  irodalomból ismert kalibrációs vonalait jelöltem [Ma91]. Az ábrán  $E^*(\text{Pa})$  és  $E^*(\text{Pb})$  a  $^{232}\text{Pa}$  és az  $^{209}\text{Pb}$  gerjesztési energiáját, míg  $E_p$  a reakcióból kilépő protonok energiáját jelenti.

Energiakalibrációra általában jól használhatók az  $^{208}\text{Pb}$  céltárgyon végbemenő reakciók, azonban a  $(^3\text{He},d)$  reakció nem szolgáltat jól ismert energiájú olyan deuteronokat, melyek a  $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},df)$  reakció  $E^* = 4.2 - 6.5$  MeV gerjesztésienergia-tartományához tartozó deuteronenergi-

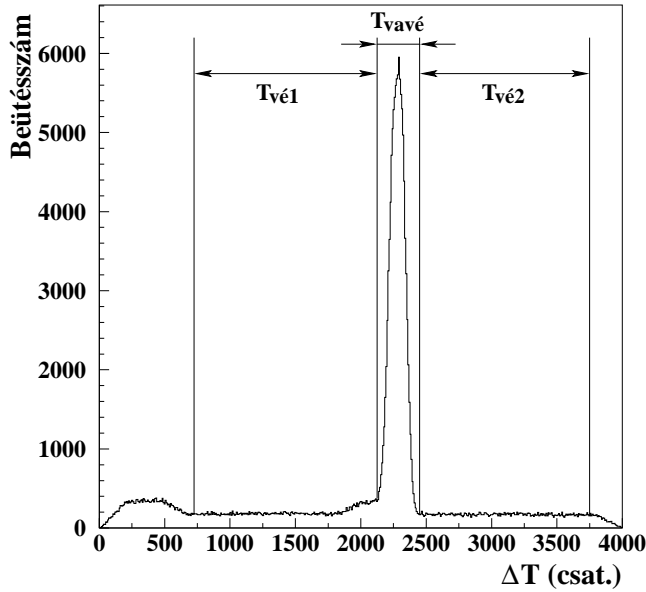


3.11. ábra. Az  $^{208}\text{Pb}(d,p)$  reakcióból származó protonok Q3D fókuszsíkdektorával rögzített energiája a csatornaszám függvényében. Nyilakkal az  $^{209}\text{Pb}$  ismert kalibrációs vonalait jelöltem ( $E^*(\text{Pa})$  és  $E^*(\text{Pb})$  a  $^{232}\text{Pa}$  és az  $^{209}\text{Pb}$  gerjesztési energiáját jelenti, míg  $E_p$  a reakcióból kilépő protonok energiáját).

ának felelnek meg. Ezért ebben az esetben az  $^{232}\text{U}$  jól ismert, alacsonyan fekvő állapotait ( $E^* = 47.5, 156.56$  és  $322.7$  keV) [Br06] használtam energiakalibrációra. A kísérleti energiafeloldást mindkét esetben  $\Delta E = 11$  keV-ban (FWHM) határoztam meg.

A gerjesztésienergia-spektrum meghatározása után egy sor esemény-szelekciós feltétellel kiválasztottam a számunkra érdekes eseményeket, és előállítottam a prompt hasadási hozamot. Ilyen szelekciós feltétel volt a hasadványok és könnyű részecskék repülési-idő-különbségére tett kapu, mellyel a koincidencia események kiválasztását végeztem el.

A reakcióból kilépő könnyű részecskék és a hasadványok repülési-idő-különbségének spektrumában a valós-koincidencia eseményekhez tartozó időkülönbségek egy jól azonosítható éles csúcsot szolgáltatnak, melynek szélességét a rendszer időfeloldása határozza meg. A véletlen-koincidencia események az időspektrumban egyenletes háttérrel okoznak. A valós-



3.12. ábra. A hasadványok és deutronok repülési idejének különbsége.

koincidenciájú eseményeket vizsgálva látható, hogy azok valamennyi véletlen-koincidencia eseményt is magukban foglalnak. A véletlen események hozzájárulásának levonását a gerjesztésienergia-spektrumból a következőképpen lehet megtenni a 3.12. ábrán használt jelölésekkel:

$$S_{va}(E^*) = S_{vave}(E^*) - S_{ve}(E^*) \times \frac{T_{vave}}{T_{ve1} + T_{ve2}}, \quad (3.7)$$

ahol  $S_{vave}(E^*)$  a  $T_{vave}$ ,  $S_{ve}(E^*)$  pedig a  $T_{ve1}$  és  $T_{ve2}$  időkapuval előállított gerjesztésienergia-spektrumokat jelölik.

A hasadási valószínűséget a koincidencia eseményeket tartalmazó proton (ill. deutron) spektrum ( $N_k$ ) és azon proton (ill. deutron) spektrum hányadosaként lehet előállítani, ahol hasadás nem történt ( $N_s$ ):

$$P_f = \frac{4\pi N_k}{\Omega_f N_s}, \quad (3.8)$$

ahol  $\Omega_f$  a PSAD detektorok által lefedett térszög.

A PSAD detektorok pozícióadataiból ( $x$  és  $y$  koordináta) és a céltárgy helyzetének koordinátáiból a szögeloszlást a visszalökési tengely-

hez képest határoztam meg<sup>5</sup>. A visszalökődési tengely és a nyalábirány által bezárt szöveget a spektrográf szögének, a reakciópartnerek tömegeinek, a reakció  $Q$ -értékének és a bombázó energia értékének a felhasználásával kinematikai megfontolások alapján származtattam [Mu85], majd a mérési elrendezésből a hasadási detektorok által lefedett szögterület<sup>6</sup> mindkét esetre meghatároztam. A szögeloszlás felvételével a forgási sávok spin, illetve  $K$ -értékeire vonatkozó információkat nyertük ki.

A véletlen-koincidencia események szögeloszláshoz való hozzájárulását a gerjesztési energia meghatározásához hasonló módszerrel vontam le (3.7 összefüggés), illetve a magasan gerjesztett állapotokhoz tartozó ( $E_i \approx B_f - 2$  MeV) véletlen-koincidencia eseményeket használtam a PSAD detektorok térbeli hatásfokingadozásait kiküszöbölő normalásra is, felhasználva, hogy ezen eseményekhez tartozó hasadványok szögeloszlása jó közelítéssel izotróp:

$$W(\Theta, E^*) = \frac{W_{vave}(\Theta, E^*) - W_{ve}(\Theta, E^*) \times T_{vave}/(T_{ve1} + T_{ve2})}{\sum_{E^* \geq E_i} W_{ve}(\Theta, E^*)}, \quad (3.9)$$

ahol  $W_{vave}(\Theta, E^*)$  a  $T_{vave}$ ,  $W_{ve}(\Theta, E^*)$  pedig a  $T_{ve1}$  és  $T_{ve2}$  időkapuval előállított szögeloszlásokat jelölik.

A kísérleti (normált) szögeloszlást minden esetben a rezonanciák energiáira kapuzva állítottam elő, majd amennyiben a statisztika lehetővé tette, másod- ( $P_2$ ) és negyedfokú ( $P_4$ ) Legendre-polinomokkal illesztettem, és az  $a_2$ ,  $a_4$  értékeket határoztam meg a gerjesztési energia függvényében:

$$W(\Theta) = a_0 + a_2 P_2(\Theta) + a_4 P_4(\Theta). \quad (3.10)$$

Amennyiben a kísérleti adatok statisztikája túl kevésnek bizonyult a Legendre-polinomok illesztéséhez, a  $W(\Theta)/W(90^\circ)$  mennyiséget állítottam elő szintén a rezonanciákra kapuzva. A fenti két mennyiség – az  $a_2$  értékek, illetve  $W(\Theta)/W(90^\circ)$  – a koincidenciaspektrumban megfigyelt rezonanciák impulzuszóráira hordozott információt.

### 3.3.2. Az $^{236}\text{U}$ tömegeloszlásának vizsgálata

Az  $^{236}\text{U}$  hasadásából származó hasadványok tömegeloszlásának vizsgálatát a debreceni Atommagkutató Intézet Ciklotron-laboratóriumában

<sup>5</sup>Itt nem részletezendő geometriai megfontolások alapján.

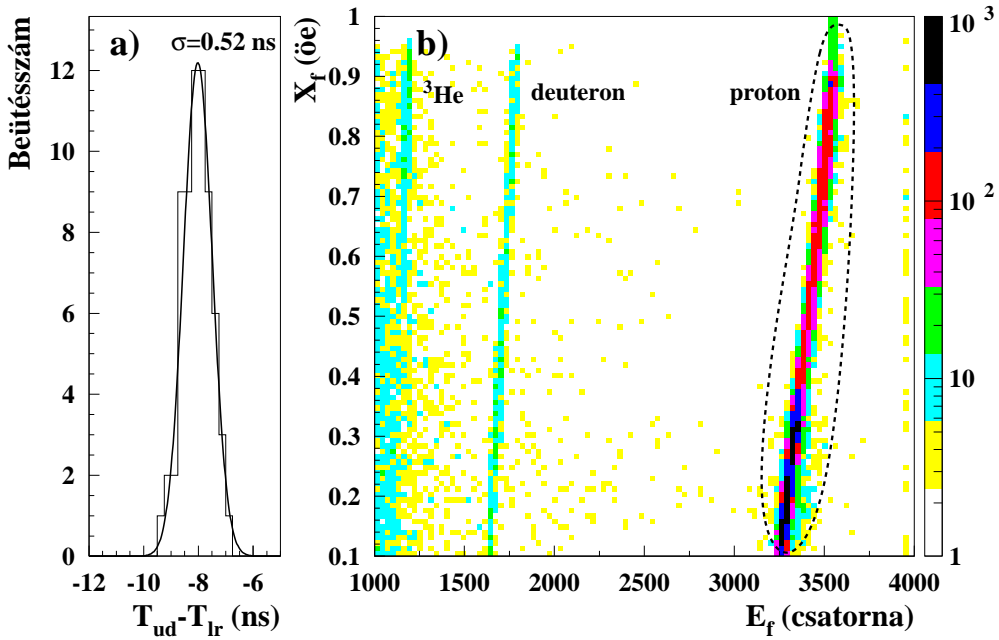
<sup>6</sup>a meglökési tengelyhez viszonyított

végeztük el a hasadványok repülési idejének, illetve a könnyű és nehéz hasadványok repülési-idő-különbségének a mérésével. A hasadványok detektálására használt PSAD detektorokat ezért egymással szemben ( $\alpha_{1-2} = 180^\circ$ ) a céltárgytól  $l = 9.1$  cm távolságra helyeztük el. Ez az elrendezés lehetővé tette egyazon hasadási eseményből származó hasadványok koincidenzában való észlelését és tömegkülönbségük meghatározását, míg a spektrográffal a hasadó mag gerjesztési energiáját tudtuk mérni.

A kísérletben használt elektronika blokkdiagramját a 3.16. ábrán mutatom be. A hasadási detektorokból érkező időzítő jelek amplitúdóját először gyors előerősítőkkel tízszeresére növeltük, melyek állandó arányú diszkriminátorokon (Ortec CF800 CFD), majd késleltető egységeken ( $\tau_d = 370$  ns) keresztül haladva, NIM-ECL jelátalakítás után végül egy VME-szabványú TDC egységbe (Silena 9418/6T) futottak. A TDC trigger jelét a félvezető fókuszsíkdetektor energiakivezetése ( $E$ ) szolgáltatta, mely egy Ortec CF 8000 diszkriminátoron keresztül a TDC start bemenetére csatlakozott. A fókuszsíkdetektor energiajelei ( $L, C, R$ ) előerősítőkön és lineáris erősítőkön (CAEN) keresztül a VME keret ADC egységébe futottak (Silena 9418/6V).

Az elérhető tömegfeloldást elsősorban a PSAD detektorok időfeloldása szabja meg, másodsorban a hasadványok céltárgyban való energiavesztése. A feloldás meghatározásához a hasadványok két anódsík közötti repülési-idő-különbségét képeztem (3.13. a) ábra), majd egy Gauss-függvény illesztésével az időfeloldásra  $\sigma_t = 0.52$  ns értéket kaptam. Ez az érték tartalmazza mindkét anódsík időmeghatározásának bizonytalanságát, így egy anódsík esetén a feloldás  $\sigma_t \approx 368$  ps értékűnek adódik. Összehasonlítva a hasonló detektorokkal elért időfeloldást, és tekintetbe véve, hogy esetünkben ez az érték tükrözi a hasadványok sebességszórását is, az időmeghatározásunk kielégítőnek bizonyult. Ekkora repülési táv mellett ( $l = 9.1$  cm), figyelembe véve a könnyű és nehéz hasadványok átlagos sebességét ( $v_k = 1.4$  cm/ns és  $v_n = 1.0$  cm/ns), a tömegfeloldásra  $\sigma_m \approx 5 - 6$  amu-t kapunk, ami a korábban tárgyalt effektus kimutatására már elengedő lehet.

Az adatfeldolgozás első lépéseként azonosítani kellett a reakcióból kilépő protonokat. A hasított-pólusú spektrográf fókuszsíkdetektorának  $E$  és  $X \times E$  jelei segítségével a részecskeazonosítás egyértelműen elvégezhető. Az 3.13. b) ábrán az  $E$  és  $(X \times E)/E$  változók kétdimenziós spektrumát mutatom be, melyben pontosan el lehet választani a különböző fajlagos töltéssel rendelkező részecskéket.

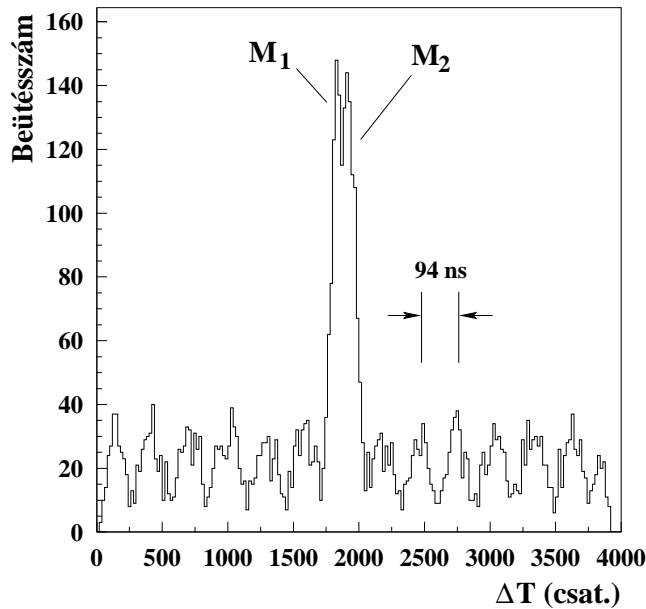


3.13. ábra. a) A PSAD detektor időfeloldásának meghatározása a két anódsík által mért repülési idők különbségének képzésével. b) Részecskeazonosítás a hasított-pólusú mágneses spektrográf fókuszsíkdetektorával. A protonok, deuteronok és  $^3\text{He}$  részecskék jól elkülöníthetőek a teljes kinetikus energia és a fókuszsíkbeli pozíció korrelációjának spektrumában.

A Q3D spektrográftól eltérően a hasított-pólusú mágneses spektrográf fókuszsíkjája nem görbült, így a PSD detektorokkal meghatározott gerjesztési energiát a fókuszsíkbeli pozícióból egyszerűbben lehet meghatározni. A lineáris függvény két együtthatóját ez esetben is az  $^{209}\text{Pb}$  kalibrációs vonalai segítségével határoztam meg.

A hasadványokkal koincidiában levő protonok energiaspektrumából a már tárgyalt módon levontam a véletlen események hozzájárulását. A protonok és hasadványok repülési idejének különbsége látható a 3.14. ábrán. A véletlen események időspektruma tükrözi a ciklotron pulzált nyalábjának szerkezetét, melynek periódusideje 94 ns. A valószínű koincidencia események jól láthatóan két csoportba különülnek attól függően, hogy a könnyebb vagy nehezebb hasadványokkal való koincidiát jelentik, melyet az ábrán  $M_1$ -gyel és  $M_2$ -vel jelöltem.

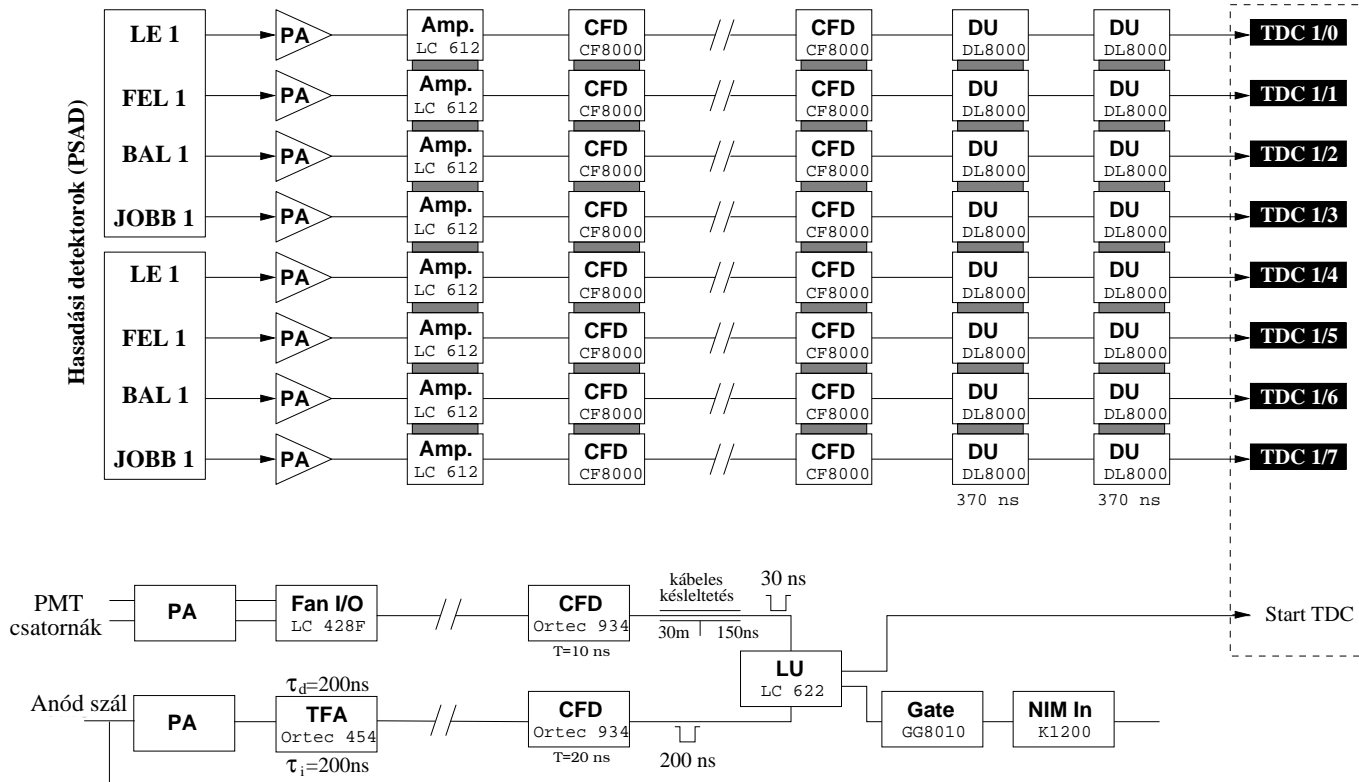
További eseményszелеkciós feltételként megköveteltem, hogy az ugyanazon hasadási aktusból származó két hasadvány PSAD detektorok által



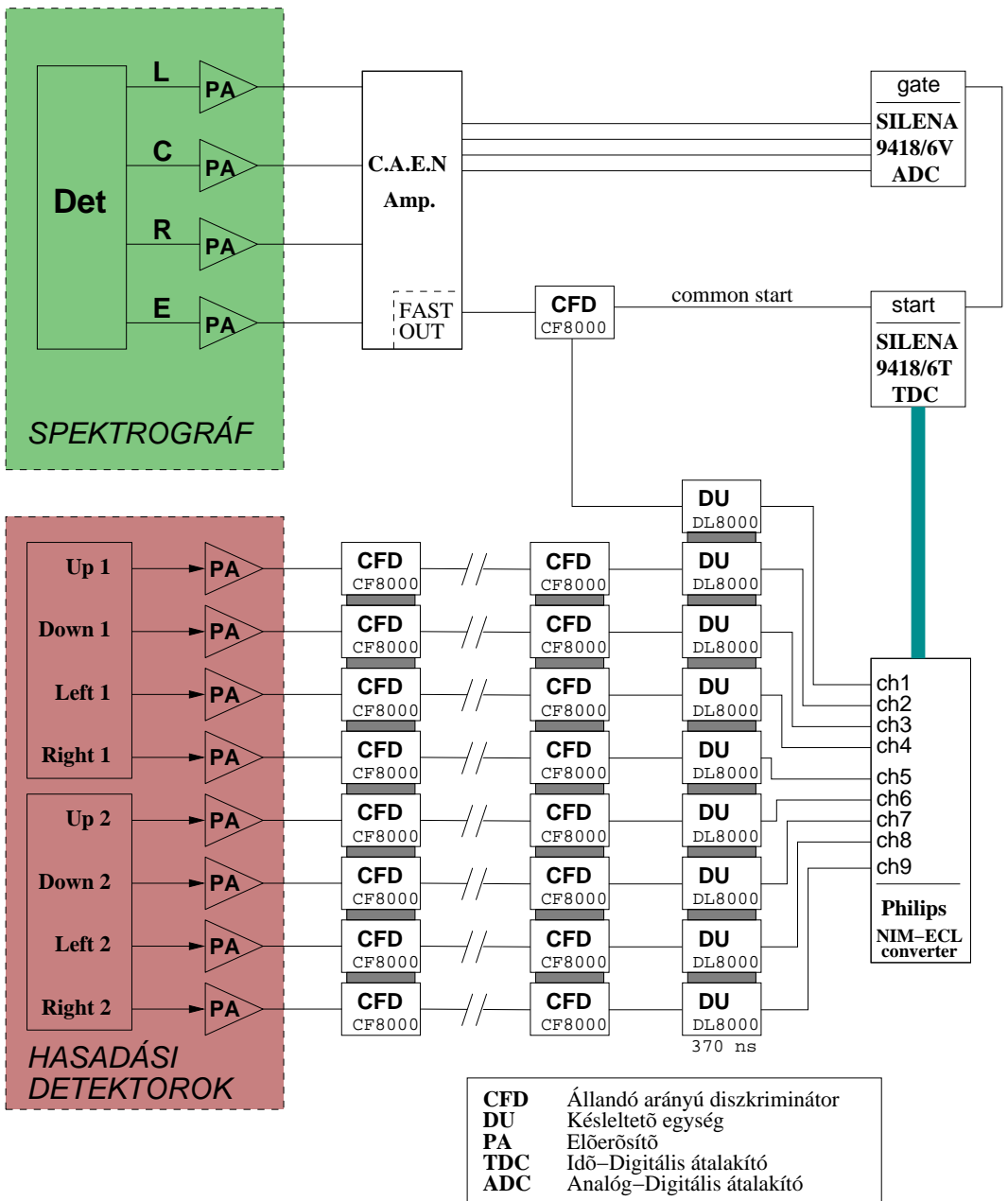
3.14. ábra. A hasadványok és protonok repülési idejének különbsége. A véletlen-koincidencia események szépen tükrözik a ciklotron 94 ns-os pulzált nyalábjának szerkezetét. A valós-koincidencia csúcsban egyértelműen el lehet választani a könnyű, illetve nehéz hasadványokhoz tartozó eseményeket.

meghatározott pozícióiból számolt repülési távolságok egymáshoz képest  $\Delta l = 0.5$  cm-nél nagyobb különbséggel ne térjenek el (5%-os relatív hibán belül legyenek). Ezzel kizártam azoknak az eseményeknek egy részét, melyek esetében a hasadványok szóródást szenvedtek a céltárgyban, és így az energiaveszteség miatt a tömegeloszlást torzították volna.





3.15. ábra. A Münchenben használt elektronikus mérőrendszer blokkdiagramja.



3.16. ábra. A Debrecenben használt elektronikus mérőrendszer blokkdiagramja.

## 4. fejezet

# Kísérleti eredmények

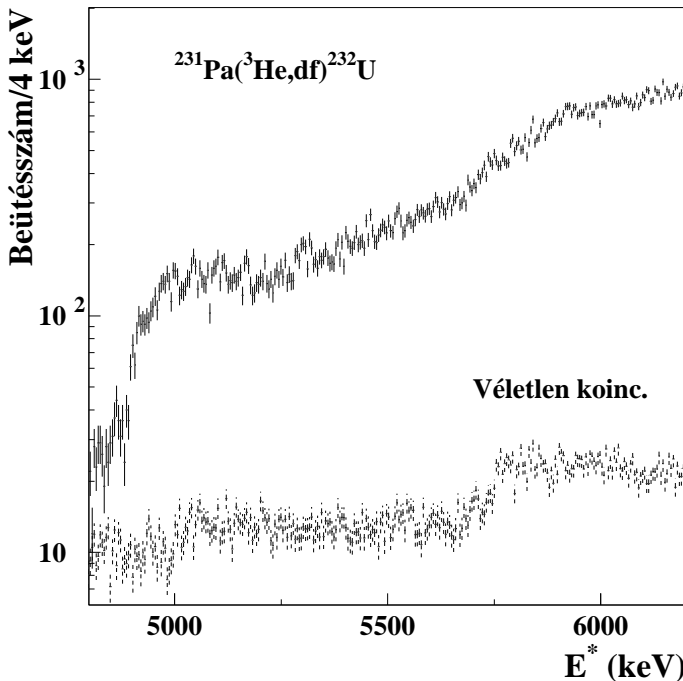
**E**bben a fejezetben négy kísérletről számolok be, melyekben erősen deformált magalakok (4.1-4.3. alfejezetek), illetve az izoskalár dipólus-óriásrezonancia tulajdonságait vizsgáltuk (4.4. alfejezet). Első kísérletünkben az  $^{232}\text{U}$  aktinoida mag hasadási rezonanciáinak kimutatását tűztük ki célul, melyhez a  $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},\text{df})$  reakciót használtuk, majd a  $^{231}\text{Pa}(\text{d},\text{pf})$  reakcióval a  $^{232}\text{Pa}$  atommag hasadási rezonanciáit tanulmányoztuk. A harmadik kísérlet célja az  $^{236}\text{U}$  már korábban kimutatott hiperdeformált állapotaiból történő hasadás során keletkezett hasadványok tömegeloszlásának meghatározása volt. A negyedik kísérletünkben az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus-óriásrezonanciájának részecskebomlását vizsgáltuk az  $^{208}\text{Pb}(\alpha,\alpha'\text{p})$  reakcióval.

### 4.1. Hasadási rezonanciák a $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},\text{df})$ reakcióban

Az  $^{232}\text{U}$  hasadási rezonanciáit  $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},\text{df})$  reakcióval vizsgáltuk, melyhez az  $E=38.1$  MeV energiájú,  $I \approx 500$  nA intenzitású  $^3\text{He}$  nyalábot a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem 15.3 MV-os tandem-gyorsítója szolgáltatta. A kísérlet során az  $^{232}\text{U}$  hasadási valószínűségét határoztuk meg a gerjesztési energia függvényében az  $E^* = 4.2 - 6.5$  MeV gerjesztésienergia-tartományban. A kísérlethez a Münchener Egyetem radioaktív-céltárgy laboratóriuma  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  vastag szénfóliára való párolgatással készítette el a  $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  vastag, 99%-osra dúsított, radioaktív  $^{231}\text{Pa}$  céltárgyat. A reakció alapállapotú Q-értéke  $Q=610$  keV, melyet az NNDC Q-érték számító algoritmusával számítottam ki [QC]. A kilépő

deuteronok kinetikus energiáját a nyaláb irányához képest  $\Theta_{lab} = 35^\circ$ -ba állított Q3D mágneses spektrográffal analizáltuk, melyben a fókuszsíkbeli pozíciót egy katódcsík fókuszsíkdetektorral határoztuk meg. A kalibráció eredményeként az energiafeloldás  $\Delta E = 11$  keV-nak (FWHM) adódott. A hasadványok deuteronokhoz viszonyított repülési idejét és szögeloszlásukat két PSAD detektorral mértük, a detektorok által lefedett szögtartomány  $30^\circ < \theta < 90^\circ$  volt. A visszalökődési tengely és a nyalábirány által bezárt szöget  $49.6^\circ$ -ban határoztam meg.

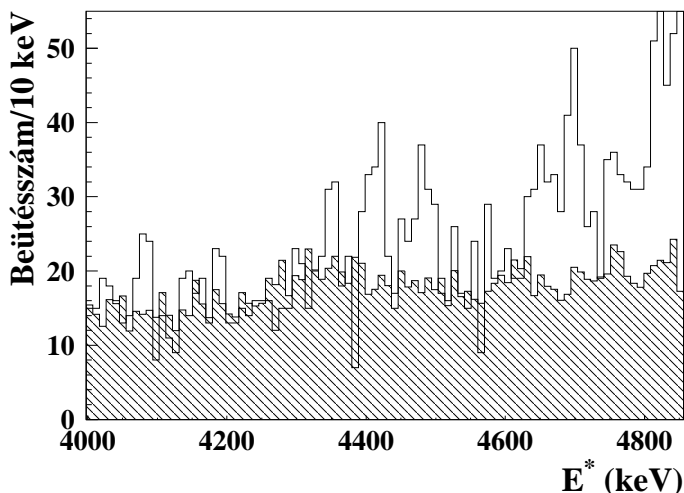
A mérési idő közel  $\approx 155$  óra alatt  $\approx 1.5 \times 10^5$  koincidenencia eseményt regisztráltunk. A PSAD detektorok tipikus számlálási sebessége 20-30 kHz, míg a fókuszsíkdetektoré 50-60 Hz volt. A valós- és véletlenkoincidenencia eseményeknek a teljes energiatartományra vonatkozó arányát ( $\approx 19 : 1$ ) a  $(^3\text{He},df)$  reakció időspektrumából határoztam meg.



4.1. ábra. A  $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},df)^{232}\text{U}$  reakcióból származó, hasadványokkal koincidenenciában mért deuteronok kinetikus energiájából meghatározott gerjesztésienergia-spektrum. A véletlen koincidenencia események spektrumát szintén feltüntettem az ábrán.

Az  $^{232}\text{U}$  közbenső mag gerjesztésienergia-spektrumát, melyet a hasa-

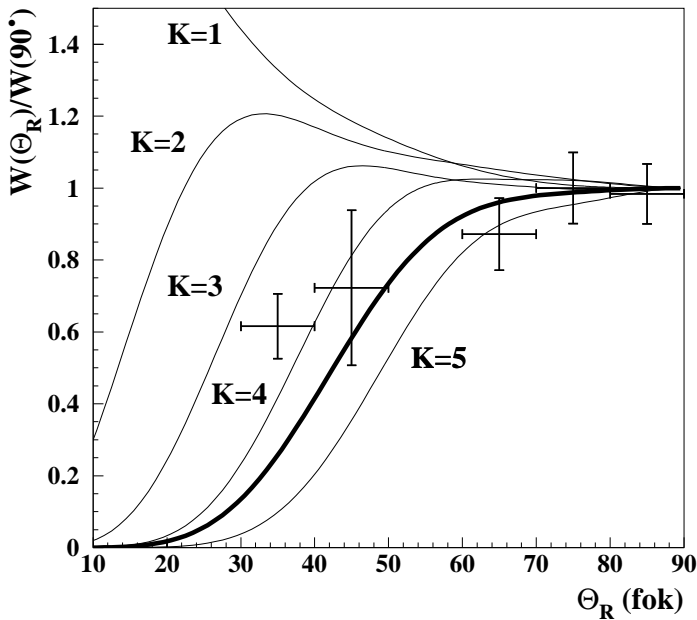
dással koincidenzában lévő deuteronok kinetikus energiájából határoz-  
tam meg, a 4.1. ábrán mutatom be. Az ábrán a véletlen-koincidenzá  
események kísérleti adatokhoz való hozzájárulását szintén feltüntettem.



4.2. ábra. Az  $^{232}\text{U}$  gerjesztésienergia-spektruma az  $E^* = 4.0\text{--}4.85$  MeV energiatartományban, melyben éles rezonanciák figyelhetők meg az  $E^* = 4.1, 4.4, 4.47, 4.65$  és  $4.68$  MeV gerjesztési energiák környékén. A véletlen-koincidenzá események hozzájárulását a spektrumhoz sávozott területtel tüntettem fel.

A jó mérési statisztikának és energiafeloldásnak köszönhetően az iro-  
dalomban most először figyeltünk meg éles hasadási rezonanciákat az  
 $E^* = 4.2 - 4.8$  MeV energiatartományban, melyek szélessége  $\Delta E \approx 30$   
keV volt (4.2. ábra). A rezonanciák ezen kis szélességértéke arra utal,  
hogy ezek nem „csillapított” rezonanciák, ami kizárja ezen rezonanciák  
második völgybeli állapotokhoz való hozzárendelésének lehetőségét. Az  
ilyen második völgybeli rezonanciák ugyanis sokkal szélesebbek az első  
völgybeli állapotokhoz való csatolóadásuk miatt, míg a harmadik völgybeli  
állapotok csatolóadását a magas belső gátak megakadályozzák. Az ábrán  
sávozott területtel tüntettem fel a véletlen-koincidenzá eseményeknek a  
gerjesztésienergia-spektrumhoz való hozzájárulását. A valós- és véletlen-  
koincidenzá eseményeknek erre az energiatartományra ( $E^* = 4.0 - 4.85$   
MeV) vonatkozó aránya  $\approx 1.4 : 1$ .

Az észlelt rezonanciák energiáira kapuzva előállítottam a hasadvá-  
nyok szögeloszlását, majd azokat a  $90^\circ$  körüli értékre normáltam (4.3. áb-

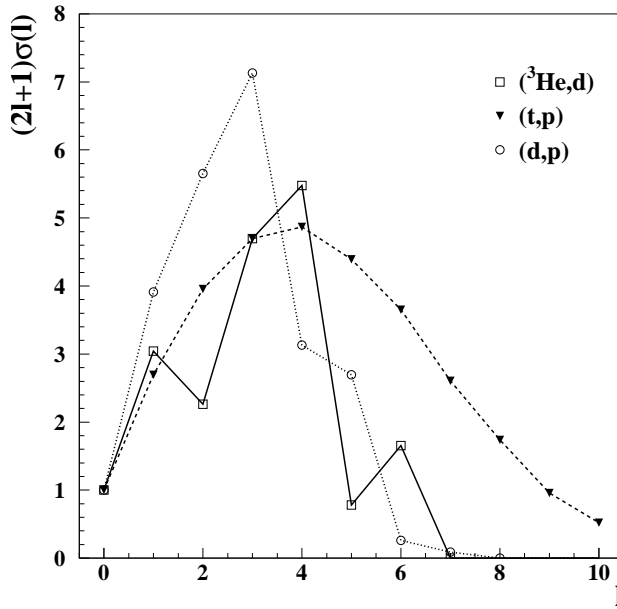


4.3. ábra. A rezonanciaállapotokhoz tartozó deuteronokkal koincidenzában levő hasadási termékek kísérleti szögeloszlása. A szögeloszlásra vonatkozó elméleti számításaim eredményeit folyamatos vonalakkal ábrázoltam, mely számítások során a forgási sávokhoz  $K=1, 2, 3, 4$  és  $5$  értéket rendeltem. A kísérleti pontokkal való összehasonlítás a forgási sávokat jellemző igen magas  $K$  értékekre ( $K=4$ , illetve  $5$ ) utal.

ra). A véletlen koincidenca események szögeloszláshoz való hozzájárulását levontam, illetve a PSAD detektorok térbeli hatásfokingadozásának szögeloszlást módosító hatását az 53. oldalon ismertetett módon korrigáltam. Az így meghatározott kísérleti,  $90^\circ$ -ra normált szögeloszlást hasonlítottam össze az elméleti számítások során kapott szögeloszlásokkal, melynek segítségével a forgási sávok  $K$ -értékeit határoztam meg. Az elméleti szögeloszlás számításaimhoz a Glassel és társai által leírt gondolatmenetet használtam [Gl76], mely számítások során az öt forgási sávra különböző  $K$  értékeket tételeztem fel<sup>1</sup>. Az egyes esetekre vonatkozó számítások eredményeit a 4.3. ábrán folyamatos vonallal tüntettem fel. A kísérleti és elméleti szögeloszlás összehasonlításával azt a következtetést vontam le, hogy a forgási sávokhoz nagy valószínűséggel  $K = 4$ , illetve

<sup>1</sup>de az öt sáv mindegyikére ugyanazt a  $K$  értéket

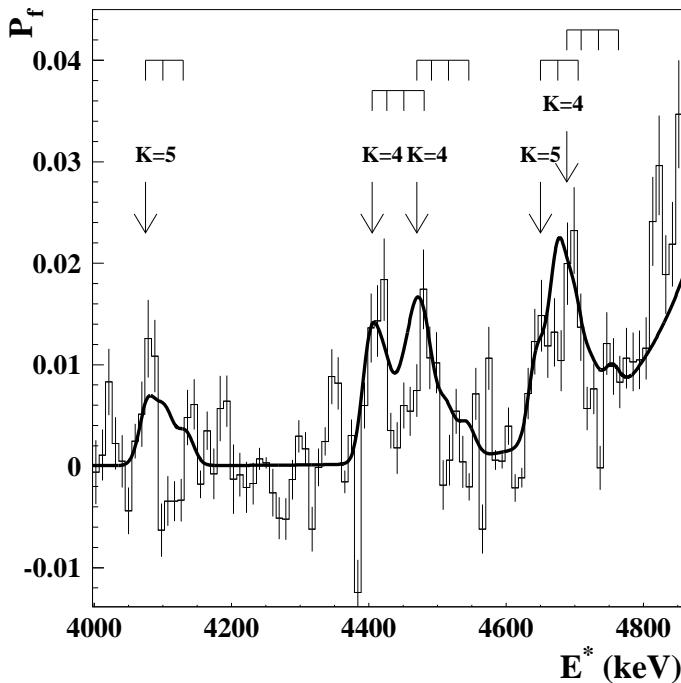
$K = 5$  értékek rendelkezhetők.



4.4. ábra.  $(\text{t},\text{p})$ ,  $(\text{d},\text{p})$  és  $(^3\text{He},\text{d})$  reakciókra számolt hatáskeresztmetszetek  $90^\circ$ -nál az átadott  $l$  impulzusmomentum függvényében ( $l = 0$ -ra normálva) [Ba74b]

A szögeloszlás értelmezése során kapott nagy  $K$  értékek érthetővé válnak, ha a Back és társai által a  $(\text{t},\text{p})$ ,  $(\text{d},\text{p})$  és  $(^3\text{He},\text{d})$  reakcióban átadott impulzusmomentumra vonatkozó, DWBA közelítéssel számolt eredményeiről [Ba74b] készült ábrát tekintjük (4.4. ábra). Ezen számítások a  $(^3\text{He},\text{d})$  reakcióra nagy impulzusmomentum-átadást jósolnak, melyben a legvalószínűbb momentumátadás az  $l = 3, 4$ . Ha ezen kívül figyelembe vesszük még a céltárgy alapállapotit ( $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ ) és az átadott neutron spinjét ( $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ ) is, akkor a szögeloszlás kiértékelése eredményeként kapott nagy  $K$  értékek ( $K = 4, 5$ ) érthetővé válnak.

Az  $^{232}\text{U}$  hasadási valószínűségének gerjesztési energiától való függését a 4.5. ábrán mutatom be az  $E^* = 4.0 - 4.85$  MeV energiatartományban, melyet a koincidencia eseményeket tartalmazó deutronspektrum és a  $(^3\text{He},\text{d})$  reakció spektrumának hányadosaként állítottam elő. A megfigyelt hasadási rezonanciákat olyan forgási sávokkal írtam le, melyek közös tehetetlenségi nyomatékkal rendelkeznek, illetve a sávok tagjainak relatív intenzitása is állandó. A sávtagokat az energiafeloldás által korlá-



4.5. ábra. Hasadási valószínűség az  $E^* = 4.0\text{-}4.85$  MeV gerjesztési energia tartományban. Az irodalomban először éles hasadási rezonanciákat figyeltünk meg az  $E^* = 4.1\text{-}4.8$  MeV tartományban. Folyamatos vonallal a forgási sávokkal való illesztés eredményét jelöltem, ami során öt forgási sávot tételeztem fel átlapoló sávtagokkal és a nyilakkal jelölt sávfejezésekkel. A forgási sávok szerkezetét (tagjainak számát és azok pozícióit) szintén feltüntettem az ábrán.

tozott szélességgel ( $\sigma = 4.5$  keV) rendelkező Gauss-függvényekkel, míg a hasadási valószínűség nem-rezonáns részét egy exponenciális függvénnyel közelítettem. Az illesztés során a forgási sávok sávfejeinek pozícióját (a sávfejek gerjesztési energiáját), illetve a sávok abszolút intenzitását szabad paraméterként kezeltem, míg a forgási paraméter értékét az  $1.0 \text{ keV} < \hbar^2/2\Theta < 4.0 \text{ keV}$  tartományban  $0.1 \text{ keV}$  lépésközzel változtattam. A sávtagok relatív gerjesztési valószínűségének ( $\alpha(E, J^\pi)$ ) kezdőértékét a [Ba74a] és [Ba74b] irodalomból vettem. A gerjesztési valószínűségek  $J = 9$  és ennél nagyobb spinekre már elhanyagolhatóvá válnak, így a forgási sávokat a  $J = 8$  spinnel rendelkező tagig vettem figyelembe. Az illesztés eredményeként a forgási paraméter értékére  $\hbar^2/2\Theta \approx 2.1 \text{ keV}$ -



et kaptam, ami lényegesen kisebb a szuperdeformált magalakot jellemző forgási paraméter értékeknél ( $\hbar^2/2\Theta \approx 3.3$  keV). Ezt az eredményt a forgási sávokra vonatkozó azon feltevésel nyertem, hogy az  $E^* = 4080, 4402, 4468, 4651$  és  $4678$  keV sávfejekhez tartozó forgási sávokat rendre  $K = 5, 4, 4, 5$  és  $4$  értékekkel lehet jellemezni. A feltételezést alátámasztandó kiszámoltam az elméleti szögeloszlást arra az esetre, amikor a forgási sávokhoz a fenti  $K$  értékeket rendeljük. A kapott szögeloszlást a 4.3. ábrán kiemelt folyamatos vonallal jelöltem. Jól látható, hogy a kísérleti és számolt értékek jó egyezésben vannak, melyek így alátámasztják a gerjesztésienergia-spektrum analízisének eredményeit. A 4.5. ábrán a forgási sávok átlapoló tagjainak pozícióit a jobb átláthatóság érdekében szintén feltüntettem.

A hasadási gát paramétereinek meghatározásához a hasadási valószínűséget a gerjesztési energiától függő analitikus függvényként állítottam elő (2.3. alfejezet), majd a hasadási valószínűség kísérleti értékeihez illesztettem<sup>2</sup>. Az  $E_i$  gátmagasságok és a  $\hbar\omega_i$  görbület paraméterek erős korreláltsága miatt az illesztés során az  $E_i$  gátmagasságokat szabad paraméterekként kezeltem, míg a  $\hbar\omega_i$  paraméterekhez kötött értékeket rendeltem. Összesen körülbelül 3500 olyan  $\hbar\omega_i$  paraméterhalmazra végeztem el az illesztést, mely egy háromvölgyes hasadási gát leírásánál reálisan szóba jöhet. A hasadási valószínűség meghatározásánál fontos tényező, hogy az  $^{232}\text{U}$  esetében a neutronseparációs energia ( $S_n = 7.273$  MeV) a hasadási küszöbhez ( $\approx 6.5$  MeV) viszonyított nagy értéke miatt a neutronemisszió elhanyagolható, így csak a  $\gamma$ -bomlás verseng a hasadási csatornával. Első közelítésként a hasadási valószínűség durvaszerkezetének leírásához az átmeneti állapotokat a számításokban nem vettem figyelembe, ezért

$$\langle \Gamma_f \rangle = \langle D \rangle \frac{W_f}{2\pi} \quad (4.1)$$

ahol  $\langle D \rangle$  az átlagos nivótávolság.

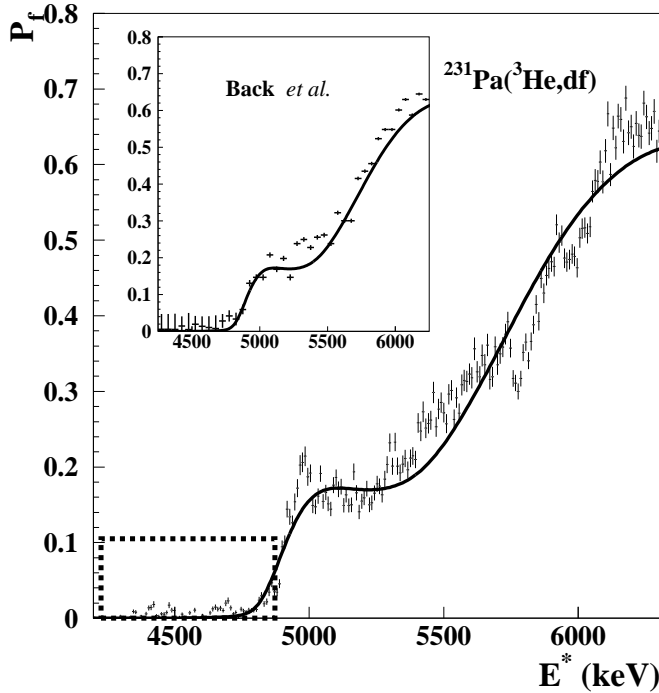
Az illesztés eredményét a 4.6. ábrán mutatom be, míg az így meghatározott gátparamétereket a 4.1. táblázat első sorában foglaltam össze, mely gátparaméterek értékeihez az illesztés hibáját is feltüntettem. Tekintettel arra, hogy a hasadási küszöb közelében, ahol a kísérleti adatok statisztikus hibája kisebb, a külső gátak paraméterei dominálnak, a belső gátparaméter meghatározásának hibái lényegesen nagyobbak ( $\approx 8\%$ ). A 4.1. táblázatban feltüntettem a harmadik völgy mélységére Čwiok ál-

<sup>2</sup>A 2.3. alfejezet összefüggéseit felhasználva, a függvényt FORTRAN programozási nyelvben implementáltam, majd az adatokhoz illesztettem.

$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$	$E_5$
$4.0 \pm 0.3$	$3.1 \pm 0.3$	$4.9 \pm 0.2$	$3.2 \pm 0.2$	$6.02 \pm 0.2$
			$3.94 \pm 0.1$	
			$3.0 \pm 0.1$	
$\hbar\omega_1$	$\hbar\omega_2$	$\hbar\omega_3$	$\hbar\omega_4$	$\hbar\omega_5$
$1.0 \pm 0.1$	$1.0 \pm 0.1$	$0.8 \pm 0.1$	$1.1 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.1$

4.1. táblázat. Az illesztés eredményeként az  $^{232}\text{U}$  háromvölgyes hasadási gátjának paramétereire kapott értékek MeV egységben. A harmadik völgy mélységére vonatkozó számítási eredményeket az  $E_4$  oszlop 2. és 3. sorában tüntettem fel, mely számításokat kevésbé tükrözési aszimmetrikus magalak (2. sor), illetve erősebb tükrözési aszimmetriával rendelkező magalak feltételezésével (3. sor) végeztek el [Cw94].

tal számolt értékeket [Cw94], melyek során kevésbé (2. sor), illetve nagyobb mértékben (3. sor) tükrözés aszimmetrikus magalakot tételezett fel. A harmadik völgy mélységére kapott eredményem azt sugallja, hogy az  $^{232}\text{U}$  atommag hiperdeformált állapotban jelentős tükrözési aszimmetriával rendelkező magalakot vesz fel, azaz más megközelítésben az  $^{232}\text{U}$  atommag hasadási útvonala erősen aszimmetrikus magalakokon vezet keresztül. A 4.2. táblázat a Back és munkatársai által elvégzett és feldolgozott kísérletek gátparamétereinek értékeit mutatja be, ahol a kísérleti adatok értelmezéséhez kétvölgyes hasadási gátat tételeztek fel [Ba74b]. Eredményeik éles ellentmondásban állnak az általunk kapott értékekkel, melynek magyarázata a gátszerkezetre vonatkozó eltérő feltételezésben keresendő: rezonanciák intenzív megjelenése akkor várható, ha a két gát magassága közel hasonló. Kétvölgyes hasadási gát feltételezésekor tehát a belső és külső gát magassága nem térhet el jelentősen egymástól abban az esetben, ha intenzív rezonanciák jelennek meg a hasadási valószínűségben. Back és munkatársai tévesen azonosították első völgybeli állapotokként az  $E^* = 5.0$  MeV környékén található rezonanciákat, melynek oka az lehetett, hogy az általunk megfigyelt  $E^* = 5.0$  MeV gerjesztési energia alatti rezonanciákat kísérletükben nem észlelték a kisebb feloldás és mérési statisztika miatt. A 4.2. táblázat második sorában az  $^{232}\text{U}$  hasadási gátjára vonatkozó korábbi számítások eredményeit tüntettem fel, mely számítások során tükrözés-aszimmetrikus magalakokat nem vettek figyelembe [Ho80]. Jól látható, hogy már ezek a számítások sem támasztották alá az  $^{232}\text{U}$  gátparamétereire vonatkozó kísérleti eredmé-

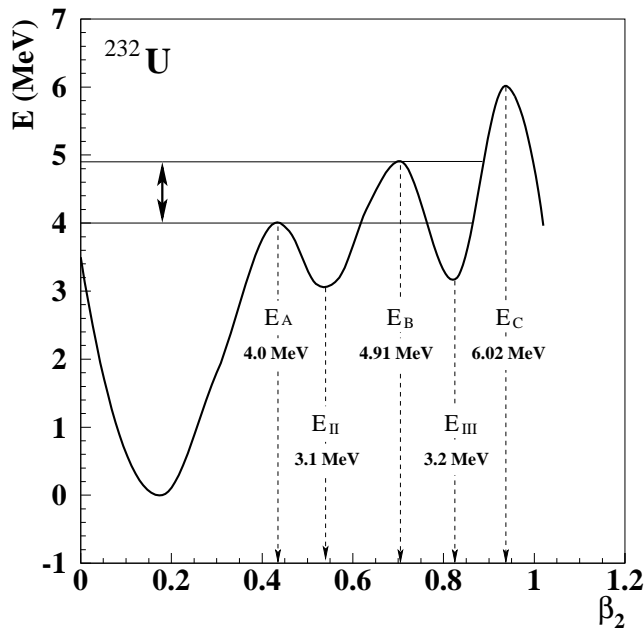


4.6. ábra. Az  $^{232}\text{U}$  hasadási valószínűsége a gerjesztési energia függvényében. Folyamatos vonallal a hasadási valószínűség kísérleti pontokhoz illesztett analitikus függvényét tüntettem fel. A bal felső sarokban látható spektrum a Back és társai által  $\Delta E = 95$  (FWHM) keV feloldással elvégzett kísérlet eredményét szemlélteti. Az összehasonlítás érdekében ezen a spektrumon szintén feltüntettem az általam illesztett elméleti görbét. Szaggatott vonallal jelöltem azt a gerjesztésienergia-tartományt, ahol a hasadási rezonanciákat észleltünk.

nyeket. Az  $^{232}\text{U}$  háromvölgyes hasadási gátját a 4.7. ábrán szemléltetem, melynek felrajzolásához az illesztés során meghatározott paramétereket használtam.

$E_1$	$E_2$	$E_3$	$\hbar\omega_1$	$\hbar\omega_2$	$\hbar\omega_3$
$5.54 \pm 0.2$		$5.45 \pm 0.2$	$0.8 \pm 0.1$		$0.55 \pm 0.1$
5.74	2.65	6.42			

4.2. táblázat. Kétvölgyes hasadási gát paramétereinek kísérleti [Ba74a] (1. sor) és számolt (2. sor) értékei [Ho80] MeV egységben

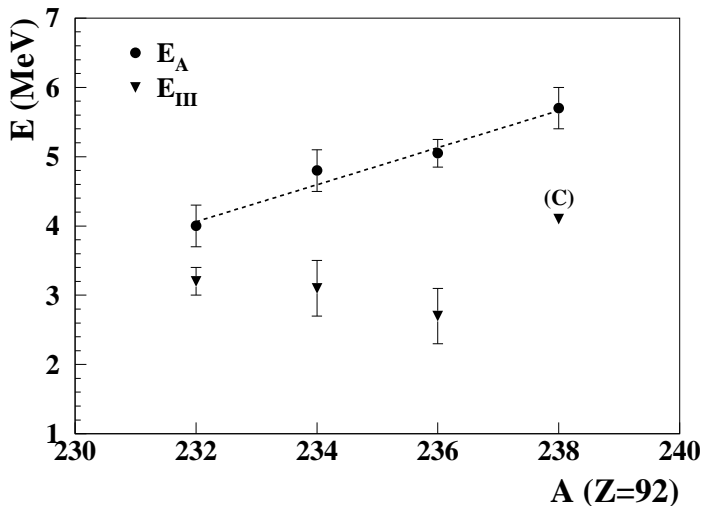


4.7. ábra. Az  $^{232}\text{U}$  háromvölgyes hasadási gátja. Nyíllal azt a gerjesztésienergia-tartományt jelöltem, ahol a hasadási rezonanciákat észleltük.

Az illesztést elvégeztem kétvölgyes hasadási gát feltételezésével is, azonban a kísérleti pontok illesztése reális gátparaméterekkel nem volt kivitelezhető. Ennek oka az lehet, hogy kétvölgyes hasadási gát esetén a hasadási valószínűség sokkal meredekebben tart a telítési valószínűséghez, mint háromvölgyes hasadási gát esetében. Ez elvben lehetőséget nyújt pusztán a meredekség vizsgálata alapján annak eldöntésére, hogy az adott atommag esetében kétvölgyes vagy háromvölgyes gát jelenlétéről beszélhetünk-e [Bh89]. A hasadási gát alakjára kapott információ megerősíti a 4.6. ábrán szagatott vonallal jelzett gerjesztésienergia-tartományban megfigyelt rezonanciák harmadik völgybeli állapotokként való értelmezésének jogosságát, ugyanis a 4.7. ábrán nyíllal jelölt tartományban észlelt éles rezonanciák a gátszerkezetből adódóan kizárólag harmadik völgybeli állapotokhoz köthetők.

Az 4.6. ábrán összehasonlítás céljából a Back és társai által ugyan ezen reakcióval, de  $\Delta E = 95$  keV (FWHM) energiafeloldással mért hasadási valószínűség [Ba74b] látható a jelen kísérlet adataihoz illesztett függvénnyel együtt.

Az 4.6. ábrán bemutatott hasadási valószínűség spektrumban az illesztett függvénytől jelentős eltérést lehet tapasztalni az  $E^* = 5.0$  MeV gerjesztési energiánál. Ezt az eltérést egy igen erős rezonanciacsoport okozza, melynek tagjait, a hasadási gát 4.7. ábrán bemutatott szerkezete alapján, nagy valószínűséggel a második gátra épülő alacsonyan gerjesztett állapotokként, az ún. átmeneti állapotokként [Bo39] lehet azonosítani. Ennek az értelmezésnek az alátámasztása jelenleg is folyamatban van. Amennyiben sikerül megerősíteni, ez lenne az átmeneti állapotok első, nagyfelbontású megfigyelése a hasadási valószínűségben. Hasonló eltérések, illetve rezonanciák magasabb gerjesztési energiáknál is megfigyelhetők, azonban a hasadási valószínűség spektrumának nem-rezonáns része a gerjesztési energiával exponenciálisan növekszik, mely rendkívül megnehezíti a magas gerjesztési energiával rendelkező rezonanciák egyértelmű azonosítását.



4.8. ábra. Páros-páros uránizotópok belső gátjának magasságára (kör), illetve harmadik völgyének mélységére (háromszög) kapott kísérleti eredmények [Kr99, Csa05, Lo05, Th06] (az  $^{238}\text{U}$  harmadik völgyének mélysége elméleti számítás eredménye [Ro07])

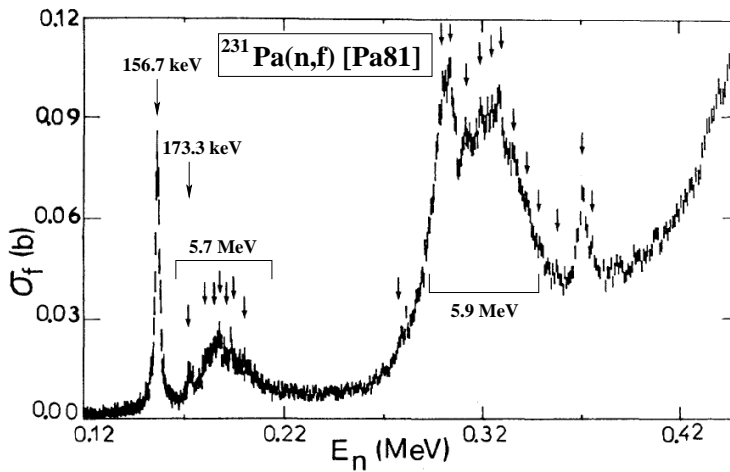
Az  $^{232}\text{U}$ -re vonatkozó jelenlegi eredményeink kiválóan kiegészítik a páros-páros urán izotópokra vonatkozó korábbi kísérletek eredményeit. A 4.8. ábrán a belső gát magasságára és a harmadik völgy mélységére vonatkozó korábbi kísérleti adatokat [Kr99, Csa05, Lo05, Th06] tüntettem fel az urán izotópok tömegszámának függvényében. Az ábrán látható

pontok egyértelmű jelzést adnak arra, hogy az urán izotópok hiperdeformált állapotban az elméleti várakozásnak megfelelően erős tükrözési aszimmetriával rendelkeznek, ugyanakkor a belső gátak - a korábbi kísérleti tapasztalatokkal ellentétben - sokkal alacsonyabbnak mutatkoznak: a belső gát magasságaira illesztett egyenes (szaggatott vonal) illusztrálja a magasság közel lineáris csökkenését a neutrons szám csökkenésével. Az  $^{238}\text{U}$  harmadik völgymélysége jelenleg nyitott kérdés, sem kísérleti információ, sem tükrözési aszimmetrikus magalakra vonatkozó elméleti számítások nem állnak rendelkezésre, az ábrán feltüntetett adat egy meglehetősen egyszerű elméleti modellel elvégzett számítás eredménye [Ro07]. A belső gátra vonatkozó korábbi információk azon a megfontoláson alapultak, hogy a rezonanciák csak abban az esetben jelenhetnek meg, ha a külső és belső gát magassága közel azonos. Így alapvetően a kísérletileg meghatározott külső gátmagasság értéke szabta meg a belső gát magasságának értékét, melyet emiatt rendre igen magasnak (túl)becsültek. Az így kinyert, belső gátra vonatkozó információ gátolta olyan kísérletek tervezését, melyek az aktinoida magok hasadási izomerállapotainak kimutatására irányultak volna. A háromvölgyes hasadási gát jelenléte a páros-páros urán izotópokban, illetve a belső gát magasságára vonatkozó legújabb eredményeink a hasadási izomerek  $\gamma$ -spektroszkópiai vizsgálatának reneszánszát hozhatja ebben a magtartományban.

## 4.2. Hasadási rezonanciák a $^{231}\text{Pa}(d, pf)$ reakcióban

Az aktinoida tartományban először a tórium majd az urán izotópoknál észleltek olyan hasadási rezonanciákat, melyekhez hiperdeformált állapotokat sikerült rendelni, azonban elméleti előrejelzések a rendszámban ezek között elhelyezkedő protaktínium ( $Z = 91$ ) izotópok esetére is jósolják ilyen állapotok megjelenését. A Pa izotópok közül eddig csak a páratlan-páratlan  $^{232}\text{Pa}$  izotópot vizsgálták, ezt is eddig kizárólag  $(n, f)$  reakcióval [Pl81] (4.9. ábra), de közvetlen bizonyítékot a hasadási gát harmadik völgyének jelenlétére vonatkozóan nem sikerült találni (lásd 12. oldal).

Plattard és munkatársai az  $E_n = 173.3$  keV és  $E_n = 156.7$  keV neutronenergiáknál észleltek éles rezonanciákat, melyeket rendre egy  $K^\pi = 3^-$  és  $K^\pi = 3^+$  egymáshoz közel fekvő, ellentétes paritással rendelkező sá-



4.9. ábra. A  $^{231}\text{Pa}(n, f)$  reakció hatáskeresztmetszete a neutronenergia függvényében [Pl81]. A két vizsgált rezonancián ( $E_n = 173.3$  és  $156.7$  keV) kívül két széles rezonanciacsoportot is megfigyeltek ( $E^*(^{232}\text{Pa}) = 5.7$  MeV és  $5.9$  MeV).

vok sávfejeiként azonosítottak<sup>3</sup>. Ez a váltakozó paritású szerkezet tipikusan a HD sávokra jellemző, és bár a magasabb spinnel rendelkező,  $J^\pi = 4^+, 5^+, \dots$  sávtagokat nem sikerült észlelni a neutronokkal elérhető kis impulzusmomentum-átadás miatt ( $l < 3$ ), a  $K^\pi = 3^-$  sáv következő tagjának ( $J^\pi = 4^-$ ) jelenlétére utaló rezonanciát találtak és ezen rezonanciák távolságából ( $\approx 16$  keV) határozták meg a forgási paraméter értékét ( $\hbar^2/2\Theta \approx 2$  keV). Az említett nehézségek és hiányosságok miatt azonban ez az eredmény nem tekinthető a HD sávok jelenlétének hitelt érdemlő bizonyítékául, amit a szerzők közleményükben világosan ki is jelentenek. Az (n,f) reakcióval szemben a (d,p) reakció nagyobb impulzusmomentum-átadással járó reakció, mellyel sok tagból álló forgási sávok gerjeszthetők. Ez alapvető fontosságú az atommag tehetetlenségi nyomatékának és így alakjának meghatározásához, ezért a fentebb említett problémákat elkerülendő, a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáinak kimutatásához és vizsgálatához a  $^{231}\text{Pa}(d, pf)$  reakciót választottuk.

A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáinak vizsgálatához szintén a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem 15.3 MV-os tandem-gyorsítója szolgáltatta az  $E_d=12$  MeV energiájú deuteron nyalábot, melynek intenzitása a mé-

<sup>3</sup>Ezeket a K értékeket kvalitatív megfontolások alapján tételezték fel, a hasadványok szögeloszlását kísérletükben nem mérték.

rési idő alatt átlagosan  $I \approx 500$  nA volt. A kísérlet során a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűségét határoztuk meg a gerjesztési energia függvényében az  $E^* = 5.0 - 6.2$  MeV gerjesztésienergia-tartományban. A kísérlethez  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  vastag szénfóliára párologtatott  $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  vastagságú radioaktív  $^{231}\text{Pa}$  céltárgyat használtunk. A reakció alapállapotú Q-értéke  $Q=3.324$  MeV. A reakcióból kilépő protonok kinetikus energiáját a nyaláb irányához képest  $\Theta_{lab} = 139.4^\circ$ -ba állított Q3D mágneses spektrográffal  $\Delta E=11$  keV (FWHM) feloldással tudtuk mérni. A hasadványok és protonok repülési idejének különbségét, illetve a hasadványok szögkorrelációját két PSAD detektorral mértük, melyek céltárgykamrában való elhelyezését a 48. oldalon mutattam be. A visszalökődési tengely és a nyaláb iránya által bezárt szög  $15.4^\circ$ , a detektorok által lefedett teljes szögtartomány  $20^\circ < \Theta_R < 80^\circ$  volt.

A mérési idő közel  $\approx 155$  órája alatt  $\approx 7.5 \times 10^4$  koincidencia eseményt regisztráltunk. A valós- és véletlen-koincidencia eseményeknek a teljes energiatartományra vonatkozó aránya  $\approx 2.4 : 1$  volt, melyet a (d,pf) reakció időspektrumából határoztam meg.

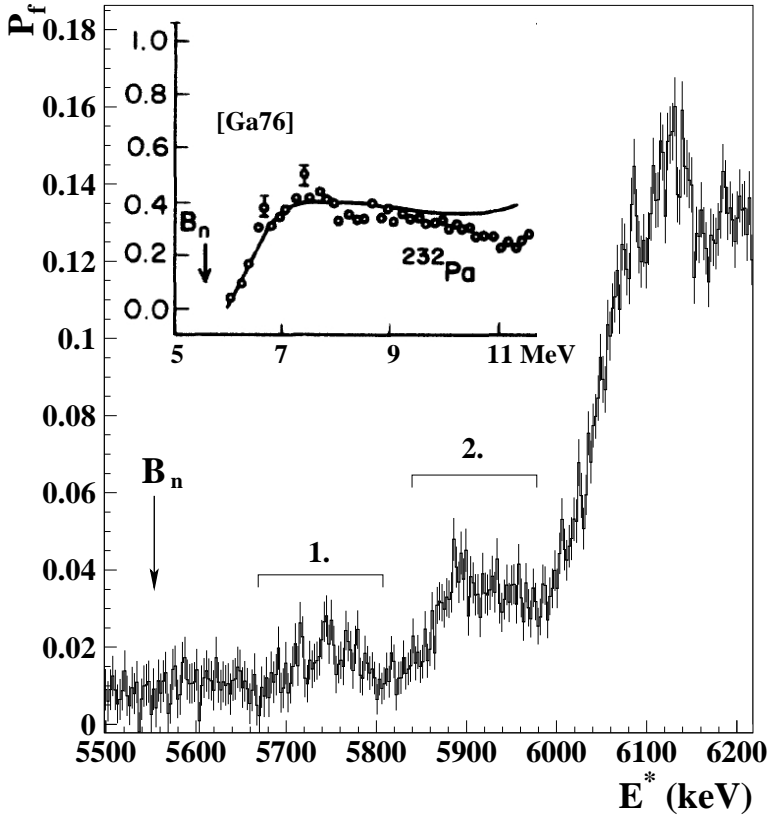
A 4.10. ábrán a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűsége látható a gerjesztési energia függvényében. Széles rezonanciacsoportokat észleltünk az  $E^* \approx 5.75$  és az  $E^* \approx 5.9$  MeV gerjesztési energiák környékén, melyek megfelelnek a 4.9. ábrán látható széles rezonanciacsoportoknak. A  $^{232}\text{Pa}$  neutronseparációs energiája  $S_n = 5.55$  MeV, ami a hasadási küszöb értékét figyelembe véve az jelenti, hogy az  $^{232}\text{U}$ -tól eltérően a hasadás a  $\gamma$ -emisszió mellett a neutronemisszióval is verseng. A páratlan-páratlan atommagokat jellemző nagy állapotsűrűség miatt a neutroncsatorna szélessége ráadásul igen nagyra mutatkozik. Összehasonlítva a 4.10. ábrán látható spektrumot az  $^{232}\text{U}$ -ra vonatkozó spektrummal (4.6. ábra), szembevetendő a különbség a hasadási valószínűség telítési értékei között, mely a fent említett okokra vezethető vissza. A 4.10. ábrán látható egy korábbi, ( $^3\text{He},df$ ) reakcióval elvégzett kísérlet eredménye, mely szintén azt mutatja, hogy a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűsége igen kis értékeket vesz fel és  $P_f \approx 0.4$  valószínűségnél telítésbe megy.

$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$	$E_5$	$\hbar\omega_1$	$\hbar\omega_2$	$\hbar\omega_3$	$\hbar\omega_4$	$\hbar\omega_5$
5.92	1.9	6.3	5.4	6.34	0.5	1.0	1.2	1.0	1.1

4.3. táblázat. A  $^{232}\text{Pa}$   $S_n$  és társai által meghatározott hasadási gátparaméterei [*Si06*] MeV egységben

A nyitott neutronemissziós csatorna miatt a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási gátjá-

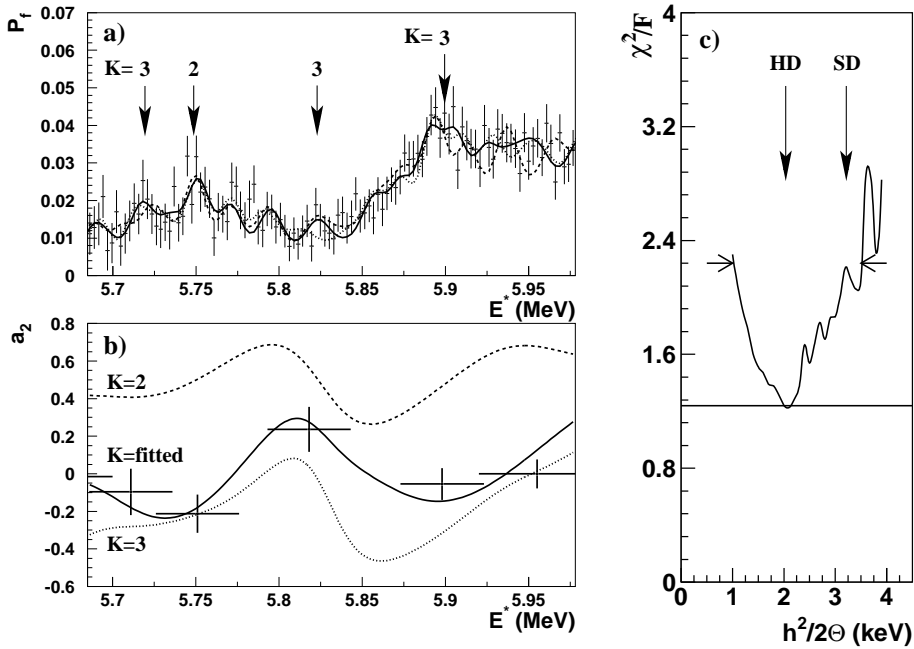




4.10. ábra. A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűsége a gerjesztési energia függvényében.  $B_n$  a neutronszerparációs energiát jelenti. Két rezonanciacsoport látható, egy  $E^* \approx 5.75 \text{ MeV}$  és egy másik  $E^* \approx 5.9 \text{ MeV}$  gerjesztési energia környékén. A beillesztett ábrán ( $^3\text{He}, df$ ) reakcióval elvégzett korábbi kísérlet [Ga76] eredménye látható.

nak paramétereit a 2.3. fejezetben leírt módszerrel nem lehetett meghatározni. Sin és munkatársai a hasadás optikai modelljének segítségével próbálták a  $^{231}\text{Pa}(n, f)$  reakció hatáskeresztmetszetének energiafüggését értelmezni, melyekben átmeneti állapotokat igen, de részecskeemissziót nem vettek figyelembe [Si06]. A számítások során hármas hasadási gátat tétéleztek fel, a hasadási valószínűséget azonban csak jelentős hibával sikerült illeszteniük, melynek oka az elhanyagolt neutronemissziós szélesség volt. Az általuk kapott gátparamétereket a 4.3. táblázatban foglaltam össze.

A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűségének gerjesztési energiától való függé-



4.11. ábra. a) A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűségének forgási sávokkal való illesztése. A szaggatott vonalak csak  $K = 2$ , illetve csak  $K = 3$  forgási sávok feltételezésével illesztett görbék. b) Hasadványok elméleti szögkorellációja különböző  $K$  értékek feltételezése esetén a kísérleti  $a_2$  értékekre rajzolva. Folyamatos vonallal a felső ábrán látható  $K$  értékeket használva nyert számítási eredményt tüntettem fel. c) A  $\chi^2$ -analízis eredménye.

sét az észlelt rezonanciacsoportok tartományában ( $E^* = 5.7 - 5.9$  MeV) a 4.11. a) ábrán tüntettem fel. A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáinak értelmezéséhez az előző fejezetben leírt módszert alkalmaztam. Az ábrán folyamatos vonallal jelöltem az illesztés eredményét, míg a szaggatott vonalak  $K = 2$  és  $K = 3$  forgási sávok feltételezésével illesztett görbéket jelentik.

A hasadványok kísérleti szögkorellációját negyedfokú Legendre-polinomokkal illesztettem, melynek eredményét a 4.11. b) ábrán mutatom be. A hasadványok elméleti szögkorellációját különböző  $K$  értékek feltételezése esetén a kísérleti  $a_2$  pontokra rajzolva szintén feltüntettem. Folyamatos vonallal azon számítás eredményét ábrázoltam, mely során a 4.11. a) ábrán látható  $K$  értékeket tétéleztem fel a forgási sávokra.

A szögeloszlás elméleti és kísérleti értékei kiváló egyezésben vannak, ami alátámasztja a hasadási rezonanciákhoz rendelt forgási sávok feltételezett szerkezetét ( $K$  értékeit).

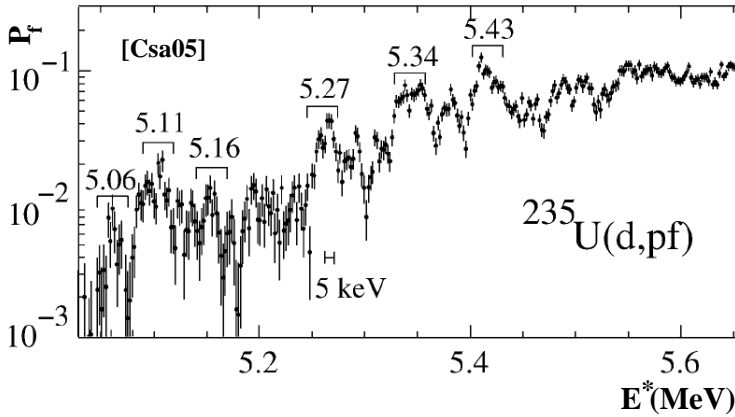
A forgási paramétert és annak hibáját az illesztés  $\chi^2$  analízisével határoztam meg (4.11. c) ábra), melynek eredményeként a  $\hbar^2/\theta = 2.0_{-1.0}^{+1.5}$  keV forgási paramétert kaptam. A relatív hiba nagysága a kis mérési statisztikánk eredménye. Ez az érték összhangban áll a [P181] közleményben közölt eredménnyel. A hasadványok szögkorrelációjának mérésével a forgási sávok szerkezetét is sikerült megerősítenünk.

### 4.3. Az $^{236}\text{U}$ hasadványainak tömegeloszlása

A debreceni Atommagkutató Intézetben elvégzett kísérletünk célja az  $^{235}\text{U}(\text{d,p})$  magreakcióval gerjesztett  $^{236}\text{U}$  atommag hasadásából származó hasadványok tömegeloszlásának vizsgálata volt abban a gerjesztésienergia-tartományban ( $E^* = 5.0 - 6.0$  MeV), melyben korábban hiperdeformált forgási sávokat sikerült azonosítani [Csa05]. A ciklotron által szolgáltatott  $I_d=300$  nA intenzitású deuteronnyaláb energiája  $E_d=9.73$  MeV volt, céltárgyként  $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  vastagságú  $\text{UF}_4$  fóliát használtunk. A deuteronok kinetikus energiáját hasított-pólusú mágneses spektrográffal mértük, melyet a nyaláb irányához képest  $125^\circ$ -os szögbe állítottunk be. A hasadványok repülési idejének méréséhez két, egymáshoz képest  $180^\circ$ -os szögben álló PSAD detektort használtunk. Az  $^{209}\text{Pb}$  ismert energiájú vonalaival elvégzett energiakalibráció során az energiafeloldás  $\Delta E = 20$  keV-nek (FWHM) adódott.

A repülési idők különbségéből képeztem a két hasadvány tömegét, figyelembe véve a két hasadvány teljes átlagos kinetikus energiáját, illetve a könnyű és nehéz hasadványok repülési idejének átlagát. A tömegmeghatározás megbízhatóságát ellenőriztem a nehéz, illetve könnyű hasadványok tömegeinek irodalomból [Mü84] vett értékeivel ( $M_n = 137$  és  $M_k = 95$ ), és azokat jó egyezésben találtam.

A tömegeloszlás szélességének meghatározását olyan függvény illesztésével végeztem el, mely két Gauss-függvény összegeként áll elő. Az illesztés során a Gauss-függvényekre közös amplitúdó és  $\sigma$  paramétereket feltételeztem, melyeket szabad paraméterekként kezeltem. A szélességeket meghatároztam a rezonanciaenergiákra (4.12. ábra) kapuzva (4.13. a ábra) és a hasadási küszöb feletti energiákra ( $E^* > 6.0$  MeV) kapuzva (4.13. b ábra) is. Az ábrákon mindkét esetben feltüntettem az illesztés

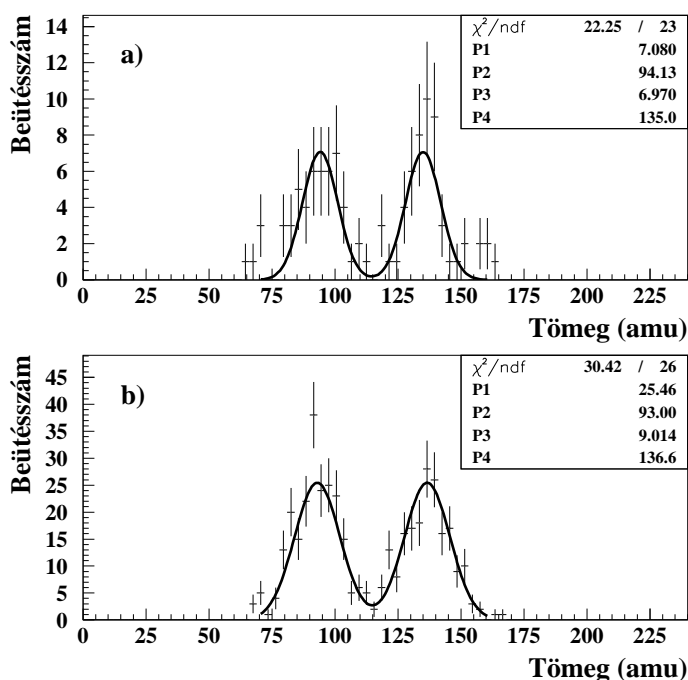


4.12. ábra. Az  $^{236}\text{U}$  korábban azonosított HD rezonanciacsoportjai [Csa05].

eredményeit, így az illesztés  $\chi^2$  értékét (a szabadsági fokok  $ndf$  számával), a két csúcs pozícióját ( $P_2$  és  $P_4$ ), illetve a Gauss-függvények közös amplitúdóját ( $P_1$ ) és  $\sigma$  szélességét ( $P_3$ ).

A szélesség az első esetben  $\sigma_{HD}^{kis} = 6.97 \pm 1.05$  amu-nak, míg a második esetben  $\sigma_{ND}^{kis} = 9.1 \pm 0.37$  amu-nak adódott. Ezek a szélességek azonban a tömegfeloldásunk értékét is tartalmazzák, a feltüntetett hibák pedig csak az illesztés hibáját jelentik. A kísérleti berendezésünk tömegfelbontásának meghatározásához a normál deformációra kapott kísérleti eredményünkből ( $\sigma_{ND}^{kis}$ ) négyzetesen levontam a tömegeloszlás szélességének irodalomból vett értékét ( $\sigma_i = 6.14 \pm 0.07$  amu) [Mü84]. A feloldásunk értékére így  $\sigma_{kis} = 6.6 \pm 0.5$  amu-t kaptam. Ezt a tömegfeloldást figyelembe véve (négyzetesen levonva) végül a két szélességet  $\sigma_{HD} = 2.24 \pm 3.58$  amu-ban és  $\sigma_{ND} = 6.1 \pm 0.65$  amu-ban határoztam meg. A feltüntetett hibák az illesztés hibáján kívül tartalmazzák a tömegfeloldás értékének bizonytalanságából származó szisztematikus hibát is. A fenti érték jó egyezésben van a Krasznahorkay és munkatársai által korábban meghatározott  $\sigma_{HD} = 2.9 \pm 0.8$  amu értékkel [Kr00a, Kr00b].

Bár a két szélesség ( $\sigma_{ND}$  és  $\sigma_{HD}$ ) között különbség mutatkozik, a nagy relatív hibák miatt ez az eltérés hibán belüli, így egyértelmű jelzést nem sikerült találni a tömegeloszlás szélességének csökkenésére, illetve a HD állapotban lévő atommag nukleonjainak csoportosulására („csomósodására”). Ennek okát talán a kis mérési statisztikában és a nagyon rövid repülési távolságban kell keresni, mely az illesztés hibájában, illetve a viszonylag kis tömegfeloldásban mutatkozik meg. A detektor és



4.13. ábra. a) A  $HD$  rezonanciákra és b) a magasan gerjesztett állapotokra kapuzott események tömegeloszlásainak spektruma. Mindkét esetben feltüntettem az illesztés eredményét: az illesztés  $\chi^2$ -ét, a két csúcs pozícióját ( $P_2$  és  $P_4$ ), a Gauss-függvények közös amplitúdóját ( $P_1$ ) és szélességét ( $P_3$ ).

céltárgy távolságának növelése a céltárgykamra mérete, illetve a vizsgált reakció rendkívül kis hatáskeresztmetszete miatt nem lehetséges, azonban hosszabb mérési idővel a statisztika jelentősen növelhető. Éppen ezért a kísérlet ismételt elvégzését a közeljövőben tervezzük.

## 4.4. Az $^{208}\text{Pb}$ izoskalár dipólus-óriásrezonanciájának részecskebomlása

Az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus-óriásrezonanciájának, illetve a rezonancia proton-bomlásának tanulmányozására az  $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'p)$  reakciót választottuk, melyhez a 200 MeV bombázó energiával rendelkező  $\alpha$  nyalábot a KVI

szupravezető ciklotronja (AGOR) szolgáltatta. A kísérlethez  $3.5 \text{ mg/cm}^2$  vastag, dúsított (97%)  $^{208}\text{Pb}$  céltárgyat használtunk.

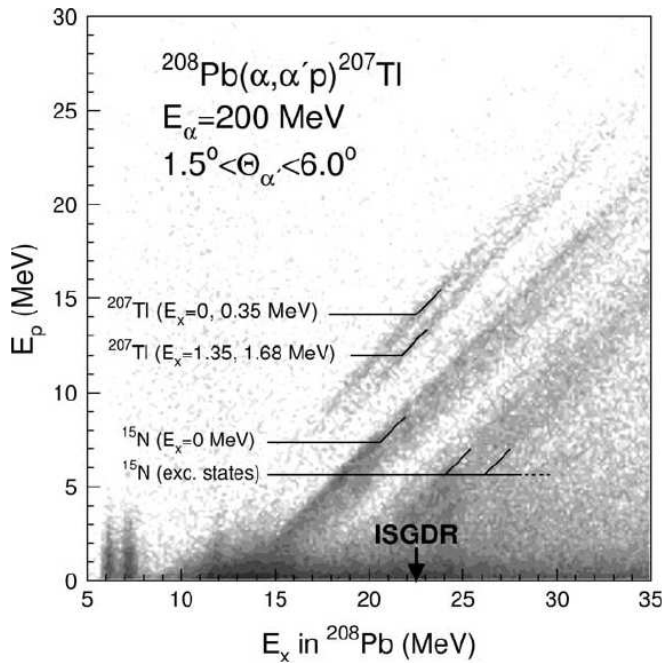
A szórt  $\alpha$ -részecskék kinetikus energiáját a Big-Bite Spektrométerrel, illetve a spektrométer fókuszsíkjaiba telepített EuroSuperNova detektorrendszerrel mértük. A BBS spektrométer impulzus-átfogása a kísérletben alkalmazott beállításokkal az  $^{208}\text{Pb}$   $E^* = 3\text{--}70 \text{ MeV}$  gerjesztésienergia-tartományának felel meg, a spektrométerrel lefedett szögtartomány  $1.5^\circ\text{--}6.0^\circ$ , a lefedett térszög pedig  $6 \text{ msr}$  volt. A reakcióból kilépő protonok energiáját a céltárgytól  $10 \text{ cm}$  távolságra elhelyezett,  $16$  darab  $5 \text{ mm}$  vastagságú Si(Li) detektorból kialakított detektorrendszerrel mértük a nyaláb irányához képest  $100^\circ\text{--}220^\circ$ -ban.

A fókuszsík és a Si(Li) detektorok energiakalibrációját a  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  és  $^{12}\text{C}$  céltárgyakon végbemenő  $(\alpha, \alpha')$  és  $(\alpha, \alpha'p)$  magreakciók ismert kalibrációs csúcsai alapján végeztük el. A protonok és  $\alpha$ -részecskék mért kinetikus energiájának bizonytalansága az  $^{208}\text{Pb}^*$  szülőmag gerjesztésienergiaspektrumában  $\Delta E = 400 \text{ keV}$  (FWHM), míg a  $^{207}\text{Tl}^*$  leánymag végállapotú spektrumában  $\Delta E = 600 \text{ keV}$  (FWHM) energiafeloldást jelentett. A Si(Li) detektorokkal észlelt protonokat és  $\alpha$ -részecskéket a Si(Li) detektorok [Pa95] jelalak-diszkriminációjával tudtuk azonosítani. Ugyanakkor a  $^{207}\text{Tl}$  végállapotaiba és a  $^{15}\text{N}$  végállapotaiba<sup>4</sup> történő proton-bomláshoz köthető eseményeket jól el lehetett különíteni a szülőmagok jelentősen eltérő protonszeparációs energiájának köszönhetően ( $S_p[^{16}\text{O}] = 12.13 \text{ MeV}$  és  $S_p[^{208}\text{Pb}] = 8.0 \text{ MeV}$ ).

A protonenergia ( $E_p$ ) és a gerjesztési energia ( $E_x$ ) korrelációs spektruma a 4.14. ábrán látható, melyben jól megfigyelhető a négy különböző részecske-lyuk állapotba ( $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1h_{11/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ) [Ma93] történő átmenet. A véletlen-koincidencia események levonásával, illetve az IS-GDR energiatartományra tett kapuval előállított végállapotú spektrumot a 4.15. ábrán mutatom be. Az elért energiafelbontás ( $600 \text{ keV}$ ) nem tette lehetővé a végállapotok teljes elkülönítését, a  $3s_{1/2}$  és a  $2d_{3/2}$  állapotok egy széles szerkezetet ( $A$  csoport), míg a  $1h_{11/2}$  és a  $2d_{5/2}$  állapotok egy másik ilyen szerkezetet ( $B$  csoport) alkotnak. (Az  $1g_{7/2}$  állapot is azonosítható, de igen kis erősségű.) Az  $1h_{11/2}$  állapot  $2d_{5/2}$  állapothoz viszonyított gyenge jelenlétét a magasabb centrifugális gát okozza.

A  $^{207}\text{Tl}$  különböző végállapotaiba vezető bomlási csatornák parciális, kétszeresen differenciális hatáskeresztmetszeteinek  $d^2\sigma/d\Omega_{\alpha'}dE_{\alpha'}$  meghatározása a protonok szögkorrelációs függvényére vonatkozó következő kö-

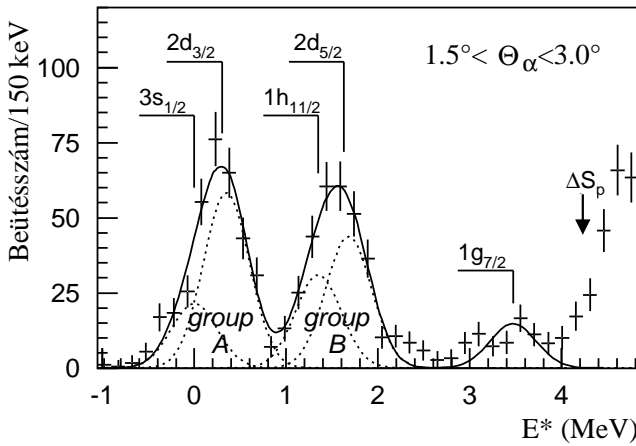
<sup>4</sup>Az  $^{208}\text{Pb}$  céltárgyban jelen levő  $^{16}\text{O}$  izotópon szintén végbemegy az  $(\alpha, \alpha'p)$  reakció.



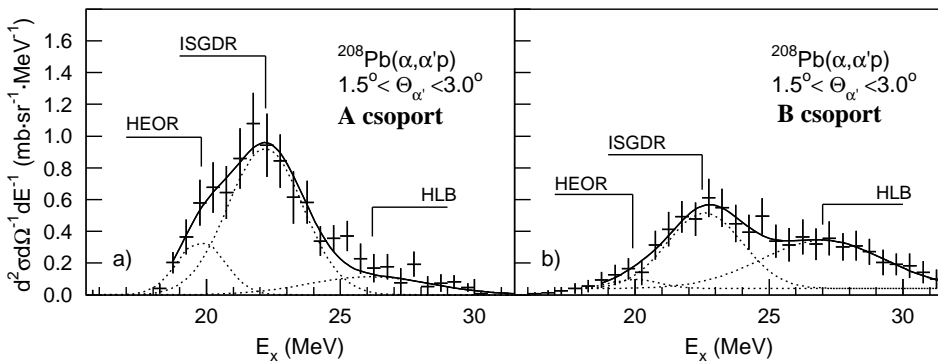
4.14. ábra. A protonenergia és a gerjesztési energia korrelációja. A  $^{207}\text{Tl}$ , illetve a  $^{15}\text{N}$  végállapotaiba történő átmenetek a korrelációs spektrumban egymástól jól elkülöníthető egyeneseket alkotnak.

zelítéssel történt: a kísérleti szögkorrelációt a protondetektorok pozíciójának és az  $^{208}\text{Pb}^*$  meglökési tengelyének ismeretében negyedrendű polinommal illesztettük. Az így illesztett, háromszorosan-differenciális hatáskeresztmetszetet ( $d^3\sigma/d\Omega_{\alpha'}dE_{\alpha'}d\Omega_p$ ) jelentő függvényeket ezután a teljes térszögre ( $4\pi$ ) integráltuk, melynek eredményeként a kétszeresen-differenciális hatáskeresztmetszetet sikerült meghatározni. Ezt az eljárást a számunkra érdekes gerjesztésienergia-tartományban, 0.5 MeV széles energiakapuk alkalmazásával és a teljes tartományt lefedve a végállapotú spektrum A és B csoportjára külön-külön elvégeztük (kivéve a gyenge statisztikával rendelkező  $1g_{7/2}$  állapotot). Az eredményül kapott kétszeresen-differenciális hatáskeresztmetszetek gerjesztési energiától való függése a 4.16. ábrán látható. A spektrumok előállításánál a szórás szögtartományra is feltételt tettünk ( $\Theta_{c.m.}=1.5^\circ-3.0^\circ$ ). Elméleti számítások szerint az ISGDR-t legnagyobb hatáskeresztmetszettel gerjesztő rugalmatlan  $\alpha$ -szórás szórás szöge  $1.8^\circ$  körüli érték.

Az ISGDR mindkét proton-koincidencia spektrumban igen könnyen



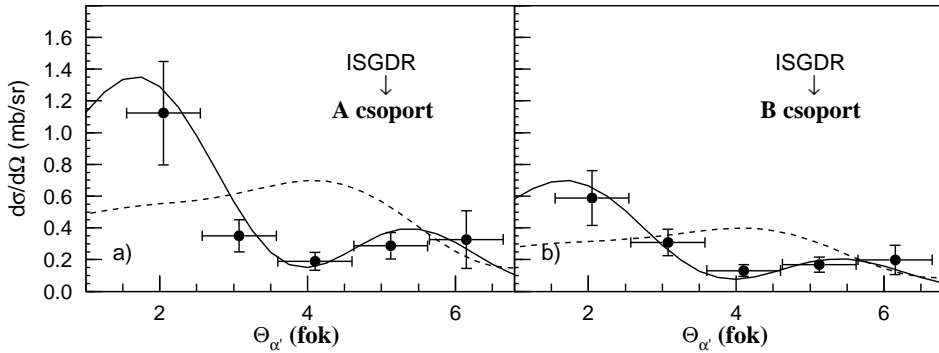
4.15. ábra. A  $^{207}\text{Tl}$  alacsonyan fekvő lyukállapotainak végállapotok spektruma az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus-óriásrezonanciájának gerjesztésienergia-tartományára és a  $\Theta_\alpha = 1.5^\circ - 3.0^\circ$   $\alpha$ -szórási szögre kapuzva ( $\Delta S_p$  az  $^{16}\text{O}$  és az  $^{208}\text{Pb}$  protonszeparációs energiájának különbségét jelenti).



4.16. ábra. A kétszeresen-differenciális hatáskeresztmetszet a gerjesztési energia függvényében az ábrán jelzett szórési szögtartományra kapuzva, illetve az a) A, illetve b) B végállapotok csoportba vezető proton-bomlásokkal koincidenciában. A HEOR, az ISGDR és a HLB illesztett függvényeit az ábrán szaggatott vonallal jelöltük.

azonosítható. A spektrumok azt mutatják, hogy a  $^{207}\text{Tl}$  mindkét végállapotok csoportjába szignifikáns hatáskeresztmetszettel bomlik. A Coulomb-és centrifugális gát „jótékony” hatása szintén megfigyelhető a spektrumokban: a nagy energiájú oktupólrezonancia (HEOR - High Energy Oc-





4.17. ábra. Az ISGDR differenciális hatáskeresztmetszete a két végállapotú csoportba vezető proton-bomlásokkal ko incidenciában. A különböző multipolaritással rendelkező átmenetekre vonatkozó elméleti szögeloszlásokat szintén feltüntettük, a folytonos vonal az  $L=1$  átmenetet, a szaggatott vonal pedig az  $L=3$  átmenetet jelenti.

tupole Resonance) erősségét (bomlási hatáskeresztmetszetét) csökkenti, míg az ISGDR erősségét alig befolyásolja. Ez valójában csak akkor teljesül, ha a centrifugális gát jóval alacsonyabb a Coulomb-gátnál, mint a kis  $l$  impulzusmomentumú proton-bomlási csatornák esetében. Valóban, az ISGDR bomlása a  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$  és  $2d_{5/2}$  végállapotokba  $p$ -hullámú protonokkal történik, míg az  $l=4$  proton-bomlás az  $1h_{11/2}$  állapot gyenge populációját okozza.

Az ISGDR erősségét a kétszeresen-differenciális hatáskeresztmetszet  $E_x=19-25$  MeV tartományra történő integrálásával határoztuk meg, miután a korábban megillesztett, alacsonyabban fekvő HEOR és magasabban fekvő rezonanciákból (HLB - High-lying Bump) származó járulékokat levontuk. A differenciális hatáskeresztmetszet szórási szögtől való függésének felvételével az ISGDR erősségének szögeloszlását határoztuk meg. Az  $A$  és  $B$  csoportba bomló rezonanciák erősségének szögeloszlását a 4.17. a) ábrán ( $A$  csoport), illetve a 4.17. b) ábrán ( $B$  csoport) mutatom be. A kísérleti differenciális hatáskeresztmetszetek szögfüggését összehasonlítottuk az elméleti számítások eredményeivel, mely számításokhoz a torzított-hullámú Born-közelítést alkalmazó CHUCK programot [CHUCK] használtuk. Az optikai modell paramétereit a [Bi73] irodalomból, az ISGDR alakfaktorokat pedig a [Ha80] irodalomból vettük. Az összehasonlítás minden kétséget kizáróan igazolja a multipolaritás  $L=1$  (dipól) jellegét mindkét bomlási ágra (4.17. ábra).

Az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus-óriásrezonanciájának  $^{207}\text{Tl}$  különböző lyuk-

állapotaiba történő proton-bomlásának kísérleti és elméleti elágazási arányait a 4.4. táblázat foglalja össze. Az elméleti és kísérleti értékek statisztikus bizonytalanságon belül jó egyezésben állnak mindkét bomlási ág esetében.

<i>végállapot</i>	$b_\mu(\%)$	
	jelen munka	elmélet [Go01]
$3s_{1/2}+2d_{3/2}$ ( <i>A</i> csoport)	$2.3\pm 1.1$	1.23
$1h_{11/2}+2d_{5/2}$ ( <i>B</i> csoport)	$1.2\pm 0.7$	0.83

4.4. táblázat. *Az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus-óriásrezonanciájának a  $^{207}\text{Tl}$  különböző lyukállapotaiba történő proton-bomlásának kísérleti és elméleti elágazási arányai.*

Az ISGDR és HEOR erősségeloszlásának alakját Gauss-függvényekkel illesztettük, így az ISGDR gerjesztési energiájára  $E_x=22.1\pm 0.3$  MeV, míg szélességére  $\Gamma=3.8\pm 0.8$  MeV értéket kaptunk. A HLB szerkezet esetén a kísérleti szögeloszlások illesztéséből  $L=2$  jelleg valószínűsíthető, melynek gerjesztési energiájára és szélességére az  $E_x=26.9\pm 0.7$  MeV és a  $\Gamma=6.0\pm 1.3$  MeV értékeket kaptuk. Az elméleti előrejelzésekkel összevetve mindez azt sugallja, hogy ez a rezonancia az izoskalár kvadrupól-óriásrezonanciának az egyik felharmonikusa.

Kísérleteinkben először sikerült megfigyelni az ISGDR proton-bomlási csatornáit. Első alkalommal hasonlítottuk össze azok elágazási arányait az elméleti számolásokkal, és vontunk le következtetéseket a rezonancia mikroszkopikus szerkezetére. Emellett a direkt bomlás óriásrezonancia-erőségekre vonatkozó szelektivitását is igazoltuk, mely egy új, feltehetően az ISGQR első felharmonikus módusának felfedezéséhez vezetett.

---

# Összefoglalás

Napjaink kísérleti magszerkezet-kutatásainak három olyan kiemelt érdeklődésre számot tartó iránya van, amelyek valamilyen értelemben az extrém vagy az „egzotikus” jelzővel illelhetők. Ilyenek például az extrém nagyspinű, gyakran „egzotikus” deformációval is rendelkező magállapotok vizsgálata, a nagy gerjesztésienergia-tartományok „egzotikus” gerjesztésének, óriásrezonanciáinak tanulmányozása, illetve a legutóbb kifejlesztett „egzotikus” proton-neutron aránnyal rendelkező, extrém nagy izospinű magok előállításának és vizsgálata is. Mindhárom terület fokozott támogatása szerepel a NuPECC (Nuclear Physics European Collaboration Committee) hosszútávú tervei között, alátámasztva ezzel ezen kutatási területek kiemelt jelentőségét. Bár doktoranduszként fő témám az extrém deformációval rendelkező atommagok vizsgálata volt, az elmúlt öt évben több olyan kutatásban is aktívan részt vettem, melyek a másik két fő irány valamelyik területét érintették.

Az egzotikus deformációval rendelkező, nagy mértékben megnyúlt atommagok közvetlen kísérleti vizsgálatát a nagy hatásfokú és jó energiafeloldású germánium  $4\pi$ -detektorrendszerek kifejlesztése és alkalmazása tette lehetővé. Ezek során a ritkaföldfémek tartományában eddig már több, mint száz nagyspinű, szuperdeformált (2:1 tengelyarányú) forgási sávot azonosítottak. Ezzel szemben a nagyspinű magfizika jelenlegi egyik legnagyobb kihívása a hiperdeformált (HD) – 3:1 tengelyarányú – állapotok közötti diszkrét  $\gamma$ -átmenetek észlelése és azonosítása, azonban a régóta tartó erőfeszítések ellenére sem sikerült még eddig ilyen átmenet(ke)t kimutatni a vizsgált  $A \approx 130$  magtartományban<sup>5</sup>. Ugyanakkor az aktinoida tartománybeli magok szuper- és hiperdeformált állapotainak vizsgálatára különleges lehetőséget teremt a rezonancia-alagúteffektus jelensége.

---

<sup>5</sup>Nagyspinű HD állapotok létre utaló szerkezetet a  $\gamma$ -spektrumok kvázi-folytonos energiatartományában azonban már több atommagban is sikerült kimutatni.

A hasadási gáton való áthatolás során a hasadási valószínűségben rezonancia lép fel annál a gerjesztési energiánál, mely épp a második vagy a harmadik völgy egy gerjesztett állapotának energiájával esik egybe. Mérve a hasadási valószínűség gerjesztési energiától való függését, a rezonanciákhoz tartozó gerjesztési energiák megadják a harmadik völgybeli állapotok energiáit. Ezen állapotok forgási sávokba rendezhetők, melyek tehetetlenségi nyomatéka jellemzi a mag alakját, bizonyítva ezzel annak erősen deformált jellegét. A hasadványok szögeloszlásának mérésével ugyanakkor információ nyerhető a forgási sávok egyértelmű azonosításához szükséges spin és  $K$  értékekre is.

A Magyar Tudományos Akadémia debreceni Atommagkutató Intézetének Kísérleti Magfizikai Osztálya és a müncheni Ludwig Maximilians Egyetem Fizika Tanszéke – több, mint egy évtizedes együttműködésük során – a hasadás folyamatának pontosabb leírására és az aktinoida magok szuper- és hiperdeformált állapotainak kimutatására több eredményes kísérletet is végzett. Doktorandusz hallgatóként ezekbe a kísérletekbe kapcsolódtam be.

Az urán izotópok potenciálisenergia-felületeire vonatkozó számítások HD minimumot jeleztek a kvadrupól- és oktopóldeformációs paraméterek igen nagy értékeinél, illetve a harmadik völgyet is jelentősen mélyebbnek jósolták, mint azt a korábbi számítások eredményei mutatták. Az elméleti várakozásokkal és az  $^{234,236}\text{U}$  izotópokra vonatkozó korábbi eredményekkel ellentétben azonban az  $^{232}\text{U}$  hasadási valószínűségében éles rezonanciaszerkezetet mindeddig nem sikerült megfigyelni.

Első kísérletünkben az  $^{232}\text{U}$  gát alatti hasadási rezonanciáinak és azok forgási szerkezetének vizsgálatát, illetve az  $^{232}\text{U}$  hasadási gát paramétereinek megállapítását tűztük ki célul. A müncheni egyetem Tandemlaboratóriumában elvégzett kísérletben az  $^{232}\text{U}$  hasadási valószínűségének gerjesztési energiától való függését határoztuk meg, melyhez a  $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},\text{df})$  reakcióból származó, hasadványokkal koincidenzában levő deuteronok kinetikus energiáját mértük meg egy Q3D típusú mágneses spektrográf segítségével. A hasadványok detektálására az Atomki-ben két helyzetérzékelő, kisnyomású lavinadetektort (PSAD) építettem. A kísérlet eredményeit a következő pontokban foglalom össze:

- Az  $^{232}\text{U}$  hasadási valószínűségében - az irodalomban először - igen keskeny ( $\Delta E \approx 30$  keV) rezonanciákat figyeltünk meg az  $E^* = 4.2 - 4.85$  MeV gerjesztésienergia-tartományban. A rezonanciák  $\hbar^2/2\Theta \approx 2.1$  keV forgási paraméterrel jellemzett forgási sávokkal való illesztésének eredményeként a sávok sávfejeinek gerjesztési energiáira

$E^* = 4080, 4402, 4468, 4651$  és  $4678$  keV értékeket kaptam, mely sávokhoz rendre a  $K = 5, 4, 4, 5$  és  $4$  értékeket rendeltem.

- A hasadási valószínűség  $E^*=4.0-6.5$  MeV gerjesztésienergia-tartományhoz tartozó durvaszerkezetének értelmezésével az  $^{232}\text{U}$  hasadási gátjának paramétereit határoztam meg. A harmadik völgy mélységére  $E_{III} = 3.2 \pm 0.2$  MeV értéket kaptam, ami igen jó egyezésben áll az erős tükrözési aszimmetriával rendelkező magalak feltételezésével számolt elméleti értékkel.
- A belső gát magasságára vonatkozó eredményem ( $E_A = 4.0 \pm 0.3$  MeV) a korábbi kísérleti eredményekkel ellentmondásban áll, ugyanakkor következetesen illeszkedik a páros-páros urán izotópokról az utóbbi pár évben alkotott képbe, miszerint a belső gát a korábban meghatározottnál jóval alacsonyabb, és magassága csökken a neutronszám csökkenésével. Ez az eredmény új hasadási izomerek kimutatásának, illetve SD állapotok  $\gamma$ -spektroszkópiai vizsgálatának lehetőségét vetíti előre ebben a magtartományban, különösen a neutronhiányos uránizotópok esetében.
- Éles rezonanciaszerkezetet észleltünk  $E^* = 5.0$  MeV gerjesztési energiánál, amit az újonnan meghatározott gátparaméterek figyelembevételével kizárólag a második gátra épülő, alacsonyan gerjesztett állapotok (ún. átmeneti állapotok) jelenlétével tudtunk magyarázni.

Rendszám szerint a tórium és urán izotópok között elhelyezkedő, páratlan-páratlan  $^{232}\text{Pa}$  izotóp különösen alkalmas jelölt hiperdeformált állapotok keresésére. A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáit korábban már vizsgálták (n,f) reakcióval, azonban a neutronindukált reakciókra jellemző kis pályamomentum-átadás következtében HD forgási sávok jelenlétére mindeddig nem sikerült meggyőző bizonyítékkal szolgálni. Második kísérletünkben a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáinak, illetve azok forgási szerkezetének vizsgálatát tűztük ki célul. Az első kísérletben is alkalmazott módszert használva, szintén a müncheni egyetem Tandem-laboratóriumában elvégzett kísérlet során a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűségének gerjesztési energiától való függését határoztuk meg. A kísérlet a következő eredményekkel zárult:

- A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási valószínűségében korábban észlelt gát alatti rezonanciacsoportok ( $E^* \approx 5.75$  és az  $E^* \approx 5.9$  MeV) finomszerkezetét

az irodalomban először sikerült megfigyelniük. A rezonanciák forgási sávokkal történő értelmezése során a sávfejek gerjesztési energiáira  $E^* = 5.72, 5.74, 5.82$  és  $5.9$  MeV, illetve azok  $K$  értékeire rendre a  $K = 3, 2, 3$  és  $3$  értékeket kaptam.

- Az illesztés  $\chi^2$ -analízisével a forgási paramétert és annak hibáját határoztam meg ( $\hbar^2/\theta = 2.0_{-1.0}^{+1.5}$  keV), mely a nagy relatív hiba ellenére is megerősíti a  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáinak HD forgási sávokkal történő értelmezését.
- A  $^{232}\text{Pa}$  alacsonyan gerjesztett állapotainak tanulmányozása során összesen több, mint ötven új gerjesztett állapotot sikerült észlelnünk, és energiájukat meghatároznunk az  $E^* < 800$  keV energia-tartományban.

Harmadik kísérletünkben az  $^{236}\text{U}$  korábban már azonosított HD állapotaitól történő hasadás során keletkezett hasadványok tömegeloszlásának meghatározását tűztük ki célul. A tömegeloszlás szélességének esetleges csökkenése markáns jelzés lenne arra vonatkozóan, hogy a héjefektusok erősen befolyásolják a hasadás folyamatát. A debreceni Atommagkutató Intézet Ciklotron-laboratóriumában elvégzett kísérlet során az  $^{236}\text{U}$  hasadási valószínűségét határoztuk meg a gerjesztési energia függvényében úgy, hogy a protonok detektálására és energiájuk mérésére egy hasított-pólusú mágneses spektrográfot használtunk. A hasadványok detektálására, illetve az ugyanazon hasadási eseményhez tartozó hasadási termékek tömegeloszlásának meghatározására egy két PSAD detektorból álló repülési-idő-spektrométert (TOF) építettünk és használtunk. Kísérletünk eredménye a következő:

- A tömegeloszlás szélességeket meghatároztam a HD rezonanciák energiáira kapuzva, és a hasadási küszöb feletti energiákra kapuzva is. A szélesség az első esetben  $\sigma_{HD} = 2.24 \pm 3.58$  amu-nak, míg a második esetben  $\sigma_{ND} = 6.1 \pm 0.65$  amu-nak adódott. Bár a két szélesség között különbség mutatkozik, a nagy hibaértékek miatt az eltérés hibahatáron belüli, így egyértelmű jelzést nem sikerült találni a tömegeloszlás szélességének csökkenésére, illetve a HD állapotban lévő atommag nukleonjainak csoportosulására („csomósodására”).

Az előzőeknél magasabb gerjesztésienergia-tartományban ( $E^* \approx 10\text{--}40$  MeV), ám nagyon hasonló kísérleti módszerekkel vizsgálható a maganyag tulajdonságairól igen értékes információt szolgáltatató, különböző

módusú óriásrezonanciák szerkezete is. Az egyik nemrég felfedezett óriásrezonancia, az izoskalár dipólus-óriásrezonancia (ISGDR), egy elsőrendben tiltott, impulzusmegmaradást sértő állapot. Az izoskalár dipólus operátor másodrendű tagja azonban már valódi belső gerjesztéshez vezet, melyet makroszkopikusan térfogati sűrűségoszillációként lehet értelmezni. Ennek következtében a rezonancia gerjesztési energiája közvetlenül kapcsolatba hozható a maganyag inkompresszibilitásával, mely az asztrofizikai folyamatok és nehézion-reakciók modellezésében alkalmazott nukleáris állapotegyenlet egyik kritikus paramétere.

Negyedik kísérletünkben az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipólus óriásrezonanciájának proton-bomlását vizsgáltuk az  $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'p)$  reakcióval, mely során a protonokkal koincidenciában levő, rugalmatlanul szóródott  $\alpha$ -részecskék energiáját egy QQD típusú mágneses spektrográffal (BBS) mértük, míg a protonok detektálására és energiájuk meghatározására egy 16 darab Si(Li) detektorból álló detektorrendszert használtunk. A kísérlet elvégzésére a Groningeni Egyetem (Hollandia) szupravezető ciklotronlaboratóriumában került sor. A kísérlet eredményeit a következő pontokban foglalom össze:

- Az  $^{208}\text{Pb}$  izoskalár dipól-óriásrezonanciájának proton-bomlási csatornáit - az irodalomban először - sikerült megfigyelni. A  $^{207}\text{Tl}$  különböző lyukállapotaiba történő proton-bomlásának kísérleti elágazási arányait meghatároztuk, majd összehasonlítottuk azokat az elméleti értékekkel. Az értékek statisztikus bizonytalanságon belül jó egyezésben állnak mindkét bomlási ág esetében.
- Az ISGDR és HEOR (High Energy Octupole Resonance) erősségeloszlását Gauss-függvényekkel illesztettük, mellyel az ISGDR gerjesztési energiájára  $E_x=22.1\pm 0.3$  MeV, míg szélességére  $\Gamma=3.8\pm 0.8$  MeV értéket kaptunk.
- Az  $L=2$  multipolaritású rezonancia gerjesztési energiájára és szélességére rendre az  $E_x=26.9\pm 0.7$  MeV és a  $\Gamma=6.0\pm 1.3$  MeV értéket kaptuk, mely az elméleti előrejelzésekkel összevetve azt mutatta, hogy az izoskalár kvadrupól-óriásrezonancia egyik felharmonikusát sikerült kimutatnunk.





---

# Summary

Our contemporary nuclear structure research has basically three main frontiers. The search for anticipated new phenomena requires to study "exotic" or "extreme" states, where the excitation energy or the spin (and often the deformation) or the isospin (the proton-neutron ratio) takes extreme values. Remarkable support of these fields are all involved in the previous long range plans of the Nuclear Physics European Collaboration Committee (NuPECC), which indicates the importance of these fields. As a Ph.D. student my main topic was to examine nuclei having extreme deformations [R1,R2,R3], however, in the last four years I participated in many experiments focusing on subjects of both of the other two directions [R3,R4,O2,O4,O5].

Availability of recently developed, large efficiency germanium  $4\pi$  detector arrays such as EUROBALL or AGATA have provided great facilities and opportunities for the high resolution study of nuclear states associated to extremely elongated nuclear shapes. In the mass region of  $A \approx 130$  more than one hundred superdeformed (axis ratio of  $\sim 2:1$ ) rotational bands have been identified so far. Contrary to the observations of discrete superdeformed (SD) transitions, the identification of discrete  $\gamma$  rays from hyperdeformed (HD) nuclear states, having an axis ratio of  $\sim 3:1$ , represents one of the greatest challenges of high-spin physics. Although a large community with  $4\pi$  gamma arrays have been searching for HD states in very long experiments, no discrete HD states have been identified so far.

Unlike the mass region of  $A \approx 130$ , the existence of HD states in the third minimum of the fission barrier in Th and U isotopes is firmly established both experimentally and theoretically. Observing transmission resonances as a function of the excitation energy caused by resonant tunneling through excited states in the third minimum of the potential barrier allows to identify the excitation energies of the HD states. Moreover, the observed states could be ordered into rotational bands, with

moments of inertia proving that the underlying nuclear shape of these states is indeed a HD configuration. For the identification of the rotational bands the spins and their projections onto the nuclear symmetry axis ( $K$  values) can be obtained by measuring the angular distribution of the fission fragments.

Calculations of potential energy surfaces of U nuclei have predicted hyperdeformed minima at a large quadrupole ( $\beta_2 = 0.9$ ) and octupole ( $\beta_3 = 0.36$ ) deformation, while the depth of the third well was estimated to be much larger than previously believed. In contrast to the  $^{234,236}\text{U}$  isotopes, where sharp HD fission resonances have been identified, in  $^{232}\text{U}$  no clear resonance structures have been observed so far. The aim of our first experiment was to search for such sub-barrier fission resonances in  $^{232}\text{U}$  and to determine its fission barrier parameters, which can contribute to extend the systematic knowledge of fission barrier parameters of the isotopic chain of even-even uranium isotopes.

The experiment was carried out at the Tandem accelerator of the Maier-Leibnitz Laboratory (Garching) employing the  $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},\text{df})$  reaction to investigate the fission probability of  $^{232}\text{U}$  in the function of the excitation energy. The excitation energy of  $^{232}\text{U}$  was determined from the kinetic energy of the deuteron ejectiles in coincidence with the fission fragments. The kinetic energy of the outgoing deuterons was analyzed by a Q3D magnetic spectrograph, while for the detection of the fission fragments I have constructed two pieces of position sensitive avalanche detectors (PSAD) in ATOMKI. Our experimental energy resolution was deduced to be  $\Delta E = 11$  keV (FWHM) in the energy region of interest. Our final experimental results are the following:

- For the first time we have observed a number of sharp transmission resonances in the excitation energy region of  $E^* = 4.2 - 4.8$  MeV with widths of  $\Delta E \approx 30$  keV.
- In order to describe the rotational structure of the resonances found in the excitation energy region  $E^* = 4.2 - 4.85$  MeV, five overlapping rotational bands have been assumed and fitted to the experimental fission probability with the same moment of inertia and intensity ratio for the band members. Gaussians were used for describing the different band members, while the non-resonant part of the fission probability was treated as an exponential background. During the fitting procedure the energies of the band heads and the absolute intensities of the bands were used as free parameters, while a common

rotational parameter characterizing HD nuclear shape ( $\hbar^2/2\Theta \approx 2.1$  keV) was adopted for each band. As a result of the fitting procedure band head energies of  $E^* = 4080, 4402, 4468, 4651$  and  $4678$  keV was obtained using  $K$  value assignments of  $K = 5, 4, 4, 5$  and  $4$ , respectively, for the five rotational bands. The experimental angular distribution of the fission fragments were compared to the theoretical one that has been calculated by assuming  $K$  values used in the fitting procedure. The experimental and calculated values are in a very good agreement underlying my analysis of the excitation energy spectrum.

- For the determination of the fission barrier parameters an analytical expression has been fitted to the overall structure of our experimental fission probability. Within the calculation the optical model for fission was used, which was extended by Sin *et al.* to the light actinides featuring a triple-humped fission barrier. In this model a complex potential is introduced to describe the fission barrier, where the real part is parametrized by five smoothly joint parabolas. Our result on the depth of the third potential well ( $E_{III} = 3.2 \pm 0.2$  MeV) suggested that in the case of  $^{232}\text{U}$  fission proceeds via more reflection asymmetric shapes.
- My new result on the inner barrier height of  $^{232}\text{U}$  ( $E_A = 4.0 \pm 0.3$  MeV) is in contradiction to the previous experimental results, however, it fits into the systematic trend of the experimental fission barrier parameters of the uranium isotopes determined in the last few years, namely, that the data for the inner barrier heights  $E_A$  reveal a clear trend within the isotopic chain with decreasing neutron number. This trend giving rise to expect so far unobserved short lived fission isomers in low- $N$  actinide nuclei due to the increasing probability of back decay to the first minimum with lower  $E_A$ .
- Finally, we have observed sharp fission resonance structures at excitation energy around  $E^* = 5.0$  MeV, which resonances could be assigned to transition states (low excited states built upon the second barrier) taking into account our new results on the fission barrier parameters of  $^{232}\text{U}$ .

Besides the thorium and uranium isotopes in respect to hyperdeformation the double-odd nucleus  $^{232}\text{Pa}$  is of great interest. The fine structure of

the fission resonances of this nucleus have been studied so far only via the (n,f) reaction but the results of these experiments showed no conclusive evidence for the existence of a triple-humped fission barrier of  $^{232}\text{Pa}$ . The aim of the next experiment was to search for HD rotational structure in the fission probability of  $^{232}\text{Pa}$ .

Using the  $^{231}\text{Pa}(d,\text{pf})$  reaction on a radioactive  $^{231}\text{Pa}$  target the fission probability of  $^{232}\text{Pa}$  as a function of the excitation energy has been measured in order to search for hyperdeformed (HD) rotational bands. The experiment has been performed at the Tandem accelerator of the Maier-Leibnitz Laboratory (MLL) at Garching. We have achieved the following experimental results concerning the examination of the fission resonances of  $^{232}\text{Pa}$ :

- We have resolved the fine structure of the broad resonances in the fission probability of  $^{232}\text{Pa}$  at excitation energies around  $E^* \approx 5.75$  and  $E^* \approx 5.9$  MeV.
- In order to describe the rotational structure of the observed resonances, four overlapping rotational bands have been fitted to the experimental fission probability. Energies of the band heads as a result of the fitting procedure are the following:  $E^* = 5.72, 5.74, 5.82$  és  $5.9$  MeV with  $K$  value assignments of  $K = 3, 2, 3$  and  $3$ , respectively.
- The experimental angular correlation data have been analyzed by fitting it with even Legendre-polynomials up to fourth order: the angular coefficients  $a_2$  and  $a_4$  have been determined for the most prominent structures parametrized by a series of rotational bands with  $K$  value assignments. The theoretical fission fragment angular correlation have also been determined for the rotational bands using the same  $K$  value assignments as in the fitting procedure and compared to the experimental  $a_2$  points. The theoretical and the experimental values were in a very good agreement.
- The rotational parameter has also been determined as  $\hbar^2/\theta = 2.0_{-1.0}^{+1.5}$  keV based on a  $\chi^2$  analysis of the fitting procedure.

Recently, it has been showed, that in the  $^{235}\text{U}(d,\text{pf})$  reaction, HD resonances could be observed at excitation energies around  $E^*=5.15, 5.28, 5.37$  and  $5.47$  MeV. The aim of our last experiment was to observe these

resonances and determine the mass distribution of the fission fragments gated on the energies of the HD resonances. A possible sharpening in the mass distribution could be a dramatic manifestation of the fact that the shell effects have a strong influence on the fission process.

In our most recent experiment the fission probability of  $^{236}\text{U}$  has been measured as a function of the excitation energy in coincidence with the fission fragments using the  $^{235}\text{U}(\text{d},\text{pf})$  reaction. The experiment was performed at the Cyclotron Laboratory of ATOMKI in Debrecen. The kinetic energy of the protons was measured by a split-pole magnetic spectrograph. Fission fragments were detected by two PSADs placed  $180^\circ$  relative to each other. This arrangement provided a coincidence detection of both fission fragments coming from the same fission event with the possibility of determining the mass differences based on Time-of-Flight (TOF) method, while the excitation energy of the fissile nuclei could be also derived from the measured kinetic energy of the protons. The results of the experiment is the following:

- To determine the width of the mass distribution a double Gaussian function was fitted to our experimental data gated by the excitation energy regions of the HD resonances with the same amplitude and  $\sigma$  parameters. For comparison the width of the mass distribution gated by the excitation energies higher than the fission barrier ( $E^* > 6.0$  MeV) has also been determined. The obtained widths of the mass distributions:  $\sigma_{HD} = 2.24 \pm 3.58$  amu for fission proceeds through HD states and  $\sigma_{ND} = 6.1 \pm 0.65$  amu for fission proceeds through normal deformed states. However, this difference cannot be considered as a conclusive evidence for the sharpening due to the large error bars coming from the uncertainty of the time difference measurement, and the poor experimental statistics.

Unlike the previous cases the structure of the giant resonances can be examined at higher excitation energy ( $E^* \approx 10\text{-}40$  MeV) but on the other hand with the same experimental technic (coincidence measurement with magnetic spectrograph) serving us especially valuable information on the features of the nuclear matter.

Of all the giant resonances investigated so far, the isoscalar giant dipole resonance (ISGDR) has remained one of the most interesting collective vibrational modes of nuclei. The first term of the isoscalar giant dipole transition operator is associated with a spurious center-of-mass motion, so only the higher-order terms lead to intrinsic excitation of the

nucleus. Macroscopically, the ISGDR can be described as a density oscillation (squeezing mode), whose oscillator frequency is determined by the compression modulus of the nucleus. As a consequence, the excitation energy of the ISGDR can be directly related to the nuclear incompressibility, a key term of the nuclear equation-of-state, which plays an important role in the theoretical descriptions of astrophysical processes and heavy ion reactions.

In our fourth experiment we studied the proton decay of the isoscalar giant resonance of  $^{208}\text{Pb}$  with the reaction of  $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'p)$ . The energy of the inelastically scattered  $\alpha$  particles was measured by a QQD magnetic spectrograph, while protons were identified and their kinetic energy was measured by a  $2\pi$  detector array consisting 16 pieces of Si(Li) detector. The experiment was performed in the Superconducting Cyclotron Laboratory of the University of Groningen (The Netherlands).

- The ISGDR strength was determined by integrating the double-differential cross section over the region of  $E_x=19\text{-}25$  MeV after subtracting the contributions of the fitted lower-lying HEOR and the broad high-lying bump (HLB).
- The branching ratios of the direct-decay channels from the ISGDR in  $^{208}\text{Pb}$  to the hole states in  $^{207}\text{Tl}$  were compared to the theoretical values for both decay branches and showed a rather satisfactory agreement within the statistical uncertainties.
- The experimental angular distributions of the ISGDR strength were determined and compared to the calculations performed with DWBA using the code CHUCK. A  $\chi^2$ -analysis of the fits for the angular distributions of the ISGDR unambiguously confirmed the  $L=1$  character in both decay branches. The fitted centroid energy of the ISGDR, after proper deconvolution of transmission probabilities and  $E_x$ -dependence of the excitation cross section, is  $E_x=22.1\pm 0.3$  MeV, and the fitted width is  $\Gamma=3.8\pm 0.8$  MeV.
- The angular distribution of the high-lying bump is consistent with an  $L = 2$  transition, thus it could possibly be an overtone of the isoscalar giant quadrupole resonance. Its excitation energy and width are  $26.9\pm 0.7$  MeV and  $6.0\pm 1.3$  MeV, respectively, very close to previous calculations.

---

# Köszönetnyilvánítás

Először, egyetemi hallgató korom óta nyújtott segítségével, köszönetemet fejezem ki dr. Krasznahorkay Attilának, az Atommagkutató Intézet Magfizikai Főosztálya vezetőjének, aki nagymértékben hozzájárult ahhoz, hogy értekezésemet megírhasam.

Külön hálás köszönettel tartozom dr. Hunyadi Mátyásnak és dr. Csatlós Margitnak, a Kísérleti Magfizika Osztály tudományos főmunkatársainak, hogy munkám során mindig számíthattam önzetlen emberi és szakmai támogatásukra, és igen értékes tanácsokat kaptam tőlük az adatfeldolgozás során.

Köszönettel tartozom a Kísérleti Magfizika Osztály többi munkatársának, közülük is elsősorban dr. Gulyás Jánosnak és dr. Gácsi Zoltánnak, a kísérletekben való aktív közreműködésükért.

Köszönetemet szeretném kifejezni német kollégáimnak is, akik segítségemre voltak a németországi kísérletek előkészítésében és elvégzésében, elsősorban dr. Dieter Habs professzor úrnak, dr. Peter Thirolfnak, dr. Ralf Hertenbergernek és dr. Hans-Friedrich Wirth-nek.

A müncheni féléves tanulmányutamat a német akadémia DAAD programja, a kísérletekben való részvételt a DFG alapítvány tette lehetővé. A kísérleti eszközök nagy részének beszerzését az OTKA (T38404 és K72566) támogatta.

Végül külön köszönettel tartozom családomnak és barátaimnak, akik tanulmányaim alatt mindvégig messzemenően támogattak.





---

# Publikációs lista

## Az értekezés témakörében megjelent publikációk

### Referált publikációk

**R1** L. Csige, M. Csatlós, T. Faestermann, Z. Gácsi, J. Gulyás, D. Habs, R. Hertemberger, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay, R. Lutter, H.J. Maier, P.G. Thirolf, H.F. Wirth

*Hyperdeformed sub-barrier fission resonances observed in  $^{232}\text{U}$*

Physical Review C **80** (2009)011301. (IF:3.302)

**R2** L. Csige, M. Csatlós, T. Faestermann, Z. Gácsi, J. Gulyás, D. Habs, R. Hertemberger, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay, R. Lutter, H.J. Maier, P.G. Thirolf, H.F. Wirth

*New excited states and fission resonances in the actinide region*

Acta Physica Polonica **B38** (2007)1503-1507. (IF:0.664)

**R3** M. Hunyadi, C. Baumer, A.M. van den Berg, N. Blasi, M. Csatlós, L. Csige, B. Davids, U. Garg, J. Gulyás, M.N. Harakeh, A.M. de Huu, B.C. Junk, A. Krasznahorkay, S. Rakers, D. Sohler, H.J. Wörtche

*Particle decay of the isoscalar giant dipole resonance in  $^{208}\text{Pb}$*

Nuclear Physics **A731** (2004) 49-56. (IF:2.108)

**R4** M. Hunyadi, A.M. van den Berg, N. Blasi, C. Baumer, M. Csatlós, L. Csige, B. Davids, U. Garg, J. Gulyás, M.N. Harakeh, A.M. de Huu, B.C. Junk, A. Krasznahorkay, S. Rakers, D. Sohler, H.J. Wörtche

*Direct proton decay of the isoscalar giant dipole resonance*

Physics Letters **B576** (2003) 253-260. (IF:4.066)

- R5** A. Krasznahorkay, **L. Csige**, M. Csatlós, Y. Eisermann, T. Faesermann, Z. Gácsi, G. Graw, J. Gulyás, D. Habs, M.N. Harakeh, M. Heil, R. Hertenberg, F. Kappeler, A. Krasznahorkay Jr., H.J. Maier, Z. Máté, R. Reinfarth, P.G. Thirolf, J. Timár, H.F. Wirth

*Hyperdeformation and clusterization in the actinide region*

Acta Physica Hungarica New Series - Heavy Ion Physics **18** (2003) 323-330. (IF:0.097)

## Konferencia előadások

- T1** **L. Csige**, M. Csatlós, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay, *et al.*

*Hyperdeformed fission resonances observed in  $^{232}\text{U}$*

European Nuclear Physics Conference

Bochum, Germany, 16-19 March 2009.

- T2** **L. Csige**, M. Csatlós, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, A. Krasznahorkay, *et al.*

*Maghasadás egzotikus állapotokon keresztül*

ELFT Fizikus Vándorgyűlés

Eger, Magyarország, 2007. augusztus 22.-24.

- T3** **L. Csige**, M. Csatlós, Z. Gácsi, J. Gulyás, A. Krasznahorkay, *et al.*

*New excited states and fission resonances in the actinide region*

41st. Zakopane Conference on Nuclear Physics

Zakopane, Polska, 4-10 September 2006

## Egyéb, az értekezés témájához szorosan nem kötődő referált publikációk

- O1** A.Cs. Vitéz, A. Krasznahorkay, J. Gulyás, M. Csatlós, **L. Csige**, Z. Gácsi, A. Krasznahorkay Jr., B.M. Nyakó, F.W.N. de Boer, T.J. Ketel, J. van Klinken

*Anomalous internal pair creation in  $8\text{Be}$  as a signature of the decay of a new particle*

Acta Physica Polonica **B39** (2008)483. (IF:0.664)

- O2** M. Hunyadi, A.M. van den Berg, N. Blasi, M. Csatlós, **L. Csige**, B. Davids, M. Fujiwara, U. Garg, J. Gulyás, M.N. Harakeh, A.M. de Huu, A. Krasznahorkay, D. Sohler, H.J. Wörtche

*Recent results from the decay studies of high-energy isoscalar giant resonances*

Acta Physica Polonica **B38** (2007)1479. (IF:0.664)

- O3** A. Krasznahorkay, J. Gulyás, M. Csatlós, **L. Csige**, Z. Gácsi, M. Hunyadi, T.J. Ketel, A. Krasznahorkay Jr., B.M. Nyakó, F.W.N. de Boer, T.J. Ketel, J. van Klinken, A.Cs. Vitéz

*Lepton pairs from a forbidden  $M0$  transition: Signaling an elusive light neutral boson?*

Acta Physica Polonica **B37** (2006)239. (IF:0.882)

- O4** M. Hunyadi, A.M. van den Berg, M. Csatlós, **L. Csige**, B. Davids, U. Garg, J. Gulyás, M.N. Harakeh, A.M. de Huu, A. Krasznahorkay, D. Sohler, H.J. Wörtche

*Overtones of isoscalar giant resonances studied in direct particle decay measurements*

Acta Physica Polonica **B36** (2005)1115. (IF:0.807)

- O5** Z. Elekes, Zs. Dombrádi, A. Krasznahorkay, H. Baba, M. Csatlós, **L. Csige**, N. Fukuda, Zs. Fülöp, Z. Gácsi, J. Gulyás, N. Iwasa, H. Kinugawa, S. Kubono, M. Kurokawa, X. Liu, S. Michimasa, T. Minemura, T. Motobayashi, A. Ozawa, A. Saito, S. Shimoura, S. Takeuchi, I. Tanihata, P.G. Thirolf, Y. Yanagisawa, K. Yoshida

*Decoupling of valence neutrons from the core in  $^{16}\text{C}$*

Physics Letters **B586** (2004)34. (IF:4.619)



---

# Irodalomjegyzék

- [Ad86] G.S. Adams *et. al.*, Phys. Rev. **C33** (1986)2054.
- [An67] G. Andritsopoulos, Nucl. Phys. **A94** (1967)537.
- [As99] K. Assamagan *et. al.*, Nucl. Inst. Meth. **A426** (1999)405.
- [Ba72] B.B. Back *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **28** (1972)1707.
- [Ba79] H. Backe *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979)490.
- [Ba74b] B.B. Back and O. Hansen, Phys. Rev. **C9** (1974)1924.
- [Ba74a] B.B. Back *et. al.*, Nucl. Phys. **A165** (1974)449.
- [Ba47] G.C. Baldwin and G.S. Klaiber, Phys. Rev. **71** (1947)3.
- [Ba48] G.C. Baldwin *et. al.*, Phys. Rev. **73** (1948)1156.
- [Be95] A.M. van den Berg *et. al.*, Nucl. Inst. Meth. **B99** (1995)637.
- [Bh89] B.S. Bhandari and A. S. Al-Kharam, Phys. Rev. **C39** (1989)917.
- [Bh79] B.S. Bhandari, Phys. Rev. **C19** (1979)1820.
- [Bh76] B.S. Bhandari, Nucl. Phys. **A256** (1976)271.
- [Bh90] B.S. Bhandari, Phys. Rev. **C42** (1990)1443.
- [Bi73] L. Bimbot *et. al.*, Nucl. Phys. **A210** (1973)397.
- [Bj67] S. Bjornholm *et. al.*, Nucl. Phys. **A95** (1967)513.
- [Bj80] S. Bjornholm and J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. **52** (1980)725.
- [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.
- [Bo39] N. Bohr and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939)426.
- [Bo77] J. Borggreen *et al.*, Nucl. Phys. **A279** (1977)189.
- [Br88] A. Bracco *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60** (1988)2603.
- [Br06] E. Browne, Nuclear Data Sheets **107** (2006)2579.
- [Bu87] C. Budtz-Jorgensen *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A258** (1987)209.
- [CHUCK] <http://www.nea.fr/abs/html/uscd1021.html>
- [Cl01] H.L. Clark *et al.*, Phys. Rev. **C63** (2001)031301.
- [Cw94] S. Cwiok *et al.*, Phys. Lett. **B322** (1994)304.
- [Csa03] M. Csatlós *et al.*, Acta. Phys. Pol. **B34** (2003)2119.
- [Csa05] M. Csatlós *et al.*, Phys. Lett. **B615** (2005)175.
- [Da97] B.F. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997)609.
- [Do99] J. Domscheit *et al.*, Nucl. Phys. **A660** (1990)381.
- [Du04] J. Dudek *et al.*, Eur. Phys. J. **A20** (2004)15.
- [Eb01] J. Eberth *et al.*, Prog. in Part. and Nucl. Phys. **46** (2001)389.
- [En58] H.A. Enge. Rev. Sci. Instr. **29** (1958)885.
- [En70] H. A. Enge, S. B. Kowalsky, in: Proc. 3rd Int. Conf. on Magnet Technology, Hamburg, (1970)
- [Fa05] P. Fallon, Nucl. Phys. **A752** (2005)231c.
- [Fl68] G.N. Flerov, Sov. Nucl. Phys. **6** (1968)12.
- [Ga93] A. Galindo-Uribarri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993)231.
- [Ga76] A. Gavron *et al.*, Phys. Rev. C **13** (1976)2374.
- [Gi65] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. **43** (1965)1446.

- [Gl76] P. Glässel, H. Röser and H.J. Specht, Nucl. Phys. **A256** (1976)220.
- [Go48] M. Goldhaber and E. Teller, Phys. Rev. **74** (1948)1046.
- [Go01] M.L. Gorelik and M.H. Urin, Phys. Rev. **C64** (2001)047301.
- [Ha39] O. Hahn and R. Strassmann, Naturwissenschaften **27** (1939)11.
- [Ha77] M.N. Harakeh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977)676.
- [Ha80] M.N. Harakeh *et al.*, Phys. Lett. **B90** (1980)13.
- [Ha81] M.N. Harakeh *et al.*, Phys. Rev. **C23** (1981)2329.
- [Ho69] M. Holmberg *et al.*, Nucl. Phys. **A127** (1969)149.
- [Ho80] W. M. Howard, P. Möller, At. Dat. and Nuc. Dat. Tab. **25** (1980)219.
- [Hu99] Hunyadi Mátyás, PhD értekezés, KLTE Debrecen, (1999)
- [Hu01] M. Hunyadi *et al.*, Phys. Lett. **B505** (2001)27.
- [Ko74] E. Konecny *et al.*, Proc. Third IAEA Symp. Phys. Chem. Fission Vol. II. 3-18 (1974)
- [Ko08] K. Kosev *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A594** (2008)178.
- [Ko08] E.M. Kozulin *et al.*, Inst. and Exp. Tech. **51** (2008)44.
- [Kr98] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998)2073.
- [Kr99] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys. Lett. **B461** (1999)15.
- [Kr00a] A. Krasznahorkay, Akadémiai doktori értekezés. (in Hung.), Debrecen, Atomki (2000).
- [Kr00b] A. Krasznahorkay *et al.*, Proc. of the Int. Symp. on Adv. in Nucl. Phys., Bucharest, Romania, 9-10 Dec., 1999, World Scientific (2000) 328.
- [La79] E. Laegsgaard, Nucl. Inst. Meth. **162** (1979)93.
- [La95] D.R. Lafosse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995)5186.

- [La96] D.R. Lafosse *et. al.*, Phys. Rev. **C54** (1996)1585.
- [Le72] M.B. Lewis and F.E. Bertrand, Nucl. Phys. **A196** (1972)337.
- [Lo05] M.J. López *et. al.*, Ann. of Nucl. En. **32** (2005)195.
- [MA] <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html/>
- [Ma91] M.J. Martin, Nucl. Data Sheets **63** (1991)723.
- [Ma93] M.J. Martin, Nucl. Data Sheets **70** (1993)315.
- [Ma98] V.M. Maslov and Yu.V. Porodzinskij, JAERI-Research, **98-038** (1998).
- [Me80] V. Metag *et. al.*, Phys. Rep. **65** (1980)1.
- [Mo72] P. Möller, S. G. Nilsson and R. K. Sheline, Phys. Lett. **B40** (1972)329.
- [Mo01] P. Möller *et. al.*, Nature **409** (2001)785.
- [Mo07] T. Morgan *et. al.*, Annual Report 2007, Maier-Leibnitz-Lab., TUM München, (2007)22.
- [Mo80] H.P. Morsch *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **45** (1980)337.
- [Mu85] K.N. Muhin, Kísérleti Magfizika, Tankönyvkiadó, Budapest (1985).
- [Mü84] R. Müller *et. al.*, Phys. Rev. **C29** (1984)885.
- [Na88] T. Nakagawa *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A271** (1988)523.
- [Ni03] K. Nishio *et al.*, Phys. Rev. C **67** (2003)014604.
- [Ob07] A. Oberstedt *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007)042502
- [Pa98] D. Pansegrau, Dissertation, Universität Heidelberg (1998).
- [Pa00] D. Pansegrau *et. al.*, Phys. Lett. **B484** (2000)1.
- [Pa71] H.C.Pauli and T. Ledergerber, Nucl. Phys. **A175** (1971)545.
- [Pa95] G. Pausch *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A365** (1995)176.



- [PA] <http://wwasd.web.cern.ch/wwasd/paw/>
- [Ph93] W.R. Phillips, *Nature* **366** (1993)1314.
- [Pi71] R. Pitthan and T. Walcher, *Phys. Lett.* **B36** (1971)563.
- [Pl81] S. Plattard *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **46** (1981)633.
- [Po92] T.D. Poelhekken *et al.*, *Phys. Lett.* **B278** (1992)423.
- [Po62] S.M. Polikanov *et al.*, *Sov. Phys. JETP* **15** (1962)1016.
- [QC] <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>
- [Ra89] I. Ragnarsson, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989)2084.
- [Re93] P. Reiter, Ph.D. értekezés, Universität Heidelberg, 1993.
- [Ro07] G. Royer and C. Bonilla, *J. of Rad. and Nucl. Chem.* **272** (2007)237.
- [RO] <http://root.cern.ch>
- [Sa00] J.C Sanabria, *Nucl. Inst. Meth.* **A441** (2000)525.
- [Sa97] D.G. Sarantites *et al.*, *Phys. Rev.* **C57** (1998)57.
- [Si06] M. Sin *et al.* *Phys. Rev* **C74** (2006)014608
- [Sp72] H.J. Specht *et al.*, *Phys. Lett.* **B41** (1972)43.
- [Sp67] J.E. Spencer and H.A. Enge, *Nucl. Inst. Meth.* **49** (1967)181.
- [St67] V.M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* **A95** (1967)420.
- [Th02] P.G. Thirolf and D. Habs, *Prog. in Par. and Nuc. Phys.* **49** (2002)325.
- [Th06] P.G. Thirolf *et al.* in *Proc. of Int. Conf. on Nucl. Phys. and Atom. En.*, Kiev 2006, p.80
- [Tu01] G.A. Tutin, *Nucl. Inst. Meth.* **A457** (2001)646.
- [Va73] R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission*, Academic Press, New York and London (1973)

- 
- [Vi95] G. Viesti *et al.*, Phys. Rev. **C51** (1995)2385.
- [Wa91] C. Wagemans, Nuclear Fission Process, CRC Press, Boca Raton, 1991.
- [Wi97] J.N. Wilson *et al.*, Phys. Rev. **C56** (1997)2502.
- [Wi00] H.-F. Wirth *et al.*, Annual Report (2000), MLL München
- [Wi01] H.F. Wirth., Ph.D. Thesis, TU Munich, (2001)
- [Wö01] H.J. Wörtche *et al.*, Nucl. Phys. **A687** (2001)321c.
- [Ya98] C.X. Yang *et al.*, Eur. Phys. J. **A1** (1998)237.
- [Yo99] D.H. Youngblood *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999)691.

---

# Ábrák jegyzéke

1.1. Hasadási gátak összehasonlítása . . . . .	6
1.2. Kétvölgyes hasadási gátparaméterek aktinoidákra . . . . .	8
1.3. Az $^{232}\text{U}$ és $^{232}\text{Pa}$ irodalomból vett hasadási gátjai . . . . .	12
1.4. Hasadsó atommag alakjának ötdimenziós parametrizálása . . . . .	13
1.5. Az $^{234}\text{U}$ potenciális energiája a deformáció függvényében . . . . .	14
1.6. Izoskalár óriásrezonanciák . . . . .	17
2.1. Egy-, két- és háromvölgyes gát összehasonlítása . . . . .	24
2.2. Fotohasadás hatáskeresztmetszetei aktinoidákra . . . . .	25
2.3. Hasadási gát parametrizálása . . . . .	28
3.1. A Q3D mágneses spektrográf sematikus ábrája . . . . .	37
3.2. A Q3D fókuszsíkdetektorának működése . . . . .	37
3.3. A hasított-pólusú mágneses spektrográf . . . . .	38
3.4. A hasított-pólusú spektrográf fókuszsíkdetektora . . . . .	40
3.5. A BBS mágneses spektrométer . . . . .	40
3.6. Az EuroSuperNova fókuszsíkdetektor . . . . .	42
3.7. A PSAD hasadási detektor . . . . .	44
3.8. A PSAD szélspektruma és homogenitása . . . . .	46
3.9. Kísérleti elrendezések Münchenben . . . . .	48
3.10. Részecskeazonosítás a Q3D-vel . . . . .	50
3.11. $^{209}\text{Pb}$ kalibrációs spektrum . . . . .	51
3.12. Koincidencia események az időspektrumban . . . . .	52
3.13. Részecskeazonosítás a debreceni spektrográffal . . . . .	55
3.14. A hasadványok és protonok repülési idejének különbsége . . . . .	56
3.15. Mérőelektronika Münchenben . . . . .	57
3.16. Mérőelektronika Debrecenben . . . . .	58
4.1. $^{232}\text{U}$ gerjesztési energia spektrum . . . . .	60
4.2. Random események hozzájárulása a gerjesztési energiához . . . . .	61

---

4.3. Hasadványok szögeloszlása a $^{231}\text{Pa}(^3\text{He},\text{df})$ reakcióban . .	62
4.4. ( $^3\text{He},\text{d}$ ) hatáskeresztmetszet $90^\circ$ -nál . . . . .	63
4.5. Az $^{232}\text{U}$ hasadási rezonanciái . . . . .	64
4.6. $^{232}\text{U}$ hasadási valószínűségének gerjesztési energiafüggése	67
4.7. $^{232}\text{U}$ hasadási gátja . . . . .	68
4.8. Úrán izotópok gátparaméterei . . . . .	69
4.9. A $^{231}\text{Pa}(\text{n},\text{f})$ reakció hatáskeresztmetszete . . . . .	71
4.10. A $^{232}\text{Pa}$ hasadási valószínűségének energiafüggése . . . .	73
4.11. A $^{232}\text{Pa}$ hasadási rezonanciái és azok értelmezése. . . . .	74
4.12. Az $^{236}\text{U}$ ismert HD rezonanciái . . . . .	76
4.13. Az $^{236}\text{U}$ tömegeloszlása . . . . .	77
4.14. A protonenergia és a gerjesztési energia korrelációja . . .	79
4.15. A $^{207}\text{Tl}$ végállapotú spektruma . . . . .	80
4.16. A kétszeresen-differenciális hatáskeresztmetszet energiafüg- gése . . . . .	80
4.17. Az ISGDR differenciális hatáskeresztmetszete . . . . .	81

---

# Táblázatok jegyzéke

1.1. Az $^{236}\text{U}$ tömegeloszlására vonatkozó korábbi eredmények	16
3.1. Elvégzett kísérletek főbb paraméterei . . . . .	33
4.1. Az $^{232}\text{U}$ háromvölgyes hasadási gátjának paraméterei . .	66
4.2. Az $^{232}\text{U}$ kétvölgyes gátparamétereinek irodalmi értékei .	67
4.3. A $^{232}\text{Pa}$ háromvölgyes hasadási gátjának paraméterei . .	72
4.4. Kísérleti és elméleti elágazási arányok . . . . .	82