

MTA DOKTORI ÉRTEKEZÉS

EGZOTIKUS MOZGÁSFORMÁK FORGÓ  
ATOMMAGOKBAN

Timár János

MTA ATOMKI  
Debrecen  
2008

# TARTALOMJEGYZÉK

<b>1. Bevezetés</b>	<b>2</b>
<b>2. A forgási sávok in-beam <math>\gamma</math>-spektroszkópiai vizsgálatának módszerei</b>	<b>9</b>
2.1. A nehéz-ion fúzió-párolgás típusú magreakció . . . . .	11
2.2. A $\gamma$ -sugárzás detektálása és tulajdonságainak mérése . . . . .	12
2.2.1. A Gammasphere detektorrendszer . . . . .	13
2.2.2. Az Euroball detektorrendszer . . . . .	15
2.3. Magadatok származtatása a kísérleti adatokból . . . . .	19
2.3.1. Irányított spinű atommagból származó $\gamma$ -sugárzás iránykorrelációjának mérése: DCO analízis . . . . .	21
2.3.2. Irányított spinű atommagból származó $\gamma$ -sugárzás lineáris polarizációjának mérése . . . . .	24
<b>3. Kiralitás a forgó atommagban</b>	<b>28</b>
3.1. Az atommag-kiralitás irodalmának összefoglalása . . . . .	29
3.2. A kiralitással kapcsolatos saját eredmények . . . . .	36
3.2.1. Királis forgási sávok a $^{105}\text{Rh}$ és a $^{106}\text{Rh}$ atommagokban	37
3.2.2. Királis forgási sávok a $^{102}\text{Rh}$ és $^{103}\text{Rh}$ atommagokban .	49
3.2.3. Királis forgás keresése a $^{105}\text{Ag}$ atommagban . . . . .	53
3.2.4. Dublett forgási-sáv szerkezet a $^{124}\text{Cs}$ atommagban . . .	57
3.3. Kitekintés és tervek . . . . .	57
<b>4. Szignatúra felcserélődés</b>	<b>60</b>
4.1. A szignatúra felcserélődés rövid áttekintése . . . . .	63
4.2. A szignatúra felcserélődéssel kapcsolatos saját eredmények . .	66
4.2.1. Szignatúra felcserélődés az $A\sim 130$ magtartományban .	67
4.2.2. Szignatúra felcserélődés az $A\sim 100$ magtartományban .	73
<b>5. Forgási sávok lezáródása</b>	<b>82</b>
5.1. A sávlezáródás irodalmának vázlatos összefoglalása . . . . .	84
5.2. Sávlezáródással kapcsolatos saját eredmények . . . . .	87

5.2.1.	Sávlezáródások az $A \sim 100$ magtartományban . . . . .	88
5.2.2.	Sávlezáródások az $A \sim 120$ magtartományban . . . . .	103
<b>6.</b>	<b>Oktupól vibráció szuperdeformált atommagban</b>	<b>107</b>
6.1.	A szuperdeformált atommag oktupól vibrációjával kapcsolatos saját eredmények . . . . .	112
6.1.1.	Új szuperdeformált sávok és a sávok közti átmenetek a $^{190}\text{Hg}$ -ban . . . . .	113
6.1.2.	Az összekötő $\gamma$ -átmenetek átmeneti valószínűsége és multipolaritása . . . . .	118
6.1.3.	Sokszoros-koincidencia események kiértékelése . . . . .	122
<b>7.</b>	<b>Összefoglalás</b>	<b>126</b>
	<b>Függelék</b>	<b>130</b>
	Az értekezés alapjául szolgáló publikációk . . . . .	130
	Sajátrész . . . . .	136
	Köszönetnyilvánítás . . . . .	137
	<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>139</b>

# 1. BEVEZETÉS

Napjaink magszerkezet-kutatásának fő irányai az atommag extrém körülmények közötti viselkedésének tanulmányozását célozzák. Ilyen például az extrém proton/neutron aránnyal rendelkező egzotikus atommagok vizsgálata, amit a radioaktív nyalábok használatának fejlődése tett lehetővé. De ilyen az atommagok extrém gyors forgása következtében fellépő szerkezet és alakváltozások, új különleges mozgásformák tanulmányozása is, amit a nehézion nyalábok használata és az in-beam  $\gamma$ -spektroszkópia gyors fejlődése tett elérhetővé. A jelen értekezésben ez utóbbi irányú kutatásaimat és eredményeimet tárgyalom.

A forgás a makroszkopikus világ minden szintjén megfigyelhető mozgásforma. Egy mikroszkopikus (kvantummechanikai) rendszer elfordulása azonban csak akkor definiálható ha az "deformált", vagyis nem szimmetrikus a forgástengelyre nézve. Így csak a deformált mikroszkopikus rendszerek képesek forogni. Például a gömbszimmetrikus atom nem foroghat, míg a nem gömbszimmetrikus molekulák igen.

A kvantummechanikai forgáshoz speciális állapotrendszer tartozik: a forgási sáv, amelyben a lehetséges forgási állapotok energiája és impulzusmomentuma között meghatározott összefüggés áll fenn. Tengelyszimmetrikus rendszer tiszta, belső gerjesztés nélküli, forgása esetén például ez az összefüggés az egyszerű

$$E = \frac{I(I + 1)}{2\Theta} \quad (1.1)$$

egyenlettel fejezhető ki, ahol  $E$  az energia,  $I$  az impulzusmomentum  $\Theta$  pedig

a tehetetlenségi nyomaték.

A forgási állapotokat jellemző hullámfüggvény pedig tengelyszimmetria esetén

$$\Psi_{KIM} = \left( \frac{2I + 1}{16\pi^2} \right)^{1/2} \Phi_K(q) D_{MK}^I(\omega), \quad (1.2)$$

alakú, ahol K és M az I teljes impulzusmomentum vetülete egy a rendszerhez rögzített, illetve egy a térben rögzített irányra,  $D_{MK}^I(\omega)$  a Wigner-féle forgástranzformációs függvény,  $\Phi_K(q)$  pedig a rendszer belső mozgását leíró hullámfüggvény.

Forgási sávokat először molekulák infravörös abszorpciós spektrumában figyeltek meg. Az atommag elég bonyolult rendszer ahhoz, hogy forgás alakulhasson ki benne, azonban sokáig gömb alakúnak gondolták részben a szférikus héjmodell kezdeti sikerei miatt, részben azon hibásnak bizonyult koncepció miatt, ami szerint az atommagok alakja egyforma és kísérletileg kimutatták néhány atommagról, hogy nincs forgási sávja [Te38].

Az atommagok forgásának lehetősége az 50-es évek elején a nagy magdeformációk megfigyelése miatt vetődött fel, amit az atommag kvadrupól momentumának az atom hiperfinom szerkezetében megnyilvánuló hatása mutatott [Bo51]. Később Bohr és Mottelson kimutatták néhány páros-páros ritkaföldfém és aktinida atommag gerjesztési spektrumának forgási sáv jellegét [Bo53a], és a sávokon belüli gyors E2 átmeneteket [Bo53b], amelyek ezen állapotok erősen kollektív voltát bizonyították. Ezután a forgási sávok szisztematikus  $\gamma$ -spektroszkópiai tanulmányozása a magszerkezet kutatás egy új ágának a kifejlődéséhez vezetett és hatékony eszköznek bizonyult a deformált atommagok alakjának és belső gerjesztési módjainak feltérképezésére. A forgási sávok vizsgálatával sikerült tanulmányozni a deformált atommagok kollektív  $\beta$ ,  $\gamma$  és okkupól vibrációját, a nukleonpároknak forgás hatására történő feltörését, a deformált potenciáltérben kialakuló egyrészecske állapotok tulajdonságait, valamint sikerült kimutatni egzotikus magalakok (pl. okkupól deformált, szuperdeformált) létrejöttét.

A 80-as években egyre inkább előtérbe került a magszerkezet kutatásban

a sok Compton-elnyomott Ge detektort tartalmazó gamma-detektor labdák alkalmazása. Ezek különösen alkalmasak a forgási állapotok legerjesztődése során kibocsátott nagy-multiplicitású  $\gamma$ -sugárzás kaszkádok nagy hatásfokkal és jó energiafelbontással történő detektálására, lehetővé téve egyre egzotikusabb, egyre kisebb hatáskeresztmetszettel előálló gerjesztett állapotokhoz tartozó mozgásformák kimutatását és tanulmányozását.

Az atommagban a nukleonok mozgásformái két fő csoportba oszthatók: függetlenrészecske típusú, amikor az egyes nukleonok mozgása között elhanyagolható a korreláció (a Pauli elvtől eltekintve) és kollektív típusú, amikor sok nukleon korrelált mozgást végez (például az egész mag forgása). Ezek a mozgásformák kölcsönhatnak egymással, és ezek a kölcsönhatások alakítják ki a napjainkban intenzíven kutatott új, különleges mozgásformákat.

Ilyen különleges mozgásforma az egyrészecske állapotok energiasorrendjének átrendeződése az atommag gyors forgása következtében, ami szuperdeformált magalak (2:1 tengelyarányú ellipszoid) kialakulásához vezet. Szuperdeformált magalak létrejöttét nehéz atommagokban a Coulomb-taszítás következtében már a 70-es években kimutatták, azonban a gyors forgás miatt kialakuló szuperdeformációt csak a 80-as években sikerült kimutatni. Tulajdonságainak feltárása különböző magtartományokban azóta is folyik. Napjaink magszerkezetkutatásának egyik fontos ága a szuperdeformált magalakot létrehozó egyrészecske gerjesztések feltérképezése, valamint ezen egyrészecske gerjesztések és kollektív vibrációs gejesztések illetve a mag forgása kölcsönhatásának tanulmányozása

A kevésbé deformált (normáldeformált) atommagok gerjesztett állapotai is számos különleges mozgásformát mutatnak, amelyek jelenleg is az érdeklődés előterében állnak és amelyekben szintén nagy szerepet játszik a függetlenrészecske típusú illetve a kollektív gerjesztések kölcsönhatása.

Ilyen például a forgási sávok lezáródása, ami annak a következménye, hogy a forgás során a Coriolis és a centrifugális erők hatására az atommag deformációját létrehozó, és korrelált (forgó) mozgást végző valencianukleon-párok feltörnek és a nukleonok a korrelált mozgásból kilépve függetlenré-

szecske állapotba kerülnek miközben impulzusmomentumuk beáll a forgás irányába. A forgás frekvenciájának növekedésével egyre több nukleonpár lép ki a korrelált mozgásból. Elég nagy forgási frekvencia (és ezzel együtt elég nagy impulzusmomentum) esetén az összes valencianukleon függetlenrészecske állapotba kerül és ezért az atommag impulzusmomentuma nem lehet nagyobb mint az adott héjon a Pauli elv figyelembevételével a valencianukleonok impulzusmomentumaira vett összeg maximális értéke. Ennél nagyobb impulzusmomentumú állapot nem tartozhat a sávhoz, tehát a sáv "lezáródik". A lezáródó forgási sávokban a kollektív és a függetlenrészecske típusú állapotok közti fokozatos átmenet tanulmányozása segít annak megértésében, hogy hogyan alakul ki a kollektív mozgás az összetevő függetlenrészecske mozgások összegéből, ami a magszerkezet kutatás egyik ma is időszerű problémája. Emellett ezek az eredmények alkalmasak a héjmodell alkalmazhatóságának és a héjmodellparamétereknek a tesztelésére is nagy impulzusmomentumok esetén.

A szignatúra felcserélődés egy másik különleges jelenség. Ez az atommag forgásának és néhány függetlenrészecske-állapotban lévő valencianukleonok kölcsönhatása következtében lép fel normáldeformált atommagok dipól forgási sávjaiban, ahol az egymást követő állapotok közti impulzusmomentum különbség  $1\hbar$ . Tengelyszimmetrikus atommagok állapotait a szignatúra kvantumszám is jellemzi, ami a szimmetriatengelyre merőleges  $\pi$  szöggel történő elforgatás szimmetriájához tartozó kvantumszám. A dipól sávokban az egymástól  $2\hbar$  impulzusmomentum különbségre lévő állapotok tartoznak ugyanazon szignatúra kvantumszámhoz. Így az állapotok rendszere két ágra szakad, amik energiában eltolódhatnak egymáshoz képest. Az energiaeltolódás iránya elvileg a forgó atommag valencianukleonjainak egyrészecskekonfigurációból kiszámítható. Azonban számos atommagban azt tapasztalták, hogy az energiaeltolódás kis impulzusmomentumok esetén fordított irányú az egyrészecske-konfiguráció alapján várthoz képest. Ez a jelenség a szignatúra felcserélődés, aminek az oka még nem egyértelműen tisztázott, és jelenleg is intenzíven tanulmányozott ága a magszerkezet kutatásnak.

Egy nemrég felfedezett különleges mozgásforma ami szintén normáldeformált atommagokban jelentkezik, és a forgó atommag valamint a valencia-nukleonok kölcsönhatása miatt lép fel, az atommag királis forgása. Ha egy háromtengelyűen deformált páratlan-páratlan atommag egyik páratlan nukleonja a valenciahéj alján lévő egyrészecske-állapotban van (részecske típusú), akkor energetikailag az a kedvező helyzet, ha impulzusmomentuma a deformált mag kistengelyének irányába áll be. Hasonlóan, ha a másik páratlan nukleon pedig a valenciahéj tetején lévő egyrészecske-állapotban van (lyuk típusú), akkor ennek az impulzusmomentuma a nagytengely irányába áll be. A magtörzs forgásának impulzusmomentuma pedig energetikailag kedvező helyzetben a közepes tengely irányába mutat, mivel erre a tengelyre a legnagyobb a mag tehetetlenségi nyomatéka (a rotációmentes-folyadék modell szerint). A három egymásra merőleges impulzusmomentumvektor jobb illetve balsodrású elrendeződése két, energetikailag megegyező állapotot eredményez az atommaggal együttforgó vonatkoztatási rendszerben, amelyek egymásnak királis párjai. Kísérletileg ilyenkor egy majdnem degenerált dipól forgási sávpárt (dublett sáv szerkezetet) várhatunk, amelyben mindegyik dipól sávhoz ugyanazon belső egyrészecske-konfiguráció tartozik. Az elméleti előrejelzések alapján az  $A \sim 130$  magtartományban számos ilyen sávpárt sikerült kísérletileg is kimutatni, azonban annak az egyértelmű kísérleti bizonyítása, hogy ezek királis forgáshoz tartoznak nem könnyű. Napjainkban intenzív kísérleti és elméleti kutatások folynak a királis forgás egyértelmű kimutatására és tulajdonságainak vizsgálatára, valamint új forgási sávpárok keresésére és az észlelt sávpárok megjelenésének értelmezésére.

A Liverpool-i egyetem kutatói az elsők között kezdtek komplex gamma-detektor labdák fejlesztésébe és velük az atommag nagyspinű forgási állapotainak kutatásába. A kandidátusi disszertációm befejezése után lehetőségem adódott két évet a Liverpool-i egyetem magszerkezet kutatócsoportjában dolgozni, ahol a szuperdeformált és normáldeformált forgás közti átmenetet, a szuperdeformált forgási sávok konfigurációit, a szuperdeformált atommag vibrációját valamint a normáldeformált forgási sávok konfigurációit és lezáró-



dását vizsgáltam.

Az ATOMKI Magspektroszkópai Osztályára történő visszatérésem után is a nagyspinű forgási sávok tanulmányozása maradt a fő kutatási területem, amit az itthon már korábban is nagyspinű magszerkezet kutatással foglalkozó néhány kollégával valamint több külföldi intézettel és egyetemmel együttműködve végeztem. Folytattam a szuperdeformációval kapcsolatos kutatásokat, bekapcsolódtam az itthoni sávlezárodás vizsgálatokba, valamint elindítottam a szignatúra felcserélődés és a királis forgás itthoni tanulmányozását. Ezek mellett más nagyspinű magszerkezeti kutatásokban (nagyspinű hiperdeformáció, mágneses forgás) valamint kisspinű hiperdeformációra és az erősen neutrontöbbletes egzotikus atommagokra vonatkozó vizsgálatokban is részt vettem.

A jelen disszertációba ezen kutatások közül az elmúlt másfél évtizedben a királis forgással (3. fejezet), a szignatúra felcserélődéssel (4. fejezet), a sávlezárodással (5. fejezet), és a szuperdeformált oktupól vibrációval (6. fejezet) kapcsolatos kutatásaimat és eredményeimet gyűjtöttem össze.

Az atommagok királis forgásának elméleti lehetősége és a királis forgásra utaló dublett sáv szerkezetek az  $A \sim 130$  magtartományban már ismertek voltak a kutatásaim megkezdésekor. Viszont kérdéses volt, hogy (a) mik a királis forgás egyértelmű kísérleti jelei; (b) van-e az  $A \sim 130$ -on kívül más királis tartomány is, ahogy azt az elméleti számítások jósolják; (c) a királis forgás megfigyelhető-e a páratlan-páratlan atommagokban észlelt konfigurációkon kívül más, összetettebb konfigurációkban is? Az atommag kiralitással kapcsolatos kutatásaim célja elsősorban ezen aktuális kérdések megválaszolása volt.

A szignatúra felcserélődés jelensége az  $A \sim 130$  magtartományban ismert volt a kutatásaim megkezdésekor. Azonban míg a Cs atommagokban látszott a jelenség, a közeli La atommagokban nem, ami felvetette a lehetőségét, hogy a szignatúra felcserélődés itt erősen függ a protonszámtól. Ennek a kísérleti tisztázása volt a kutatásaim egyik célja. A másik cél annak megvizsgálása volt, hogy a jelenség fellép-e az  $A \sim 100$  magtartományban, amely

az egyrészecske-konfiguráció tekintetében az  $A \sim 160$  magtartomány analógja, ahol szintén ismert volt a jelenség.

A sávlezáródás jelenségét munkatársaimmal korábban egy új magtartományban sikerült kimutatnunk a  $^{102}\text{Pd}$  és  $^{103}\text{Pd}$  atommagokban. A jelen értekezésben tárgyalt, sávlezáródásra vonatkozó kutatásaim célja az volt, hogy megvizsgáljam, hogy a magtartomány Rh és Ru atommagjaiban is kimutatható-e a jelenség, és mik a sávlezáródás szisztematikus jellemzői ebben a magtartományban, valamint hogy a forgatott héjmodell számítások képesek-e jól leírni a kísérleti sávlezáródás eredményeket.

A  $^{190}\text{Hg}$  szuperdeformált állapotaira vonatkozó vizsgálataim előtt nem volt ismert kollektív vibrációs állapot léte szuperdeformált atommagban. Az elméleti előrejelzések szerint a  $^{190}\text{Hg}$  volt az egyik legjobb jelölt oktapól vibrációs állapotoknak szuperdeformált magban történő kimutatására. Kutatásaim célja ennek kísérleti kimutatása volt.

A végzett kutatások kísérleti jellegűek, és az egyes kísérletekben hasonló kísérleti technikát és módszereket alkalmaztunk. Mindegyik esetben az atommag nagyspinű állapotait állítottuk elő nehéz-ion fúzió-párolgás típusú magreakcióban és az állapotok legerjesztődése során kibocsátott  $\gamma$ -sugárzást detektáltuk komplex detektorrendszerekkel. A kísérleti adatok kiértékelése során a detektált  $\gamma$ -sugárzás tulajdonságai (energia, intenzitás, koincidencia-kapcsolatok, szöghorreláció, stb.) alapján meghatároztuk az atommag nagyspinű állapotait az adott spinhez tartozó legkisebb energiájú (yrast) állapothoz közeli energiákon. Ezeket forgási sávokba rendeztük, és a sávok tulajdonságait elméleti számításokkal vetettük össze. Az alkalmazott kísérleti technikát és módszereket, valamint a kísérleti adatok kiértékelésének módszereit a 2. fejezetben részletezem.

## 2. A FORGÁSI SÁVOK IN-BEAM $\gamma$ -SPEKTROSKÓPIAI VIZSGÁLATÁNAK MÓDSZEREI

Bár a jelen disszertáció különböző jelenségek vizsgálatát tárgyalja sok kísérlet eredményei alapján, a kutatás technikája és módszerei nagyrészt hasonlóak voltak a különböző esetekben. Ezért ebben a fejezetben vázolom ezen módszerek fő vonásait, a következő fejezetekben pedig főleg az eredményekre és a módszerek eltéréseire koncentrálok.

A kitűzött kutatási célok általában az atommag olyan gerjesztett állapotainak kísérleti tanulmányozását igényelték, amelyeknek a legerjesztődése igen kis intenzitású  $\gamma$ -sugárzást produkált lényegesen nagyobb intenzitású és meglehetősen komplex háttérsugárzás mellett. Ennek a nehézségnek a leküzdésére a világon elérhető legmagyobb hatásfokú és érzékenyséű  $\gamma$ -detektor rendszereket ( $\gamma$ -labdákat) használtuk. Ilyenek például az európai összefogással épült Eurogam és az Euroball, melyek a strasbourgi IReS laboratórium Vivitron VdG gyorsítójának nyalábjait használták, vagy az amerikai Argonne Nemzeti Laboratóriumban működő Gammasphere detektorrendszer. Ezek a detektorrendszerek  $\sim 100$  vagy több Compton-elnyomott Ge detektorból álltak és alkalmasak voltak a kis relatív gyakorisággal előálló  $\gamma$ -kaszádok három vagy négy  $\gamma$ -sugárzásának egyidejű detektálására elegendően nagy hatásfokkal és jó energiafeloldással. A nagy multiplicitású (három-négyszeres) koin-

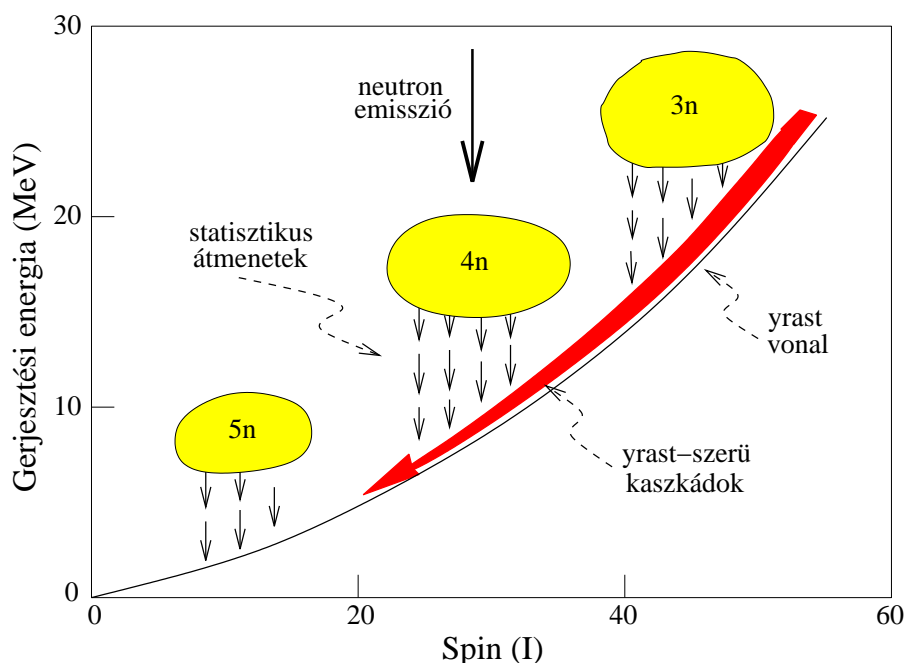
cidenciák detektálása tette lehetővé a jelentős háttér lenyomását, a vizsgált reakciócsatorna kiemelését.

A használt  $\gamma$ -detektor rendszerek lehetővé tették a kibocsátott  $\gamma$ -sugárzás szögkorrelációjának illetve lineáris polarizációjának mérését is, ami a  $\gamma$ -sugárzás multipolaritására adott információt.

A kísérletekben az atommagok forgási sávjait nehéz-ion nyalábbal, fúziópárolgás típusú magreakcióval gerjesztettük, ami különösen alkalmas a vizsgálni kívánt nagyspinű állapotok előállítására. Ilyen magreakcióval a stabilitási sávban, vagy annak neutronhiányos oldalán található atommagok állíthatók elő elegendően nagy hatáskeresztmetszettel. Ezek közül a leginkább neutrontöbbletes atommagok már olyan kis hatáskeresztmetszettel állnak elő, hogy a  $\gamma$ -koincidencia alapján történő reakciócsatorna-kiemelés már nem elegendő a háttér lenyomására. Ezekben az esetekben a vizsgálni kívánt atommagot töltött részecske-kibocsátó reakcióban állítottuk elő és a kibocsátott töltött részecskékkel coincidenciában mérve a  $\gamma$ -sugárzást további jelentős háttér lenyomást értünk el. Erre a célra a részben az ATOMKI-ban kifejlesztett DIAMANT töltött részecske detektorrendszert használtuk, ami 84 CsI detektort tartalmazott és az egyik legjobb töltött részecske detektorrendszer ami jelenleg a  $\gamma$ -labdában segéddetektorként használható.

A nehéz-ion nyalábot ciklotron, VdG illetve lineáris részecskegyorsítók szolgáltatják. A céltárgyak a szükséges izotópban dúsított vékony ( $0.5 - 1 \text{ mg/cm}^2$ ) fémfóliák voltak.

A kísérleteket a detektorrendszereket üzemeltető nemzeti laboratóriumokban végeztük nemzetközi együttműködésben, a kapott adatokat pedig a kísérletek után az egyes résztvevők vagy résztvevő csoportok külön értékelték ki. A kiértékelés során a kifejezetten erre a célra kifejlesztett számítógépes programrendszereket (MIDAS, RADWARE) használva felépítettük a vizsgált atommag nívósémáját, meghatároztuk az észlelt forgási sávok tulajdonságait, amiket forgatott héjmodell (cranking model) vagy részecske-rotor modell számítások eredményeivel hasonlítottunk össze.



2.1. ábra. Az yrast és yrast-közeli állapotok gerjesztődése nehéz-ion fúzió-párolgás típusú magreakcióban.

## 2.1. A nehéz-ion fúzió-párolgás típusú magreakció

A forgási állapotok általában a deformált atommagok legkisebb energiájú gerjesztett állapotai adott impulzusmomentum esetén. Az ilyen állapotokat yrast állapotoknak nevezzük, ha ezek az állapotok egy forgási sávhoz tartoznak, akkor azt yrast sávnak. A forgási sávok tanulmányozására tehát olyan magreakciók a legalkalmasabbak, amelyek az yrast sávot és annak környékét gerjesztik leginkább. Ilyen a nehéz-ion fúzió-párolgás típusú magreakció. Ezen magreakcióban a céltárgyat kevéssel a Coulomb-gát fölötti energiájú nehéz ionokkal bombázzuk. Az ütközés után a bombázó nehéz ion és a céltárgy atommag összeolvad egy közbenső atommaggá. A közbenső mag gerjesztési energiája tipikusan néhányszor tíz MeV, impulzusmomentuma pedig néhányszor tíz  $\hbar$ . Az erősen gerjesztett állapotban előállt közbenső mag néhány neutron kibocsátásával és/vagy proton illetve alfa-rész kibocsátás-

sal gyorsan lehül a neutron szeparációs energia alá. Ez a lehülési folyamat sok energiát, de viszonylag kevés impulzusmomentumot (néhány  $\hbar$ ) visz el a rendszerből. Az atommag ezután tovább hül nagy energiájú (néhány MeV) statisztikus gamma sugárzás kibocsátásával ami szintén csak néhány  $\hbar$  impulzusmomentumot visz el. Ezzel a végmag nagyspinű yrast vagy yrast-közeli állapotba kerül, ami deformált atommagok esetén az yrast forgási sáv vagy gerjesztett forgási sávok nagyspinű állapotainak felel meg. A továbbiakban az energiát a forgási sávon belüli, vagy a sávok közötti energia-átmenetek során kisugárzott gamma fotonok disszipálják. Mivel ezek a fotonok legnagyobb valószínűséggel kvadrupól illetve dipól jellegűek, tehát 2 illetve 1  $\hbar$ -sal csökkentik az atommag impulzusmomentumát, ez nagy számú de viszonylag kis energiájú ( $\approx 1$  MeV) gamma foton kibocsátását jelenti néhány ps időintervallumon belül. A fúzió-párolgás típusú magreakcióban előállt gerjesztett atommag lehülését az 2.1. ábra illusztrálja.

## 2.2. A $\gamma$ -sugárzás detektálása és tulajdonságainak mérése

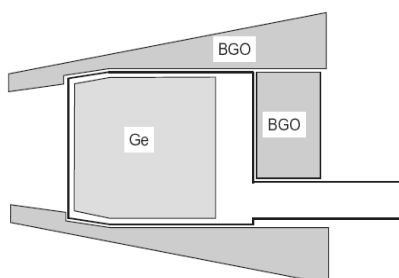
A magreakcióban előállított forgási állapotok lebomlása során kibocsátott  $\gamma$ -sugárzás detektálására a 80-as évek óta Compton-elnyomott hipertizta germánium (HPGe) detektorokból álló egyre nagyobb detektorrendszereket használnak. A HPGe detektorok napjainkban a legjobb  $\gamma$ -sugárzás detektorok a 0.1 - 10 MeV energiatartományban. Jo az energiafeloldásuk: kb. 2 keV 1.3 MeV  $\gamma$ -energiánál, viszonylag nagy a fotocsúcsban detektálás relatív hatásfoka: kb. 70 százalék, és Compton-elnyomó szcintillációs kristályokkal kiegészítve nagy a csúcs/totál arányuk (a fotocsúcsban detektálás hatásfokának és a teljes detektálási hatásfoknak az aránya): kb. 50 százalék.

Az egy forgási sávhoz tartozó  $\gamma$ -átmenetek vizsgálata során a más átmenetekhez tartozó  $\gamma$ -sugárzás és a nem fotocsúcsban detektált (Compton-szórt)  $\gamma$ -sugárzás egyaránt zavaró háttérrel okoz. Az előbbi koincidencia méréssel, az utóbbit pedig a csúcs/totál arány növelésével lehet csökkenteni.

A többszörös-koincidencia detektálás hatásfokának növelése érdekében egyre több detektorból álló rendszereket használnak, vagyis növelik a detektorrendszer "granularitását". Az első-generációs detektorrendszerek csak néhány (kb. 10) detektorból álltak és a teljes térszögnek csak egy kisebb részét fedték le. A második-generációs rendszerek (detektorlabdák) már úgy épültek, hogy a teljes  $4\pi$  térszöget lefedjék, és a legnagyobb ilyen "labdák" több mint száz detektort tartalmaznak. Az ilyen rendszerekben a granularitás növelése nemcsak a koincidencia hatásfok növekedését vonja maga után, hanem egyúttal a Doppler-kiszéledés csökkenését is mivel az egyes detektorok térszöge csökken. Így a detektorrendszer energiafeloldása is javul. A jelen disszertációban tárgyalt munkák döntő többségében a kísérleteket a két legnagyobb második-generációs detektorlabdával végeztük. Az egyik az amerikai Gammasphere, amely 110 egyforma koaxiális HPGe detektorból áll hatszög alakú BGO Compton-elnyomó pajzzsal körülvéve, a másik pedig az európai együttműködésben épült Euroball, amely az egyszerű koaxiális detektorok mellett kompozit detektorokat is tartalmazott. Mindkét detektorlabda több fokon keresztül érte el a végső állapotát, miközben az alkalmazásuk helye is változott. A jelen disszertációban tárgyalt kísérletekben a Gammasphere-t és az Euroball-t több kiépítettségi fokozatban is használtuk. Ezen detektorlabdákról és a velük kutatott jelenségekről jó összefoglalást nyújtanak pl. a [Si99, Le03] közlemények. A jelen disszertációban tárgyalt eredmények szempontjából fontos jellemzőiket a következő két alfejezet mutatja be részletesebben.

### 2.2.1. A Gammasphere detektorrendszer

A Gammasphere jelenleg a legnagyobb működő detektorlabda (miután az Euroball 2002-ben befejezte működését). 110 egyforma koaxiális HPGe detektorból áll, amelyeket egyenként hatszög alakú BGO Compton-elnyomó pajzsok vesznek körül. Jellegzetessége, hogy a Ge kristály hűtését szolgáló hűtőujj excentrikusan van elhelyezve, így a Ge kristály mögé is lehet Compton-elnyomó BGO detektort tenni. Ezáltal ezekkel a detektorokkal kü-



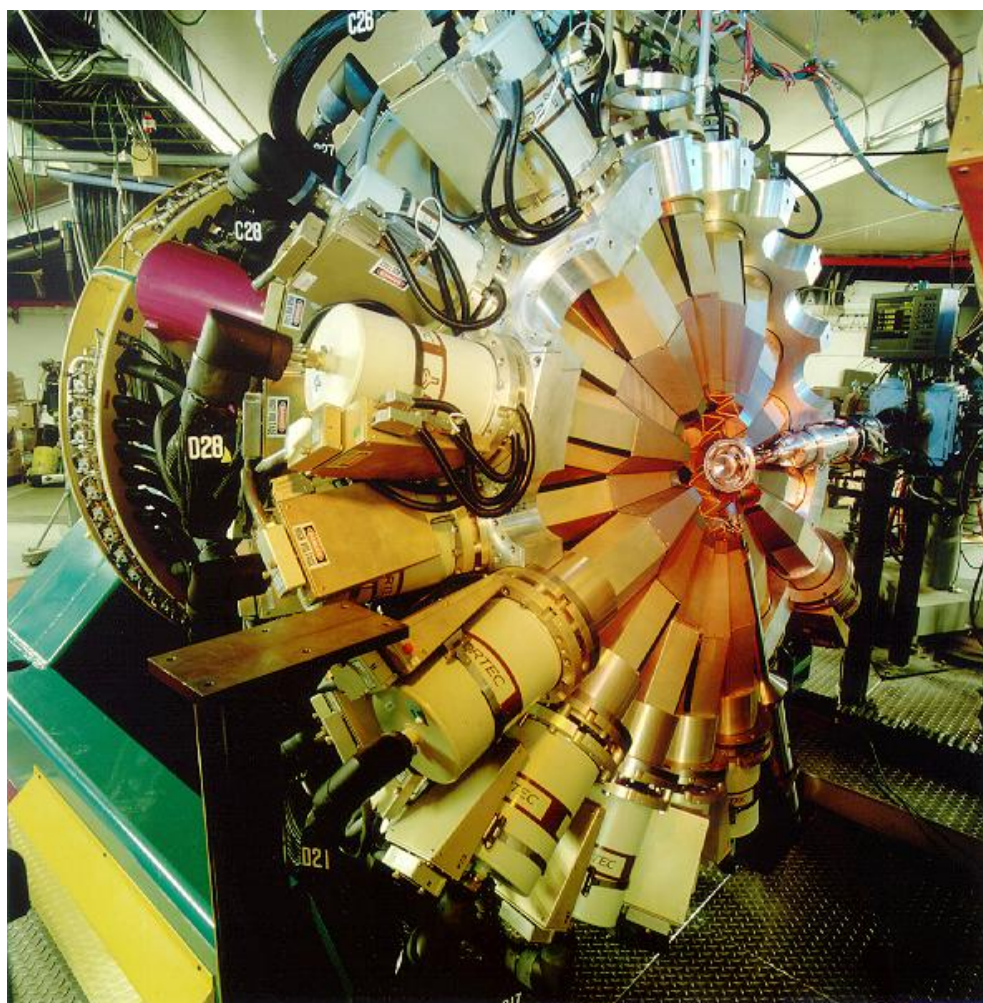
2.2. ábra. A Gammasphere detektorrendszer egy detektor egységének sematikus metszetrajza. A Ge germánium kristályt a BGO bizmut germanát szcintillátor detektorok veszik körül, amelyek detektálják a Ge detektorban Compton szóródott és onnét kiszökött  $\gamma$ -sugárzást.

lönösen jó  $\sim 0.68$  csúcs/totál arány érhető el. Egy a Gammasphere-ben használt Compton-elnyomott HPGe detektor egység vázlatos rajza a 2.2. ábrán látható.

A detektorlabda geometriáját tekintve 110 szabálytalan hatszögből és 12 ötszögből áll. A hatszögek tartalmazzák a Ge detektor egységeket, az ötszögek pedig a be és kimenő nyálábcatornának valamint egyéb opcionális detektoroknak adnak helyet. A labda alakú tartószerkezet két körülbelül egyforma részre van vágva, így a két rész széthúzásával hozzáférhetővé válik a céltárgykamra, amit a két rész összetolt állapotban teljesen körbevesz. A detektorrendszer a 2.3. ábrán látható széthúzott állapotban.

A rendszer egyforma detektorokat tartalmaz és a detektorok a lehető legszimmetrikusabban helyezkednek el a nyálabirány körül, hogy optimális legyen szögeloszlás és szögkorreláció mérésekhez. A Ge kristályok  $\sim 25$  cm-re helyezkednek el a céltárgytól és a teljes térszög 46 százalékát fedik le. A detektorrendszer fotohatásfoka  $\sim 10$  százalék. A detektorok jeleinek kiolvasása, erősítése és digitalizálása hagyományos analóg elektronikával és analóg-digitális átalakító áramkörökkel történik. Egy szokásos fúzió-párolgás típusú magreakcióval végzett kísérletben a rögzítendő esemény kiválasztásának feltétele általában az, hogy öt "tisztá" (Compton elnyomott) Ge detektor szólaljon meg egyidőben. A nagyspinű állapotokra végzett kísérletekben, ahol egy kaszkádban átlagosan 20 - 30 gamma átmenet van, még így is  $\sim 5000$  esemény



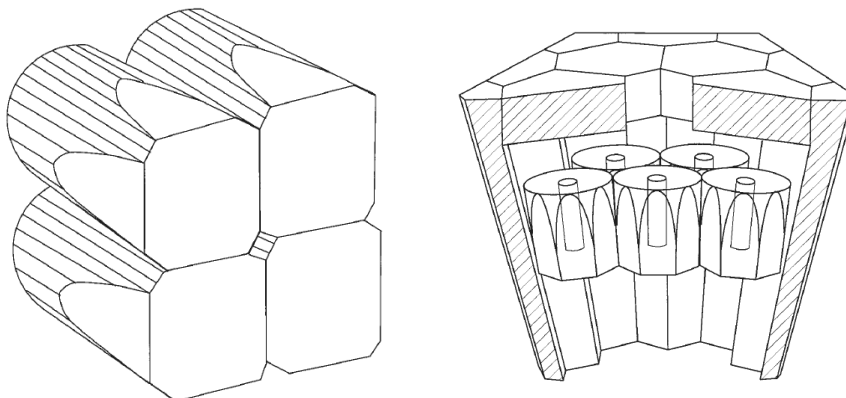


2.3. ábra. A Gammasphere detektorrendszer egyik fele a labda széthúzott állapotában.

íródik fel másodpercenként a nagy koincidencia hatásfoknak köszönhetően.

### 2.2.2. Az Euroball detektorrendszer

Az Euroball detektorrendszer hat európai ország (Franciaország, Nagy-Britannia, Németország, Olaszország, Dánia és Svédország) együttműködésében épült. Jellemzősége a kompozit Ge detektorok használata volt, amelyekben több speciális alakúra vágott nagyméretű HPGe detektor kristály helyezke-



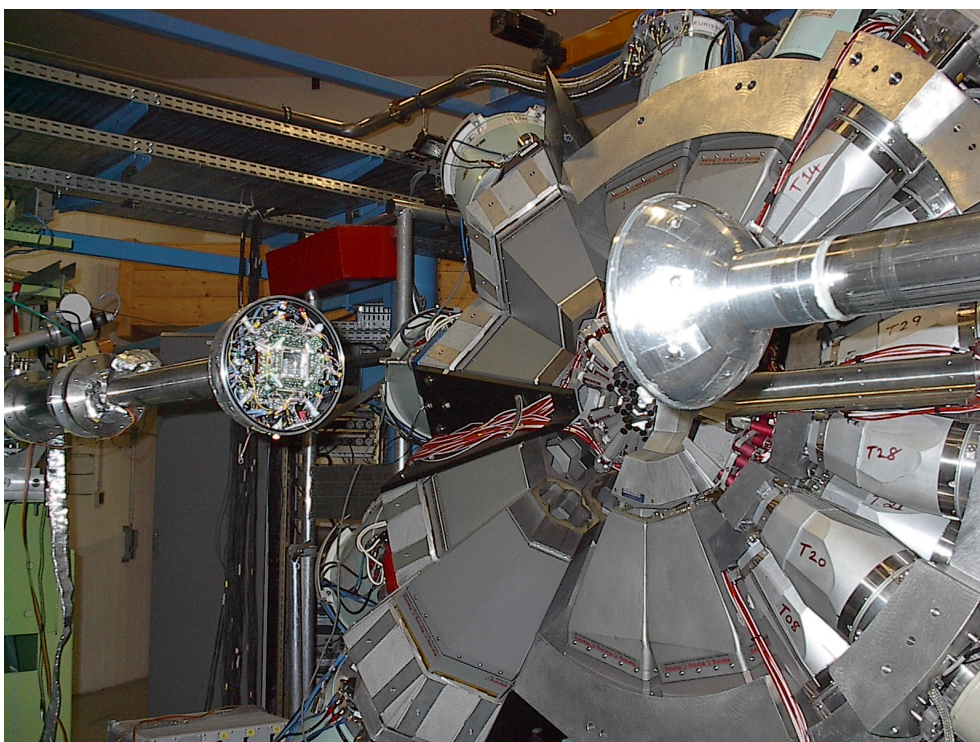
2.4. ábra. Az Euroball IV detektorrendszerben használt kompozit HPGe detektorok sematikus rajza. Az ábra bal oldalán egy clover, a jobb oldalán pedig egy cluster detektor vázlatja látható.

dett el szorosan egymás mellett egy kriosztátban, amit BGO kristályokból álló Compton-elnyomó pajzs vett körül. A kompozit detektorok alkalmazásának a célja a detektorméret növelése volt a csúcs/totál arány növelése érdekében úgy, hogy közben a granularitás növekedjen, tehát a Doppler-kiszéledést csökkenteni lehessen. Az egyik kristályon Compton szóródott és onnét kiszökött  $\gamma$ -sugárzás nagy valószínűséggel elnyelődik valamelyik szomszédos kristályban. Így a két kristályról levett energiajel összegzésével visszaállítható az eredeti  $\gamma$ -energia növelve a csúcs/totál arányt, ugyanakkor a Doppler-kiszéledést alapvetően egy kristály térszöge határozza meg (összegzés mód).

Az Euroball a végső kiépítettségét négy fázison keresztül érte el úgy, hogy az egyes fázisok különböző laboratóriumokban különböző részecskegyorsítók nyalábjaira települtek. Az első fázis, az Eurogam I, 45 nagy térfogatú koaxiális HPGe detektort tartalmazott BGO Compton-elnyomó pajzsokkal körülvéve. Ez Brit - Francia együttműködésben épült és Daresbury-ben működött 1993-ban. A második fázisban (Eurogam II), amely 1994-től 1996-ig Strasbourgban működött még szintén csak Brit - Francia együttműködésben, megjelentek a detektorrendszerben az első kompozit detektorok, a cloverek.

Egy clover detektor sematikus rajza a 2.4. ábra bal oldalán látható. A detektor négy szorosan egymás mellé helyezett, (a kristályok közti távolság 0.2 mm) egyben tokozott HPGe detektorból áll, melyeket közös BGO Compton-elnyomó pajzs vesz körül. Erről a négylevelű lóherére emlékeztető elrendezéséről kapta a nevét. Az Eurogam II 30 koaxiális HPGe detektort tartalmazott az Eurogam I- ből a nyalábirányhoz képesti előre és hátra szögekben szimmetrikusan elhelyezve 3-3 gyűrűben és 24 clover detektort a nyalábirányhoz képesti 90 fokos szög körül 2 gyűrűben. A clover detektorok úgy helyezkednek el a nyalábsatorna körül, hogy két egymás melletti kristály tengelyét összekötő sík vagy merőleges a nyalábsatornára, vagy párhuzamos vele. Ez az elrendezés, a clover detektorok kialakítása és a 90 fokos szög körüli elhelyezése különösen alkalmassá teszi a detektorrendszert a  $\gamma$ -sugárzás polarizációjának mérésére, ami a multipolaritás meghatározás egy fontos módszere. Az Euroball III volt a detektorrendszer harmadik fázisa. Ez már a fent említett hat ország együttműködésében épült és az olaszországi Legnaróban működött 1997 - 1998-ban. Ebben a fázisban új kompozit detektorokkal, a cluster detektorokkal bővült a detektorrendszer, melyeket a nyalábirányhoz képesti hátsó szögekben két gyűrűben helyeztek el. Egy cluster detektor sematikus rajza a 2.4. ábra jobb oldalán látható.

A cluster detektorban hét nagy hatásfokú kristály van egymás mellett elhelyezve. Az egyes kristályok nagyméretű koaxiális kristályokból vannak kialakítva úgy, hogy a céltárgy felőli végük hatszögletűre van kúpozva, így szorosan egymás mellé tehetőek. Az egyes kristályok a könnyebb kezelhetőség és a nagyobb biztonság érdekében külön vékony (0.7 mm) alumínium kapszulába vannak zárva, amibe getter anyagot tettek, így a nagyvákuum még kimelegítés közben is biztosított. Két szomszédos kristály közti távolság így nagyobb mint a clover detektorok esetén: 2.5 mm. A hét kristály közös kriosztátban van elhelyezve amit hatszög alakban BGO Compton-elnyomó pajzs vesz körül. Az Euroball III detektorlabda a 15 cluster detektoron kívül még 30 koaxiális detektort tartalmazott a nyalábirányhoz képesti előre irányokban 3 gyűrűben és 26 clover detektort a nyalábirányra közel merőlegesen két



2.5. ábra. A  $^{105,106}\text{Rh}$  kísérletben használt detektorrendszer. Az előtérben a szétbontott céltárgykamra a baloldali felében a DIAMANT detektorrendszerrel, a háttérben az EUROGAM IV detektorok: cluster, clover és tapered detektorok balról jobbra haladva (ami megegyezik a nyalábiránnyal is).

gyűrűben. Így a Ge detektorok a teljes térszögnek kb. a 45 százalékát fedték le, és a detektorrendszer fotocsúcsban detektálási hatásfoka a Gammasphere-éhez hasonlóan kb. 10 százalék volt. Az utolsó fázis, az Euroball IV 1998-tól 2002-ig üzemelt Strasbourgban, és annyiban különbözött az Euroball III-tól, hogy egy 210 BGO kritályból álló "belső labdát" is tartalmazott a nagy-multiplicitású események kiválogatása céljából. A detektorokból kijövő jelek formálására és további feldolgozására nagy integráltságú VXI (VME eXtension for Instrumentation) elektronika szolgált. Ez a standard lehetővé tette nagy méretű kártyák használatát és a nagy sűrűségű analóg jelfeldolgozó áramkörök összevonását a digitális áramkörökkel. VXI elektronikát az Eurogam I detektorrendszerben használtak először. Az Euroball IV  $\sim 250$  Ge

detektorából  $\sim 800$  Compton-elnyomó BGO detektorából és  $\sim 100$  belső labda detektor egységéből származó jelek feldolgozását 9 nagyméretű VXI kártya látta el. Az adatfeldolgozó rendszer maximum 20 MByte/sec sebességgel volt képes az adatgyűjtést végezni. Az egy eseményhez tartozó mérési adatok felépítését és digitális mágnesszalagra rögzítését Unix munkaállomásokból álló processzorfarm végezte  $\sim 50$ - $100$  kHz maximális sebességgel.

A nagy gamma-detektor labdákat speciális kísérletekben különböző segéd-detektorokkal (pl. neutron-detektor, töltött-részecske detektor, plunger kamra) együtt használják, amik bizonyos reakciócsatornák kiemelését vagy más speciális feladatot (pl. élettídió mérés) szolgálnak. A jelen disszertációban leírt egyik kísérletben az Euroball detektorrendszert a Diamant töltött-részecske segéd-detektor rendszerrel együtt használtuk a protonkibocsátó csatornák kiemelése céljából. A Diamant segéd-detektor rendszer egy  $\sim 90$  CsI(Tl) detektoregységből álló "labda", amely geometriáját tekintve egy 18 négyzetből és 8 háromszögből álló poliéder. Egy detektoregységben a CsI(Tl) szcintillációs kristály egy 5 mm vastag plexiüveg fényvezetővel csatlakozik a fényt detektáló pin diódához. A detektorlabda a céltárgykamrán belül helyezkedik el, a CsI(Tl) kristályok kb. 3 cm távolságra vannak a céltárgytól. A jelek feldolgozását az Euroball-hoz illeszkedő VXI elektronika látja el [Ga04]. Az Eurogam IV detektorrendszer az 2.5. ábrán látható széthúzott állapotban a céltárgykamrában a Diamant detektorrendszerrel.

## 2.3. Magadatok származtatása a kísérleti adatokból

Az atommagok forgási sávjainak vizsgálata során az atommag nagyspinű gerjesztett állapotait térképezzük fel. Ezen állapotok gerjesztési energiáját, spinjét, paritását, élettidejét valamint az állapotok közötti  $\gamma$ -átmenetek relatív erősségét mérve az atommag állapotfüggvényére következtethetünk. A kísérletekben az állapotok legerjesztődésekor kibocsátott  $\gamma$ -sugárzás tulajdonságait (energiáját, relatív intenzitását, felezési idejét, polarizáltságát, a

kibocsátás valószínűségének irányeloszlását) tudjuk mérni. Ezekből az adatokból határozzuk meg a magállapotok tulajdonságait.

A nagy detektor-labdákkal történő gamma spektroszkópia alapjaiban igen hasonló az egy-két detektorral végzett munkához, azonban vannak a detektorok nagy számából következő jellegzetességek is. A  $\gamma$ -sugárzás energiájának és intenzitásának méréséhez az egyes detektorokat itt is radioaktív források ismert sugárzásaival hitelesítjük. Méréseinkben erre főleg  $^{133}\text{Ba}$  és  $^{152}\text{Eu}$  forrásokat használtunk.

A kísérleteinkben gerjesztett állapotban előállított atommagok a fénysebesség néhány százalékaival repülnek ki a céltárgyfóliából, így a nyalábirányhoz képesti előre- illetve hátra-irányban elhelyezett detektorokban, a detektálás szögétől függően néhány keV mértékű Doppler-eltolódást szenvednek, amit az adatfeldolgozás első lépéseként korrigálunk.

A kibocsátott  $\gamma$ -sugárzás energiája az atommag két (általában gerjesztett) kvantumállapota energiájának a különbsége. (A visszalökődő atommag által elvitt energiát elhanyagolhatjuk mivel az jóval kisebb, mint a detektorunk energiafeloldása.) Ezért a legerjesztődő kvantumállapotok energiái az alapállapotból kiindulva felépíthetők ha tudjuk, hogy mely  $\gamma$ -átmenetek tartoznak egy bomlási kaszkádba. Ezt az információt a több detektorból álló detektorrendszerrel mérhető koincidenca kapcsolatok adják. A kísérletben a nyalábintenzitás megfelelő megválasztásával elérhető, hogy egy beállított koincidenca-idő alatt (általában 50 - 100 nsec.) átlagosan csak egy atommag gerjesztődjön és bomoljon el  $\gamma$ -sugárzás kibocsátással. Az ez idő alatt detektált  $\gamma$ -sugárzások adatait írjuk egy eseménybe, és ezeket egy bomlási kaszkádhhoz tartozónak tekintjük a kísérlet utáni adatfeldolgozás során. Minél több  $\gamma$ -átmenetet ismerünk kaszkádonként annál könnyebben és egyértelműbben tudjuk a gerjesztett állapotok energiáit meghatározni, ugyanis a vizsgált több száz  $\gamma$ -sugárzás közül sok esetben két vagy három sugárzásnak is megegyezik az energiája a detektorok energiafeloldásán belül. A fent leírt sok detektort tartalmazó detektorlabdák már nagy valószínűséggel detektálnak egy 20 - 30  $\gamma$ -sugárzást tartalmazó kaszkádból 4 - 5 vagy még több  $\gamma$ -sugárzást egy ese-

ményben. Az adatok feldolgozása során a 2, 3 illetve 4-szeres koincidencia-kapcsolatokat 2, 3 illetve 4-dimenziós koincidencia mátrixokba rendezzük, ahol egy kapcsolatnak egy pont felel meg a mátrixok tengelyein pedig a  $\gamma$ -energiák vannak felmérve. A jelen disszertációban tárgyalt munkák során 2, 3 illetve 4-dimenziós koincidencia mátrixokat készítettem a kísérleti adatokból és azokból építettem fel a vizsgált atommagok nívósémáit a Radware [Ra95] interaktív programcsomag segítségével, a koincidencia-kapcsolatokon kívül figyelembe véve a  $\gamma$ -sugárzásokra vonatkozó energia- és intenzitásmérleget is. A gerjesztett állapotok spinjének és paritásának a meghatározása a kibocsátott sugárzás multipolaritásának mérésével történt a multipol sugárzásra vonatkozó kiválasztási szabályok és a már más kísérletekből ismert állapotok spinjeinek és paritásainak felhasználásával. A multipolaritást a  $\gamma$ -sugárzások iránykorrelációjának és lineáris polarizációjának mérésével határoztam meg a következő alfejezetekben ismertetett módon.

### 2.3.1. Irányított spinű atommagból származó $\gamma$ -sugárzás iránykorrelációjának mérése: DCO analízis

A nehéz-ion fúzió-párolgás típusú magreakcióban a keletkezett közbenső mag a nyalábirányra merőleges nagy impulzusmomentumot kap, így az impulzusmomentum nyalábirányra vett vetületének eloszlása erős maximumot mutat az  $m = 0$  körül. Ezt a helyzetet a részecskék kipárolgása némileg módosítja, de a végmag impulzusmomentumának a nyalábirányú vetülete legnagyobb valószínűséggel nulla marad. A különböző  $m$  állapotok előállításának valószínűsége  $P(m)$  a következő:

$$P(m) = N \exp\left(\frac{-m^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.1)$$

ahol  $N$  normálási faktor,  $\sigma$  pedig az eloszlás szélességére jellemző. Az ilyen beállított állapotból kisugárzott  $\gamma$ -sugárzásnak jellegzetes intenzitás-eloszlása van a nyalábiránytól mért szög függvényében:

$$W(\theta) = 1 + \sum_i a_i P_i \cos(\theta), \quad (2.2)$$

ahol az  $a_k$  együtthatók a kibocsátott sugárzás  $L$  multipól rendjétől, a  $\sigma$  eloszlás szélességtől és kevert sugárzás esetén a  $\delta$  keveredési aránytól függenek [Mo76]. A  $\sigma/J$  érték adott magreakció esetén közelítőleg állandó, így ismert multipolaritású átmenetek mért szögeloszlása vagy szögkorrelációja alapján  $\sigma$  meghatározható az adott kísérletre. A kísérleteinkben detektált  $\gamma$ -sugárzások legnagyobb része vagy dipól ( $L=1$ ) vagy kvadrupól ( $L=2$ ) sugárzás. Az előbbinek a nyalábirányra merőlegesen, az utóbbinak pedig azzal párhuzamosan a legnagyobb a kibocsátási valószínűsége. Mivel a labda típusú detektorrendszerek majdnem lefedik az egész térszöveget, ez a szögeloszlás elvileg megmérhető velük, és így meghatározható a sugárzás multipolaritása. Kísérleteinkben a magreakció során keltett túl sok egymáshoz közeli energiájú  $\gamma$ -sugárzás közül csak koincidencia feltétel alkalmazásával tudtuk az egy meghatározott átmenethez tartozó sugárzást kiválasztani. Így egy átmenet szögeloszlása helyett két egymással koincidenciában lévő sugárzás egymáshoz képesti szögkorrelációját tudtuk mérni, ami szintén alkalmas a multipolaritás meghatározására. Ennek egyik módja a DCO (irányított atommagból származó  $\gamma$ -sugárzások iránykorrelációja) analízis [Kr73]. A DCO analízis lényege két egymással koincidenciában lévő  $\gamma$ -sugárzás koincidencia intenzitásának meghatározása és összehasonlítása különböző detektor - detektált  $\gamma$ -átmenet kombinációkban. Ha két - a nyalábirányhoz képest különböző szögekben elhelyezett - detektor detektál egy-egy egymással koincidenciában lévő különböző multipolaritású  $\gamma$ -sugárzást, akkor a mért koincidencia intenzitás függ attól, hogy melyik detektor melyik sugárzást detektálta. A két különböző detektor - detektált  $\gamma$ -átmenet elrendezésben mért koincidencia intenzitás arányát nevezzük DCO aránynak:

$$R_{DCO} = \frac{I(\det\theta_1\gamma_1, \det\theta_2\gamma_2)}{I(\det\theta_1\gamma_2, \det\theta_2\gamma_1)}. \quad (2.3)$$

A kísérleteinkben használt detektorlabdák esetén az egyik detektornak általában a nyalábirányra merőlegesen elhelyezett néhány detektorgyűrű de-



tektorainak összege (az Euroball esetén pl. a clover detektorok) felel meg, a másikkal pedig néhány előre- és hátrairányban elhelyezett detektorgyűrű (pl. a cluster + koaxiális detektorok az Euroball esetén). Ezen esetekben egy feszített kvadrupól átmenettel koincidenzában levő feszített dipól átmenetre az  $R_{DCO}$  arány  $\sim 0.6$ , míg egy másik feszített kvadrupól átmenetre az  $R_{DCO}$  arány értéke 1.

A fent definiált  $R_{DCO}$  arány meghatározáshoz a koincidenzá intenzitásokat kétdimenziós DCO-mátrixok készítésével és kiértékelésével kaptuk. A DCO-mátrixok speciális kétdimenziós  $\gamma\gamma$ -koincidenzá mátrixok. A DCO-mátrixba csak akkor írunk fel egy koincidenzá kapcsolatot, ha az egyik  $\gamma$ -sugárzás energiát az egyik irányú detektorcsoport valamelyik detektora (például a clover detektorok az Euroball-ban) detektálta a másikat pedig a másik irányú detektorcsoport valamelyik detektora (például a tapered és cluster detektorok az Euroball-ban). Ebben az esetben a mátrix Y tengelye az egyik  $\gamma$ -energiának, az X tengely pedig a másik  $\gamma$ -energiának felel meg. Végül a mátrixban az X tengelyen is és az Y tengelyen is egy olyan energia-kaput teszünk, amely energia koincidenzában van a vizsgálni kívánt  $\gamma$ -sugárzással és lehetőleg feszített kvadrupól vagy E1 átmenet, mivel ezekben kicsi a multipol-keveredés. Az így kapott két spektrumban a kérdéses  $\gamma$ -sugárzáshoz tartozó csúcsterületeket a hatásfokkal korrigálva kapjuk a keresett koincidenzá-intenzitásokat.

Nagyon kis intenzitású  $\gamma$ -sugárzások vizsgálata esetén egy másik  $R_{DCO}$  arány definíciót használtunk, amellyel ugyanazokból az eseményekből nagyobb statisztikájú spektrumokat lehetett előállítani és így olyan átmenetekre is meghatározható lett, amelyek a fenti mátrixokban nem voltak kiértékelhetőek. Ennek a definíciónak a hátránya viszont, hogy kisebb az  $R_{DCO}$  arányok különbsége a dipól és a kvadrupól átmenetekre. Ebben az esetben két mátrixot készítünk. Az egyik mátrixba csak akkor írunk fel egy koincidenzá kapcsolatot, ha az egyik  $\gamma$ -sugárzás energiát az egyik irányú detektorcsoport valamelyik detektora detektálta a másikat pedig bármelyik detektor. A mátrix Y tengelye az egyik  $\gamma$ -energiának, az X tengely pedig a másik

$\gamma$ -energiának felel meg. Ugyanilyen mátrixot készítünk a másik irányú detektorcsoporttal is. Végül mindkét mátrixban az X tengelyen egyformán egy olyan energia-kaput teszünk, amely energia koincidenzában van a vizsgálni kívánt  $\gamma$ -sugárzással. Az így kapott két spektrumban a kérdéses  $\gamma$ -sugárzáshoz tartozó csúcsterületekből számolt intenzitások arányát számoljuk ki a különböző  $\gamma$ -sugárzásokra. Az így kapott arányok nagyon hasonlóak a vizsgált sugárzás koincidenzá nélküli szögeloszlásából származó intenzitás arányokhoz, így tulajdonképpen egy durva szögeloszlás mérésnek felelnek meg két szögnél.

### 2.3.2. Irányított spinű atommagból származó $\gamma$ -sugárzás lineáris polarizációjának mérése

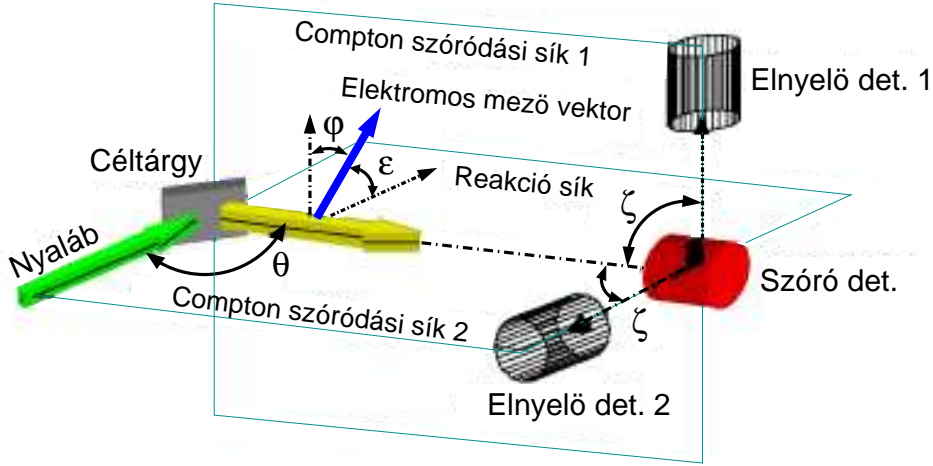
Az előző alfejezetben tárgyalt irányított spinű atommagból származó  $\gamma$ -sugárzás amellett, hogy a szögeloszlása függ a sugárzás multipol rendjétől, polarizált is. A polarizáció iránya (az elektromos térerősség-vektor iránya) függ a sugárzás elektromos illetve mágneses jellegétől, így a polarizáció mérésével információt kapunk a sugárzáshoz tartozó kezdeti- és végállapot relatív paritására.

A polarizáció iránya célszerűen jellemezhető klasszikus közelítésben a 2.6. ábrán megadott  $\varepsilon$  szöggel, ami az elektromos térerősség vektornak a reakció síkkal (a nyalábirány és a gamma-sugárzás által meghatározott sík) bezárt szöge. A lineáris polarizáció ennek megfelelő kvantummechanikai definíciója a reakció síkba eső, illetve arra merőleges polarizációjú gamma kvantum kibocsátási valószínűségeinek normált különbsége:

$$P(\theta) = \frac{W(\theta, \varepsilon = 0) - W(\theta, \varepsilon = 90)}{W(\theta, \varepsilon = 0) + W(\theta, \varepsilon = 90)}, \quad (2.4)$$

ami a következő módon függ a foton multipol jellemzőitől:

$$P(\theta) = (\pm) \frac{\sum_i a_i^{(2)} P_i^{(2)}(\cos\theta)}{\sum_i a_i P_i(\cos\theta)}. \quad (2.5)$$



2.6. ábra. A gamma sugárzás lineáris polarizációjának mérése. Elvi elrendezés.

A pozitív előjel elektromos, a negatív pedig mágneses sugárzás esetén érvényes.  $P_i(\cos\theta)$  és  $P_i^{(2)}(\cos\theta)$  a Legendre és az általánosított Legendre polinimok. Az  $a_i$  együtthatók megegyeznek a szögeloszlást leíró együtthatókkal, míg az  $a_i^{(2)}$  együtthatók függenek a kezdő és végállapot spinjétől, a sugárzás multipolaritásától, és kevert multipolaritás esetén a keveredési aránytól. A téma részletes tárgyalása megtalálható a [Fa59] és [Fe64] munkákban.

A fent definiált lineáris polarizáció abszolút értéke akkor a legnagyobb, ha  $\theta = \pi/2$ . Ekkor tiszta dipól vagy kvadrupól sugárzás esetén a polarizációra a következő egyszerű összefüggés adódik:

$$P(\theta = \pi/2) = \pm \frac{1.5a_2 + 0.625a_4}{1 - 0.5a_2 + 0.375a_4}, \quad (2.6)$$

ahol a pozitív előjel az M1 és E2 sugárzásokra, a negatív pedig az E1 és M2 sugárzásokra vonatkozik. Kevert sugárzás esetén egy bonyolultabb, de analitikusan számolható formula adja meg a polarizáció értékét. A konkrét polarizáció értékek feszített E1 és E2 sugárzások esetén (ahol a spin változása

$1\hbar$  és  $2\hbar$ ) 0 és 1 közé, míg feszített M1 és M2 sugárzások esetén -1 és 0 közé esnek. Nem feszített dipól átmenetek esetén (ahol a spin változása  $0\hbar$ ) az előjelek a feszítetthez képest megfordulnak.

A polarizáció mérése a Compton szóródáson alapul. Egy Compton polariméter elvi elrendezése a 2.6. ábrán látható. Az elrendezés három gamma-detektort tartalmaz. A nyalábirányra merőlegesen ( $\theta = \pi/2$ ) elhelyezett detektoron Compton szóródott sugárzást az 1. és 2. abszorber detektorok nyelik el. A Compton szóródás differenciális hatáskeresztmetszetét a Klein-Nishina formula adja meg:

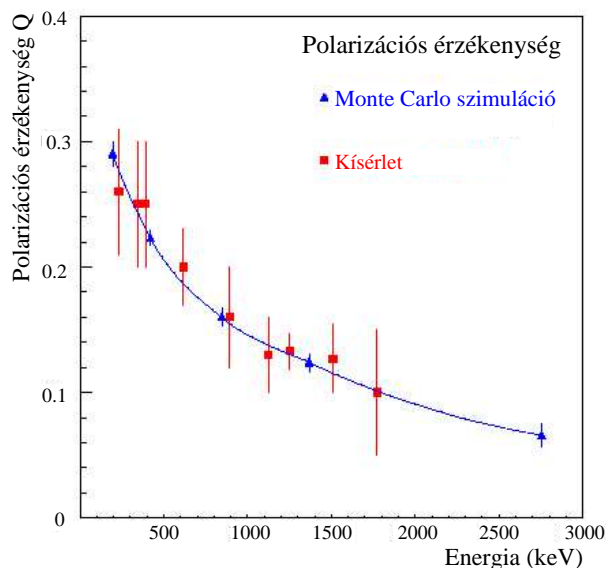
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma}\right)^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - 2\sin^2\zeta\cos^2\phi\right). \quad (2.7)$$

Látható, hogy  $\zeta = \pi/2$  esetén a legnagyobb a különböző  $\phi$  polarizációs irányokhoz tartozó hatáskeresztmetszetek közti különbség, tehát az abszorber detektorokat ilyen szögben célszerű elhelyezni. Ha az abszorber detektorokat úgy helyezzük el, hogy a Doppler-szóródás iránya az egyik abszorbens esetén párhuzamos a reakciósíkkal, míg a másik esetén merőleges rá (ahogy az a 2.6. ábrán is látható), akkor a polarizáció arányos lesz az

$$A(\theta) = \frac{N(\perp) - N(\parallel)}{N(\perp) + N(\parallel)} \quad (2.8)$$

asszimmetriával, ahol  $N(\perp)$  a reakciósíkra merőlegesen,  $N(\parallel)$  pedig vele párhuzamosan detektált Compton szóródások száma. Az arányossági tényező  $1/Q$ , ahol  $Q(E_\gamma)$  a polariméter érzékenysége, ami függ a  $\gamma$  sugárzás energiájától. Az Euroball detektorrendszerben a clover detektorok két kb.  $\zeta = \pi/2$  szögnek megfelelő irányú gyűrűben veszik körül a céltárgyat olyan módon, hogy a szomszédos kristályok közötti szóródási irány vagy párhuzamos a reakciósíkkal, vagy merőleges rá. Így az Euroball alkalmas a lineáris polarizáció mérésére. A polarizációs érzékenységét a 2.7. ábra mutatja.

Az  $N(\perp)$  és  $N(\parallel)$  értékeket a kísérletekben használt Eurogam II illetve Euroball IV detektorrendszerek által szolgáltatott adatokból "polarizáció-mátrixok" készítésével és kiértékelésével nyertük. A polarizáció-mátrixok



2.7. ábra. Az Euroball detektorrendszer clover detektorainak polarizációs érzékenysége.

speciális kétdimenziós  $\gamma\gamma$ -koincidencia mátrixok. Két mátrixot készítünk, egy "párhuzamos"-at és egy "merőleges"-et. A "párhuzamos" mátrixba csak akkor írunk fel egy koincidencia kapcsolatot, ha az egyik  $\gamma$ -sugárzás energia egy clover detektor két a nyalábiránnyal párhuzamos kristályában detektált  $\gamma$ -sugárzás energiájának az összege (összegzés mód, lásd az Euroball detektorrendszer leírását). Ebben az esetben a mátrix Y tengelye az összeg-energiának felel meg, az X tengely pedig a tetszőleges detektorból származó másik  $\gamma$ -energiának. A "merőleges" mátrix ugyanígy készül, csak ott a nyalábirányra merőleges két kristályban detektált összeg-energiákat tekintjük. Végül mindkét mátrixban az X tengelyen egyformán egy olyan energia-kaput teszünk, amely energia koincidenciában van a vizsgálni kívánt  $\gamma$ -sugárzással. Az így kapott két spektrumban a kérdéses  $\gamma$ -sugárzáshoz tartozó csúcsterületek felelnek meg az  $N(\perp)$  és  $N(\parallel)$  értékeknek.

### 3. KIRALITÁS A FORGÓ ATOMMAGBAN

1848-ban Louis Pasteur megfigyelte, hogy bizonyos molekulák két formában léteznek. Az egyik forma jobbra, a másik balra forgatja el a fény polarizációs síkját. Lord Kelvin egy fél évszázaddal később királisnak nevezte az ilyen molekulákat a görög  $\chi\epsilon\iota\rho$  szó alapján, ami kezét jelent. Ő a következő definíciót adta a kiralitásra: "Kiralisnak vagy kiralitással rendelkezőnek nevezek egy geometriai ábrát vagy pontcsoportot ha egy síktükörre vett ideális tükörképe nem hozható fedésbe vele."

Azóta kiderült, hogy nem csak a molekulák hanem az elemi részecskék is lehetnek királisak. A tömeg nélküli fermionok spinje és impulzusvektora vagy párhuzamos vagy ellentett irányú. Az egyik állapot tükörképe a másik. Míg azonban a molekulák esetén a kiralitás sztatikus jellegű, az alak jellemzője, addig a részecskék esetén ez dinamikus, a mozgást jellemzi.

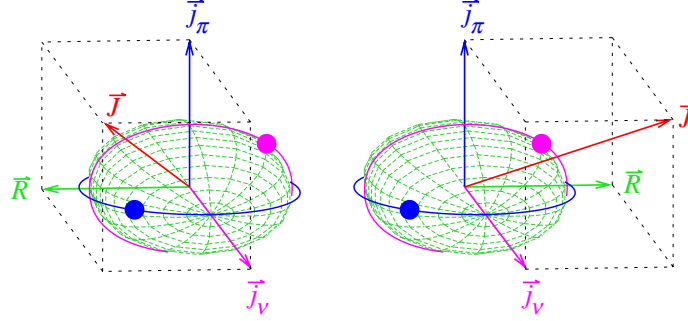
A 90-es évek végén felmerült, hogy forgó atommagok is rendelkezhetnek kiralitással. Ha az atommag tömegeloszlása háromtengelyűen deformált, és a teljes impulzusmomentum átlagértékének ( $\vec{J}$ ) az iránya (ami megegyezik a forgástengely irányával) nem esik bele a főtengelyek által meghatározott fősíkokba, akkor  $\vec{J}$  és a három főtengely királis rendszert alkot. A  $\vec{J}$  vektor vetületei a főtengelyekre jobb és balsodrású rendszert alkothatnak megfelelő belső konfiguráció esetén, amik nem hozhatók fedésbe egymással, azonban itt nem egy síkra való tükrözés, hanem az időtükrözés és  $\pi$  szöggel való elfor-

gatás viszi át az egyik formát a másikba. Érdekes megjegyezni, hogy míg a molekulák kiralitása tisztán geometriai jellegű, az elemi részeké pedig tisztán dinamikus, addig a forgó atommag kiralitása a kettő kombinációja. Fontos szerepe van benne a mag háromtengelyű geometriájának és az impulzusmomentum vektor irányának.

### 3.1. Az atommag-kiralitás irodalmának összefoglalása

Az atommag-kiralitás története Frauendorf és Meng 1997-es cikkével kezdődött [Fr97], amelynek azonban két fontos előzménye is volt. Az első Frisk és Bengtsson [Fr87] számításainak eredménye volt. Ez azt mutatta, hogy ha egy háromtengelyűen deformált atommagban a magtörzshöz két nagy impulzusmomentumú kvázirészecske csatolódik, amelyek közül az egyik részecske a másik pedig lyuk típusú, akkor a teljes impulzusmomentum (a két részecske impulzusmomentumainak valamint a magtörzs forgásából adódó impulzusmomentumnak az eredője) vektor nem esik a főtengelyek által meghatározott fősíkokba. A második Petrache és munkatársai kísérleti eredménye volt [Pe96], akik a  $^{134}\text{Pr}$  atommag nagyspinű állapotait vizsgálva egy új forgási sávot találtak. Ennek az új sávnak a tulajdonságai nagyon hasonlítottak a már ismert yrast  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjú sáv tulajdonságaihoz, intenzív átmeneteket találtak a két sáv között, az azonos spinű állapotok energiája pedig sokkal közelebb volt egymáshoz, mint ahogy az egyrészecske-gerjesztés vagy  $\gamma$ -vibráció esetén várható lenne.

Az új forgási sáv lehetséges magyarázatát Frauendorf és Meng adta meg a fent említett cikkükben. Felismerték, hogy a  $^{134}\text{Pr}$  forgási állapotai a Frisk és Bengtsson által vizsgált esetnek felelnek meg; a  $h_{11/2}$  proton részecske típusú, míg a  $h_{11/2}$  neutron lyuk típusú ebben a magban, és a deformáció várhatóan háromtengelyű. Ekkor a proton pályaimpulzusmomentuma a deformált magtörzs kistengelye irányába áll be, hogy a hullámfüggvénye leginkább átfedjen a magtörzsszel így biztosítva a legkisebb kölcsönhatási energiát ahogy azt a



3.1. ábra. Királis állapotokat eredményező impulzusmomentum beállítások a háromtengelyű magtörzsből, valamint egy részecske típusú és egy lyuk típusú kvázirészecskéből álló rendszerben.

3.1. ábra mutatja. A lyuk típusú neutron kölcsönhatási energiája viszont éppen akkor a legkisebb, ha a pályaimpulzusmomentuma a deformált magtörzs nagytengelye irányába áll be. Végül a magtörzs forgási energiája akkor minimális, ha a legnagyobb tehetetlenségi nyomatékot adó középső tengely körül forog. Így az eredő impulzusmomentum három egymásra merőleges vektorból tevődik össze, aminek két következménye van. Az egyik, hogy az eredő vektor kimutat a főtengelyek által meghatározott fősíkokból, ahogy azt Frisk és Bengtsson is találta. A másik, hogy az összetevő vektorok jobb- és balsodrású rendszert is alkothatnak a magtörzs forgásirányától függően, tehát a rendszer királis a belső vonatkoztatási rendszerben. Így a belső vonatkoztatási rendszerben minden energiaértékhez két állapot tartozik; egy jobbos  $|j\rangle$ , és egy balos  $|b\rangle$ . Az egyik állapotot a másikba a  $TR_y(\pi)$  királis szimmetria transzformáció viszi át:

$$|b\rangle = TR_y(\pi)|j\rangle, \quad |j\rangle = TR_y(\pi)|b\rangle, \quad (3.1)$$

ahol  $T$  az időtükrözés,  $R_y(\pi)$  pedig az  $y$  tengely körüli  $\pi$  szöggel történő elforgatás operátora.

A belső vonatkoztatási rendszerbeli  $|j\rangle$  és  $|b\rangle$  állapotok egy egy forgási sávnak felelnek meg a laboratóriumi vonatkoztatási rendszerben. A labora-



tóriummi vonatkoztatási rendszerben viszont az állapotok - amiket kísérletileg meg tudunk figyelni - szimmetrikusak a  $TR_y(\pi)$  transzformációra nézve [Bo69], így a kísérletileg megfigyelt állapotok a  $|j\rangle$  és  $|b\rangle$  állapotok olyan lineáris kombinációi, amik ezt a feltételt teljesítik. A

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|j\rangle + |b\rangle), \quad |-\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}}(|j\rangle - |b\rangle). \quad (3.2)$$

állapotokra teljesül a fenti feltétel:

$$TR_y(\pi)|+\rangle = |+\rangle, \quad TR_y(\pi)|-\rangle = |-\rangle. \quad (3.3)$$

A  $|+\rangle$  és a  $|-\rangle$  állapotokhoz tartozó energiaértékek:

$$E_+ = \varepsilon - \Delta, \quad E_- = \varepsilon + \Delta, \quad (3.4)$$

ahol

$$\varepsilon = \langle j|H|j\rangle = \langle b|H|b\rangle, \quad \Delta = \sqrt{\langle j|H|b\rangle \langle j|H|b\rangle^*}. \quad (3.5)$$

Így a kísérletekben a  $|+\rangle$  és  $|-\rangle$  állapotoknak megfelelő forgási sávokat látjuk. Erős szimmetriasértésnek nevezzük azt a határesetet amikor  $\langle j|H|b\rangle = 0$ . Ekkor  $E_+ = E_-$ , vagyis a két sávhoz tartozó állapotok degeneráltak. A gyenge szimmetriasértés esetén, amikor  $\langle j|H|b\rangle \neq 0$ , a két sávhoz tartozó azonos spinű állapotok energiaszintjei eltolódnak egymáshoz képest. A  $|+\rangle$  és a  $|-\rangle$  állapotok szerkezetéből szintén következik, hogy a két sáv elektromágneses tulajdonságai, pl. a  $B(E2, I \rightarrow I - 2)$  és a  $B(M1, I \rightarrow I - 1)$  redukált átmeneti valószínűségek is hasonlóak.

A királis forgás kialakulásához tehát egyszerre szükséges a háromtengelyű magtörzs nagyfokú kollektivitásnak megfelelő forgása és a valencianukleonok speciális egyrészecke állapotai.

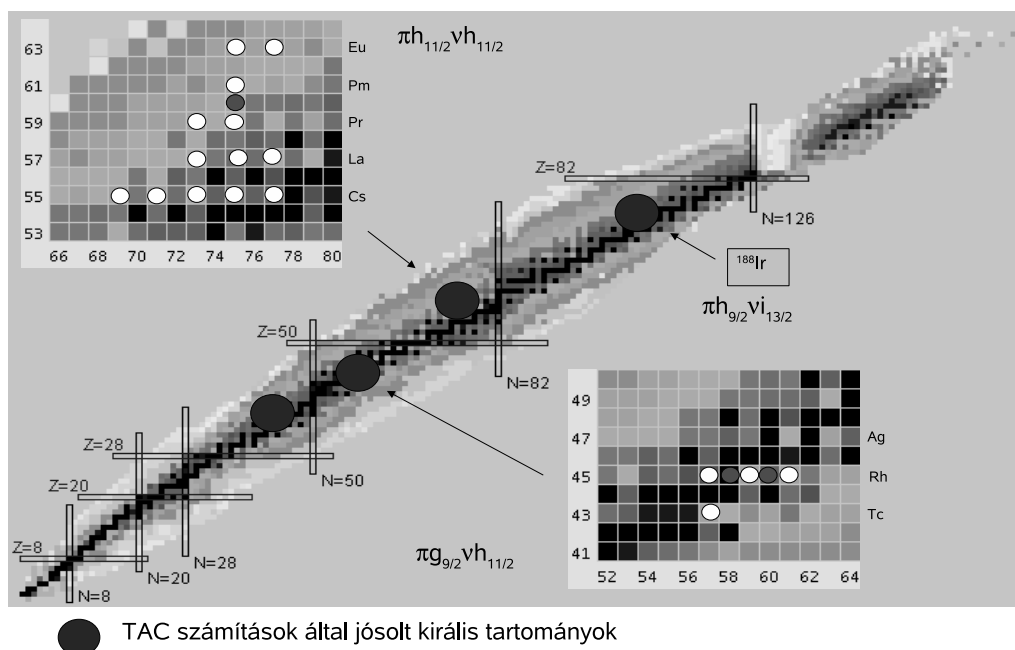
Frauendorf és Meng felismerését követően megindult a királis forgás intenzív kutatása mind elméleti, mind kísérleti irányban.

A jelenség elméleti tárgyalására két modell különösen alkalmas: a ferde tengelyű forgatott-héjmodell (tilted axis cranking, TAC) [Fr93], és a két-kvázirészecske plusz háromtengelyű rotor modell (PRM). A két modell kiegészíti egymást. A TAC modell képes megtalálni azokat az atommagokat, ahol a királyság megjelenése várható, de nem alkalmas a királyság dinamikai leírására, mivel a belső vonatkoztatási rendszerben dolgozik. A PRM viszont laborrendszerbeli modell, és a kísérletekkel közvetlenül összehasonlítható eredményeket ad a konkrét magállapotokra és átmenetekre, viszont az atommag alakját és tehetetlenségi nyomatékát bemenő paraméterként kezeli.

Dimitrov és munkatársai kidolgozták a forgatott (cranking) modell egy olyan három dimenziós változatát, amellyel modell feltevések nélkül bizonyítani tudták, hogy a  $^{134}\text{Pr}$  és a  $^{188}\text{Ir}$  esetén teljesülnek Frauendorf és Meng modellfeltevései [Di01]. Tehát az energiaminimumhoz tartozó állapotban valóban háromtengelyűen deformált a mag és a tehetetlenségi nyomaték tényleg a közepes tengelyre a legnagyobb. Később Frauendorf átfogó számításokat végzett arra vonatkozóan, hogy a magtérféleken hol várható a királyság szimmetria sérülése. A 3.2. ábrán feltüntettem a számítások eredményeként kapott területeket.

A jelenség dinamikáját Koike és munkatársai vizsgálták PRM modell számítások valamint alapvető szimmetria megfontolások alapján arra az esetre, amikor a páratlan proton és neutron ugyanazon egyrészecske állapotban van (pl.  $h_{11/2}$ ) [Ko03, Ko04]. Speciális kiválasztási szabályok érvényesülését találták az átmeneti valószínűségekre a forgási sávokon belüli illetve a sávok közötti M1 és E2 átmenetek esetén.

A számítások eredményei jól adják vissza a kísérletileg talált energiaeitolódás forgási frekvenciától való függését is. Kis forgási impulzusmomentum esetén ( $\vec{R}$  az 3.1. ábrán) a  $|j\rangle$  és a  $|b\rangle$  állapotokhoz tartozó teljes impulzusmomentum vektorok majdnem egy irányba mutatnak, ezért a két állapot hasonló és a  $\langle j|H|b\rangle$  érték viszonylag nagy. Ekkor a kísérletileg megfigyelhető  $|+\rangle$  és  $|-\rangle$  állapotok energiakülönbsége is nagy. Egyre nagyobb  $\vec{R}$  értékek esetén azonban  $\langle j|H|b\rangle$  egyre kisebb és elég nagy  $\vec{R}$  értéknél

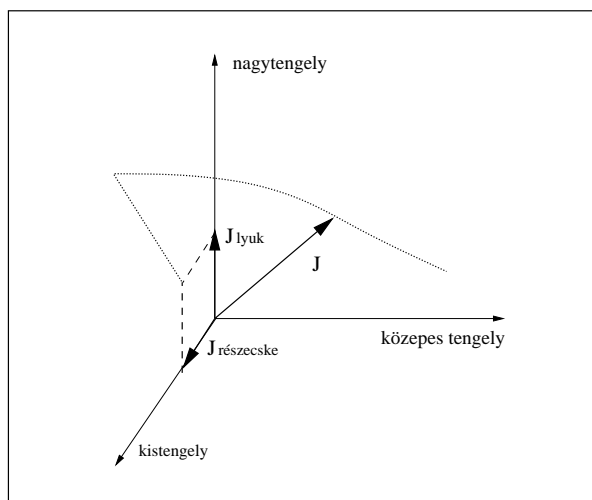


3.2. ábra. A királis forgásra jellemző forgási sáv szerkezetet mutató atommagok elhelyezkedése a magtérképen. A fehér körök a páratlan-páratlan atommagokban, a szürke körök pedig az egyszer-páratlan atommagokban talált királis sávokat jelzik.

nulla körülre csökkenhet. Ekkor azt várjuk, hogy az energiakülönbség is minimálisra csökken.

Olbratowski és munkatársai forgatott-héjmodell számításokkal azt mutatták ki, hogy a királis forgás csak egy kritikus forgási frekvencia felett lép fel [Ol04], az alatt a teljes impulzusmomentum vektor a kistengely és a nagytengely által meghatározott fősíkba esik. Tehát a királis forgás átmeneti jelenség a forgási frekvencia függvényében. A 3.3. ábrán látható a teljes impulzusmomentum beállításának változása a forgási frekvencia változásával.

Starosta és munkatársai a  $^{134}\text{Pr}$  körüli páratlan-páratlan  $^{130}\text{Cs}$ ,  $^{132}\text{La}$  és  $^{136}\text{Pm}$  atommagokban mutatták ki, hogy a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjú forgási sávhoz olyan oldalsáv kapcsolódik amelyben az adott spinű állapotok közelebb vannak az yrast sáv megfelelő spinű állapotaihoz, mint ahogy az egyrészcse-gerjesztés vagy  $\gamma$ -vibráció esetén várható lenne [St01]. Azon-



3.3. ábra. A teljes impulzusmomentum beállításának változása a forgási frekvencia változásával. A pontozott vonal jelzi a teljes impulzusmomentum vektor végpontját a forgási frekvencia függvényében.

ban az energia különbség a két sáv között ezekben az esetekben lényegesen nagyobb volt mint a  $^{134}\text{Pr}$  esetében.

Starosta és munkatársai ugyanezen cikkükben ezt (TAC számítások eredményeire támaszkodva) azzal magyarázták, hogy a magtörzs ezekben az esetekben közelebb van a tengelyes szimmetriához ezért itt a  $\langle j|H|b \rangle$  értéke nagyobb, tehát a királis szimmetria csak gyengén sérül. Ebben az esetben a belső rendszerbeli állapot időben a  $|j \rangle$  és a  $|b \rangle$  állapot közt ingadozik, ezért ezt királis vibrációnak nevezték. Később más a  $^{134}\text{Pr}$  körüli páratlan-páratlan atommagban is kimutattak hasonló, királis vibrációval magyarázható, forgási-sáv párokat [He01, Ha01, Ko01, Ba01, Gi01, St02, Ko03, Ra03a, Ra03b]. Ez arra utal, hogy a királis szimmetriasértést mutató atommagok egy kis szigetet képeznek a magtérképen, ahol a sziget közepén egy erősen szimmetriasértő atommagot gyengén szimmetriasértő atommagok vesznek körbe. Hasonló viselkedést mutatnak más típusú szimmetriasértések is, pl. oktopól deformáció, ami a tértükrözési szimmetria sérülésének felel meg. A 3.2. ábra bal felső részén láthatók azok az atommagok, amelyekben eddig az  $A \sim 130$  magtartományban királis forgásra jellemző forgási-sáv párt találtak.

A királis forgás kísérleti kutatása olyan valencia-nukleon konfigurációk

esetén célszerű, amelyekben a részecske- illetve lyuk-típusú kvázirészecske állapotok kivételes paritású állapotok. A kivételes paritású állapotok az adott nukleonhéjat meghatározó, az  $N$ -edik oszcillátorhéjhoz tartozó,  $(-1)^N$  paritású állapotok közé az  $N+1$ -edik oszcillátorhéjból átnyúló  $(-1)^{N+1}$  paritású állapotok. Míg egy nukleonhéjban többféle héjmodell-állapotnak van normál paritása, addig kivételes paritása csak egyetlen héjmodell állapotnak van. (Például az 50 és 82 mágikus számokkal határolt nukleonhéjban a  $d_{5/2}$ ,  $g_{7/2}$ ,  $s_{1/2}$  és  $d_{3/2}$  állapotok normál paritásúak, a  $h_{11/2}$  pedig az egyetlen kivételes paritású állapot.) Ezért a kivételes paritású konfigurációk kísérleti azonosítása gyakorlatilag a paritás meghatározására redukálódik. A királis forgási-sáv pár azonosításához pedig fontos kísérletileg bizonyítani, hogy a pár mindkét tagja ugyanazon héjmodell konfigurációhoz tartozik. A korábban a  $^{134}\text{Pr}$  körüli páratlan-páratlan atommagban talált forgási sáv-párok  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációja kivételes paritású konfiguráció.

A kivételes paritású konfigurációk azonban nem csak a kísérleti meghatározás egyszerűsödése miatt fontosak. Királis forgás kialakulásához nagy impulzusmomentumú valencia kvázirészecske állapotok szükségesek, és a legnagyobb impulzusmomentumú héjmodell állapotok egy héjon belül mindig a kivételes paritású állapotok. Ezért az egy részecske - egy lyuk típusú királis konfigurációk (az eddig talált királis konfigurációk döntő többsége) mind kivételes paritású konfigurációk.

Bármennyire megalapozottnak is tűnt a  $^{134}\text{Pr}$  és a környező páratlan-páratlan atommagok dublett forgási sávjainak királis magyarázata, a legújabb kísérleti eredmények ennek ellentmondani látszanak. Tonev és munkatársai a forgási állapotok életidejének mérésével kimutatták, hogy a  $^{134}\text{Pr}$  esetén a két forgási sávban a B(E2) redukált átmeneti valószínűségek lényegesen különbözőek [To06]. Hasonló különbséget mutatott ki a  $^{132}\text{La}$  esetében Srebrny és munkatársai [Sr05].

Királishez hasonló forgási sáv szerkezet tehát kialakulhat a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfiguráció esetén más okból is mint a királis szimmetria sérülése. Ezért fontos a kiralitás lehetőségének tanulmányozása más konfigurációknak meg-

felelő más magtartományokban illetve más típusú (pl. három kvázirészecskés) belső állapothoz tartozó forgás esetén. A kompozit királis konfigurációk esetén, amelyek több részecske és/vagy több lyuk típusú valencia kvázirészecskét tartalmaznak, már nem szükségszerű, hogy a konfigurációhoz tartozó minden héjmodell állapot kivételes paritású legyen. Viszont ezekre is igaz, hogy a kiralitás kísérleti igazolása a nem kivételes paritású konfigurációk esetén sokkal nehezebb.

A következő alfejezetekben részletezett vizsgálataim célja királis sávszerkezet kimutatása és tanulmányozása volt más magtartományokban illetve más típusú forgási sávok esetén. Vaman és munkatársai királis forgási-sáv rendszert találtak a  $^{104}\text{Rh}$  atommagban [Va04]. Vizsgálataim konkrét célja volt kideríteni, hogy a  $^{104}\text{Rh}$  körüli atommagok szintén királis szigetet alkotnak-e, és hogy ez itt a három kvázirészecskés állapotokban is megjelenik-e. Bár az atommag-kiralitás koncepciója és a TAC számítások eredményei szerint a jelenség nem korlátozódik a páratlan-páratlan atommagokra, vizsgálataim megkezdése előtt három kvázirészecskés állapotra épülő királis forgási-sáv szerkezet nem volt ismert. Munkámmal párhuzamosan publikálták Zhu és munkatársai az első ilyen esetet a  $^{135}\text{Nd}$  atommagban [Zh03].

## 3.2. A kiralitással kapcsolatos saját eredmények

A  $^{104}\text{Rh}$  körüli atommagok kiralitásának vizsgálatát a  $^{105}\text{Rh}$  és a  $^{106}\text{Rh}$  atommaggal kezdtem. E célból társszövívőként nemzetközi együttműködésben kísérletet javasoltam a strasbourgi IReS laboratóriumban az Euroball detektorrendszer plusz a Diamant segéd-detektor használatával. A kísérletet elvégeztük, és királis sávokat találtunk mindkét atommagban. Ezen eredmények hatására egy az amerikai National Science Foundation által finanszírozott COBASE (Collaboration in Basic Science and Engineering) ösztöndíj lehetőséget adott rá, hogy bekapcsolódjak a  $^{102,103,104}\text{Rh}$  atommagok kiralitásának vizsgálatába a Gammasphere detektorrendszerrel, és új kísérleteket javasoljak kiralitás keresésére a  $^{105}\text{Ag}$  és a  $^{79}\text{Kr}$  atommagokban. A  $^{108,109}\text{Ag}$

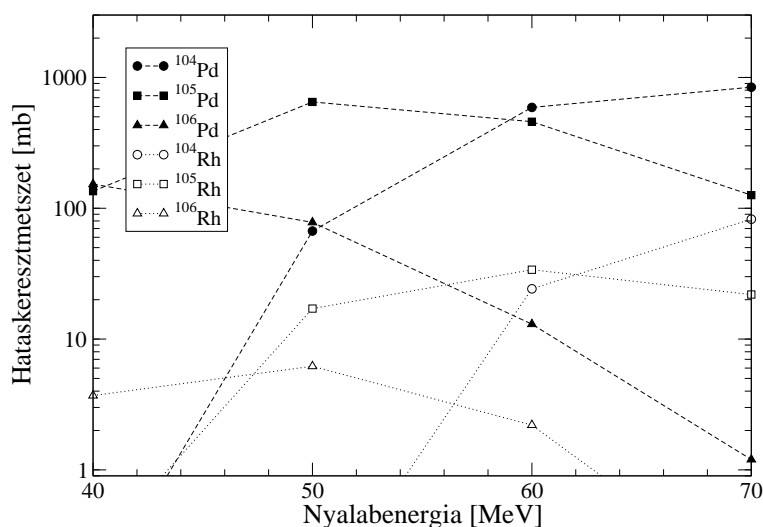
atommagok vizsgálatára a Dél-Afrika-i iThemba Labs laboratóriumba adtam be javaslatot és végeztem el a kísérletet nemzetközi együttműködésben.

A vizsgált  $^{104}\text{Rh}$  körüli magtartományban a páratlan-páratlan atommagokban a  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjú sávokban, az egyszer páratlan atommagok három kvázirészecskés állapotaiban pedig a  $\pi g_{9/2}\nu(h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávokban kerestük a királis forgást. A páratlan atommagok esetén a nem kivételes paritású konfigurációkban is vizsgáltuk a kiralitás lehetőségét, de ezen esetekben a kiralitásra vonatkozóan nem tudtunk határozott következtetést levonni. A vizsgált atommagok közül eddig a  $^{102,103,105,106}\text{Rh}$  és a  $^{105}\text{Ag}$  atommagokra kapott eredményeket publikáltam, így ezekről számolok be a következő alfejezetekben. Szintén ebben a fejezetben írok a  $^{124}\text{Cs}$  atommagra vonatkozó vizsgálatokról. Bár az erre vonatkozó munkának nem a kiralitás vizsgálata volt a célja, mégis egy olyan forgási sáv megtalálásához vezetett, amelyről később kiderült, hogy királis vibrációval értelmezhető, és a  $^{134}\text{Pr}$  körüli királis sávpárok egyike.

### 3.2.1. Királis forgási sávok a $^{105}\text{Rh}$ és a $^{106}\text{Rh}$ atommagokban

A  $^{104}\text{Rh}$  esetében a királis forgás a  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációhoz tartozik, ami a mag yrast forgási sávja a közepes spin tartományban. A  $^{106}\text{Rh}$  atommagban ugyanezen konfiguráció esetén vártuk a királis forgást, míg a  $^{105}\text{Rh}$  esetén a három kvázirészecskés  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfiguráció esetén. Ezek szintén yrast forgási sávoknak felelnek meg, így előállításukra a fúzió-párolgás típusú magreakciók a legalkalmasabbak. A lehetséges céltárgy plusz bombázó nyaláb kombinációkból a  $^{96}\text{Zr} + ^{13}\text{C}$  reakciót választottuk, mivel a számunkra érdekes spintartományban ez állítja elő a legnagyobb hatás keresztmetszettel a  $^{105}\text{Rh}$  és a  $^{106}\text{Rh}$  atommagok gerjesztett állapotait.

A  $^{96}\text{Zr}$  céltárgynak  $^{13}\text{C}$  nyalábbal történő bombázása során a  $^{109}\text{Pd}$  közbelső mag áll elő, ami végül neutronok, protonok, illetve  $\alpha$ -részecskék elpárolgásával Pd, Rh, Ru, ... végmagokba bomlik. Mint az a 3.4. ábrán látható, a Pd atommagok kb. egy nagyságrenddel nagyobb hatás keresztmetszettel áll-



3.4. ábra. A *PACE* programmal számolt hatáskeresztmetszetek a vizsgált magreakció különböző csatornáira.

nak elő, mint a vizsgálni kívánt Rh-ok. A Pd magok által kibocsátott zavaró háttérsugárzás tehát kb. tízszer akkora, mint a Rh atommagokból származó sugárzás, ezért szükséges volt a Rh atommagok legerjesztődéséhez tartozó események kiválogatása az összes eseményből.

A kísérleteket a strasbourgri IReS laboratóriumban végeztük. A  $^{13}\text{C}$  nyalábot a Vivitron VdG gyorsító szolgáltatta. A kísérleteket két nyalábenergián végeztük: 51 MeV-en és 58 MeV-en. Mint a 3.4. ábra mutatja, az első energia a  $^{106}\text{Rh}$ -ra, a második pedig a  $^{105}\text{Rh}$ -ra biztosított optimális hatáskeresztmetszetet. Az atommagok legerjesztődésekor kilépő  $\gamma$ -sugárzást az EUROBALL IV detektorrendszer (lásd 2. fejezet) egy olyan változatával detektáltuk, amely 15 Cluster és 24 Clover detektort tartalmazott. A céltárgy két  $0.56 \text{ mg/cm}^2$  vékony fém fóliából állt, amelyek 86%  $^{96}\text{Zr}$  izotópot tartalmaztak. A Rh végmagra vezető, egy proton kibocsátásával járó, események kiválogatása céljából a DIAMANT töltött részecske-detektor rendszert használtuk mint segéd-detektort. A DIAMANT ebben a konfigurációban 88 CsI detektort tartalmazott, hatásfoka protonokra 67%,  $\alpha$ -részecskékre pedig 55% volt. A detektorrendszer a 2.5. ábrán látható kinyitott állapotban.

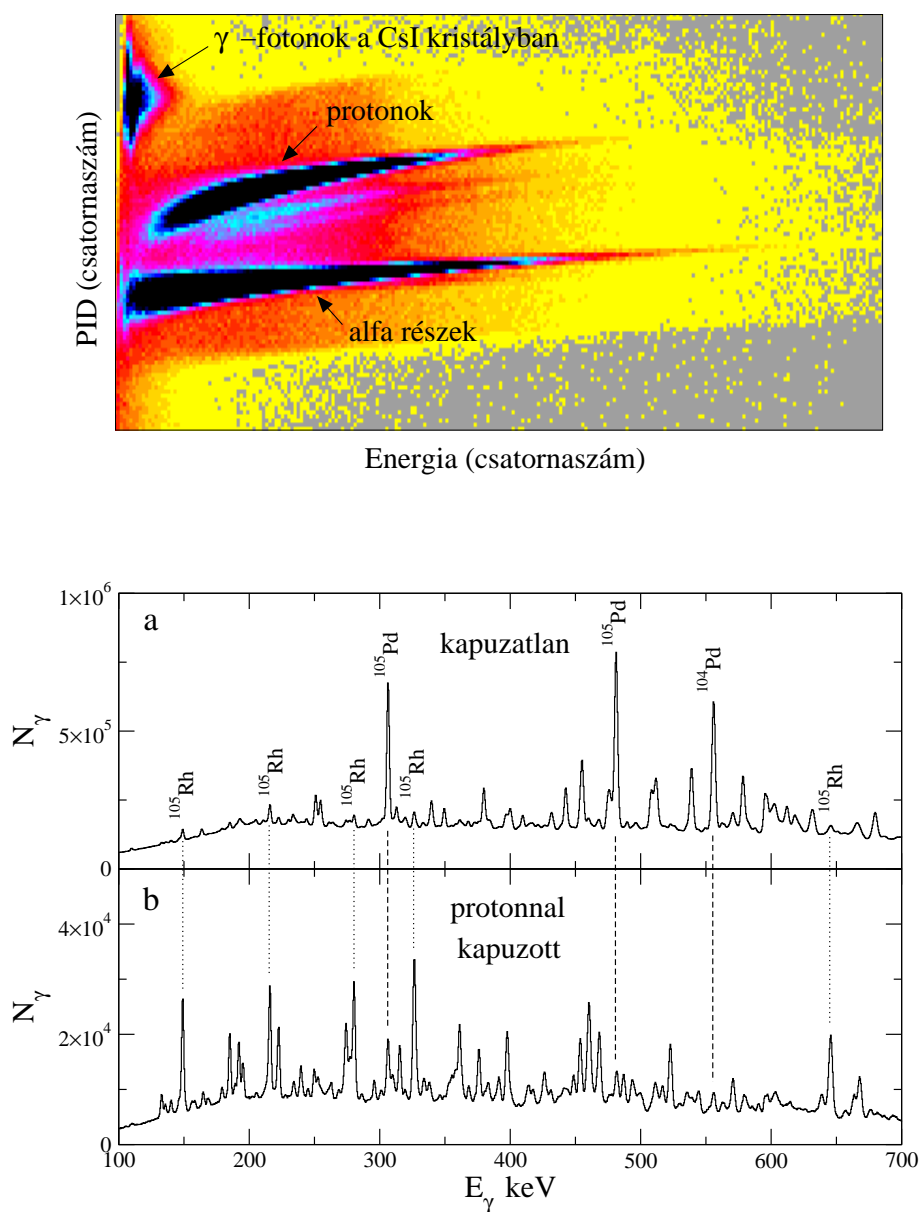
Azokból az eseményekből származó  $\gamma$ -sugárzás és töltött részecske ada-



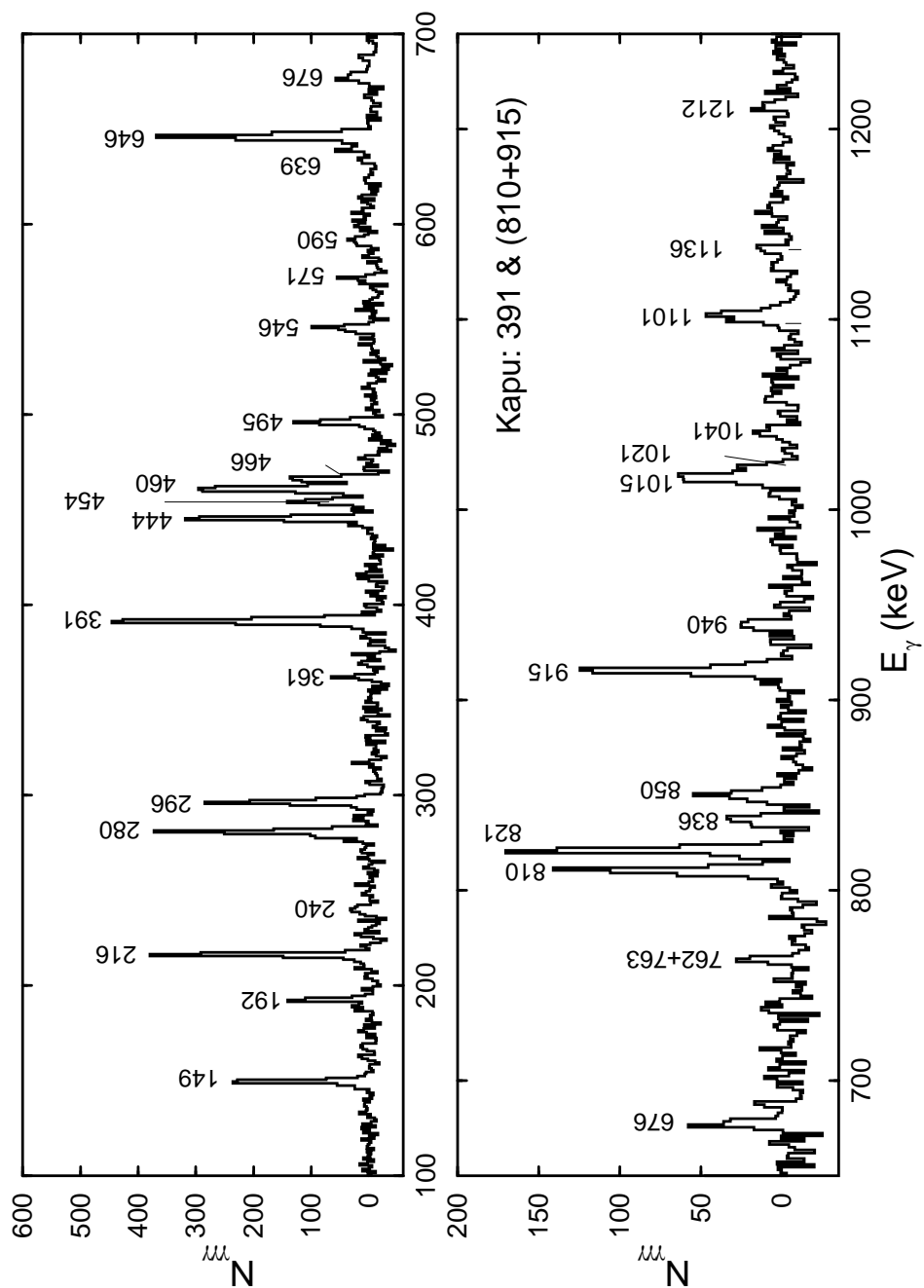
tokat gyűjtöttük és írtuk fel mágnesszalagokra, amelyekben legalább három Compton-elnyomott Ge detektor detektált  $\gamma$ -sugárzást a 100 ns koincidencia-időablakon belül. Összesen kb.  $2 \times 10^9$  háromszoros vagy többszörös koincidencia eseményt gyűjtöttünk az öt napos kísérlet alatt. Ebből kb.  $5 \times 10^7$  tartozott a  $^{105}\text{Rh}$  atommaghoz, és kb.  $1 \times 10^7$  a  $^{106}\text{Rh}$  atommaghoz.

A clover és a cluster detektorok energia és hatásfokhitelesítését  $^{152}\text{Eu}$  és  $^{133}\text{Ba}$  forrással végeztük.

A kísérlet alatt a DIAMANT detektorrendszer nem vett részt a gyűjtési feltétel (trigger) kialakításában. A Rh atommagokhoz tartozó események kiválogatása az off-line adatfeldolgozás első lépése volt. Ennek során az egyes CsI detektorok PID (részecske-típus) és energia jeleiből kétdimenziós mátrixokat készítettem, amelyekben jól elkülönülnek a különböző detektált részecskéknek megfelelő tartományok. Egy ilyen mátrix a 3.5. ábra felső részén látható. Ezután egy új, eseményenkénti adatbázist készítettem, amibe csak azok az események kerültek bele, amelyekben valamelyik CsI detektor töltött részecskét detektált, és a detektált töltött részecskének megfelelő pont a detektorhoz tartozó energia-PID mátrixban a protonoknak megfelelő tartományba esett. A tartományok (két dimenziós kapuk) kijelölése természetesen valamennyire szubjektív. Lehet szorosabb (kisebb tartomány) vagy lazább (tágabb tartomány) határokat kijelölni. Túl szoros kapuk esetén eredményesebben zárjuk ki a nem Rh-hoz tartozó eseményeket, viszont sok jó eseményt is kizárunk, míg túl laza kapukkal nem zárjuk ki elég hatékonyan a nem Rh-hoz tartozó eseményeket. Az adatfeldolgozás során választott kapukkal sikerült a nem Rh-hoz tartozó eseményeket kb. a 40-ed részére csökkenteni, míg a Rh-hoz tartozó eseményeknek kb 65 százaléka megmaradt. Megjegyzem, hogy a 65% főleg a CsI detektorok proton-detektálási hatásfokából ered, és csak kevésbé függött a megfelelő kapuk megválasztásától. A 3.5. ábra alsó részén a kísérlet során gyűjtött összes eseményből és a kapuzott eseményekből vett gamma-energia spektrumokat hasonlítottam össze. Jól látható, hogy a legnagyobb háttérrel adó Pd-ből származó gamma-sugárzás jelentősen csökkent a Rh gamma-sugárzáshoz képest a kapuzott spektrumban.



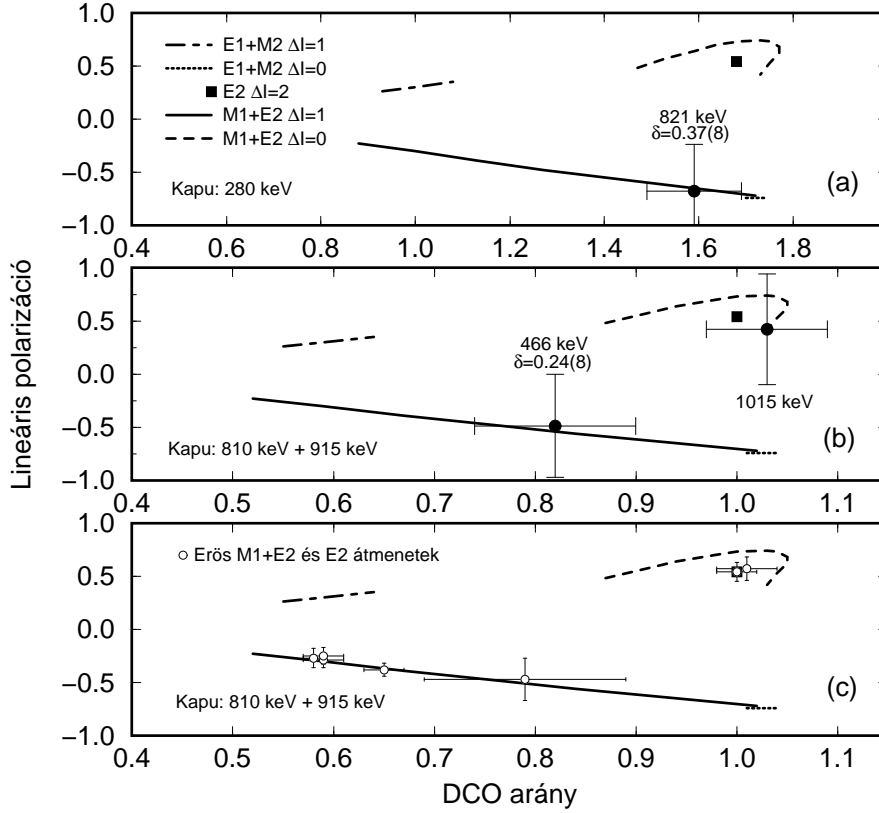
3.5. ábra. A DIAMANT detektorrendszer egy elemének energia- és PID-jele két dimenziós mátrixba rendezve. Látható, hogy a protonokhoz, az alfa-részeckekhez és a gamma-fotonokhoz tartozó jelek jól elkülönülnek, ami lehetővé teszi a  $(p, xn)$  csatornákhöz tartozó események kiválogatását (felső panel). A teljes (kapuzatlan) és a protonnal kapuzott spektrum összehasonlítása (alsó panel).



3.6. ábra. Egy  $\gamma\gamma\gamma$ -koincidencia minta-spektrum, amely a  $^{105}\text{Rh}$  atommagban észlelt új forgási sáv gamma átmeneteinek koincidencia kapcsolatait mutatja.

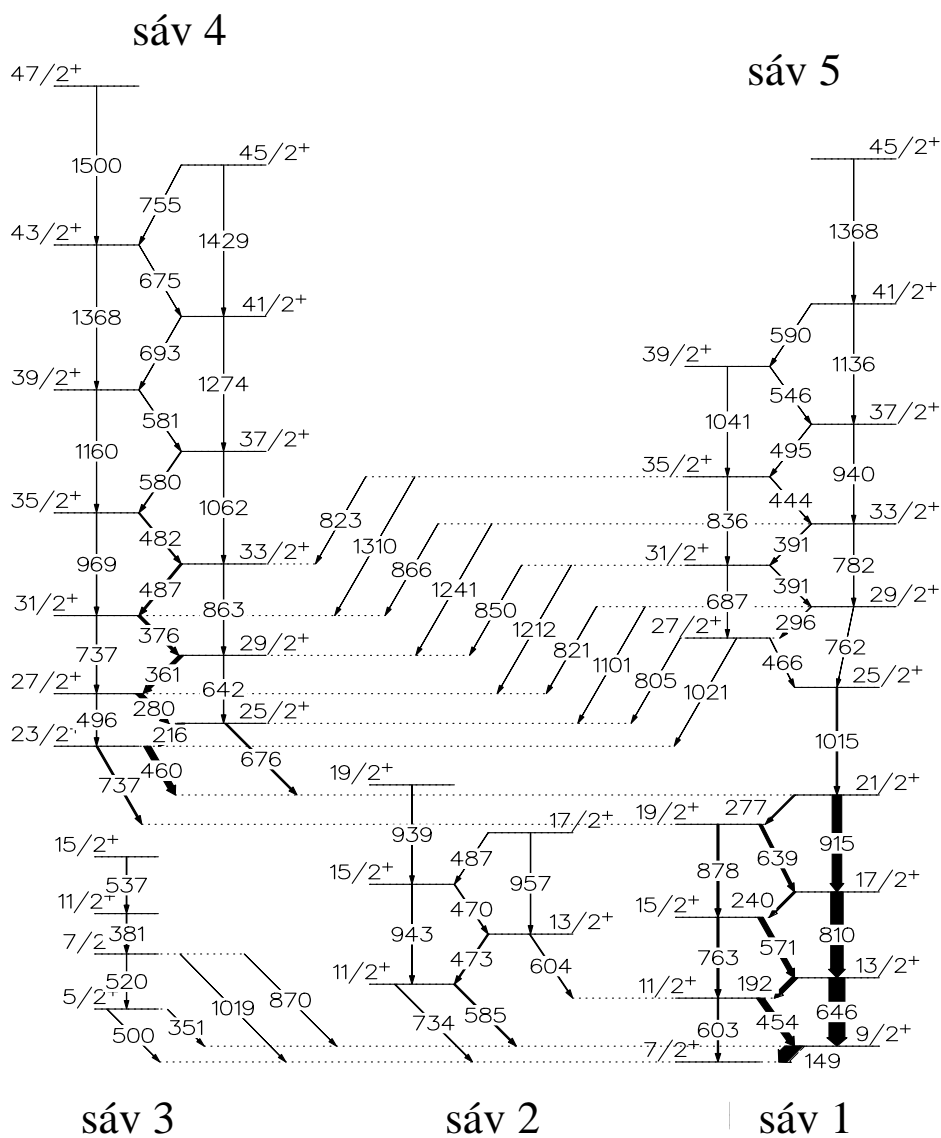
A kiválogatott - protonkibocsátással járó - eseményekből vett gamma-energiákból két- és háromdimenziós koincidencia mátrixokat készítettem. A vizsgált atommag gerjesztett állapotait a háromdimenziós mátrixokban megfigyelhető koincidencia kapcsolatok, koincidencia-intenzitások és a gamma-energiák alapján határoztam meg a Radware interaktív, grafikus programcsomag segítségével. A 3.6. ábrán egy minta koincidencia-spektrum látható, amely a  $^{105}\text{Rh}$  atommagban észlelt új gamma-sugárzások koincidencia kapcsolatait mutatja. A mért koincidencia kapcsolatok alapján számos új gamma-sugárzást azonosítottam a  $^{105}\text{Rh}$  és  $^{106}\text{Rh}$  atommagokhoz. Mindkét atommagban sikerült a már ismert forgási sávokban új, nagyobb spinű állapotokat találni és a vizsgált (kivételes paritású) konfigurációjú forgási sávhoz kapcsolódó új forgási sávot azonosítani, ami királis partner sávként szóba jöhet.

Az új forgási állapotok spinjének és paritásának meghatározása az őket ismert spin-paritású állapotokkal összekötő gamma-átmenetek multipolaritásának mérésével történt. Az észlelt új gamma-sugárzások multipolaritását a DCO arány és a lineáris polarizáció mérésével határoztam meg a 2. fejezetben tárgyalt módon. A DCO arány méréséhez a gamma detektorokat két csoportba osztottam. Az egyik csoport a nyalábirányhoz képest átlagosan 90 fokban elhelyezett clover detektorok csoportja volt, a másikat pedig az átlagosan 135 fokban elhelyezett cluster detektorok alkották. A lineáris polarizáció mérése a clover detektorok nyalábiránnyal párhuzamos illetve arra merőleges kristály-párjai közötti Compton szóródás hatáskeresztmetszetének anizotropiáján alapult. Az így kapott kísérleti DCO arány és lineáris polarizáció értékeket az adott detektorgeometriára különböző lehetséges multipolaritás feltételezésével számolt értékekkel vettem össze. Példaként a 3.7. ábrán a  $^{105}\text{Rh}$  atommagban talált új forgási sáv spinjeinek és paritásának meghatározása szempontjából kulcsfontosságú gamma átmenetek multipolaritásának meghatározását mutatom be. A számolás során az atommag spinjének nem teljes orientációja miatti gyengítési faktorokat ismert multipolaritású intenzív gamma-átmenetek mért DCO arány és lineáris polarizáció értékeihez il-



3.7. ábra. (a),(b) Kísérleti (körök  $x$  és  $y$  irányú hibákkal) és elméleti (négyzet és különböző típusú vonalak) DCO arány és lineáris polarizáció értékek a  $^{105}\text{Rh}$  új forgási sávjában kulcsfontosságú átmenetkre. (c) A kísérleti és számolt értékek összevetése ismert multipolaritású intenzív átmenetekre.

lesztem mint az látható az ábra (c) paneljén. Kvadrupól átmenet esetén tiszta  $\Delta I=2$  sugárzást feltételeztem, míg az alapvetően dipól átmenetek esetén megengedtem  $\Delta I=1$  és  $\Delta I=0$  lehetőségeket, és kis mértékű kvadrupól bekeveredést is. M1+E2 multipolaritás esetén a  $\delta$  keveredési arányt a  $[-0.1, 0.45]$  intervallumban változtattam, míg E1+M2 esetén a  $[-0.05, 0.05]$  intervallumban. A kulcsfontosságú átmenetekre így egyértelmű multipolaritást és keveredési arányokat sikerült meghatározni, amit az ábra (a) és (b) panelje mutat. Ezek felhasználásával sikerült egyértelmű spin és paritás értékeket rendelni az új forgási sávok állapotaihoz.



3.8. ábra. A  $^{105}\text{Rh}$  atommag nívósémájának a kiralitás szempontjából érdekes része. A gamma energiák keV-ben vannak megadva, az átmeneteket reprezentáló nyílak vastagsága az átmenetek intenzitásával arányos.

A 3.8. ábrán a  $^{105}\text{Rh}$  atommag nívósémájának a kiralitás szempontjából érdekes részét tüntettem fel. A 4. sáv a már korábban ismert  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sáv. Ehhez sok M1+E2 és E2 átmenettel kapcsolódik az új 5. sáv, amelynek a tulajdonságai hasonlóak a 4. sáv tulajdonságaihoz. Mindkét sáv pozitív paritású. A két sáv kiralitás szempontjából fontos tulajdonságait a 3.9. ábrán vettem össze. Ez az összehasonlítás azt mutatja, hogy az eddigi ismereteink szerint a kiralitáson kívüli más lehetséges magyarázatok a két sávra kizárhatók. A két sáv azonos spinű állapotai közti energiakülönbség a sáv aljától a kísérletileg elért legnagyobb spinű állapotokig fokozatosan csökken kb. 400 keV-ről kb. 50 keV-ig. Az új sávhoz hasonló sáv létének magyarázatára a kiralitáson kívül két másik lehetőséget ismerünk: (a) az új sáv az ismert  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávhoz tartozó  $\gamma$ -sáv, vagy (b) az új sávban az egyik neutron egy magasabban gerjesztett  $h_{11/2}$  Nilsson pályán foglal helyet. Egyik eset sem egyeztethető össze a kísérletileg észlelt energiakülönbséggel. Az (a) esetben az alapállapotú sáv (1. sáv) és a hozzá tartozó  $\gamma$ -sáv (2. sáv) energiakülönbségének ismeretéből, a (b) esetben pedig cranking modell számítások eredményeiből tudjuk, hogy az energiakülönbségnek a legnagyobb ismert spinű állapotokban is kb. 400 - 500 keV-nek kellene lennie, ami egy nagyságrenddel nagyobb a kísérleti értéknél, ráadásul ebben az esetben az észlelttel ellentétben az energiakülönbség értéke növekedve a spin növekedésével. Így ezeket a lehetőségeket kizárva, a két sávból álló szerkezet magyarázatára csak a királis forgás esete marad. Az ábra középső paneljén a két forgási sávra kapott  $S(I) = [E(I) - E(I-1)]/2I$  értéket ábrázoltam. Ezen mennyiség ugrándoos az I spin függvényében a gerjesztési energiának az  $E \sim I(I+1)$  szabálytól való eltérését mutatja, ami a Coriolis erő hatására lép fel, ha a valencianukleon impulzusmomentuma kis szöget zár be a forgástengellyel. A Coriolis erő nulla, ha a valencianukleon impulzusmomentuma merőleges a forgástengelyre, ami a királis forgás esetére jellemző, így ekkor folytonos függést várunk, ami az ábra szerint jó közelítéssel teljesül. Ez tovább erősíti a királis magyarázatot. Ugyanígy erősíti az a tény is, hogy a két sávra kapott  $B(M1)/B(E2)$  redukált átmeneti valószínűség arányok (legalsó

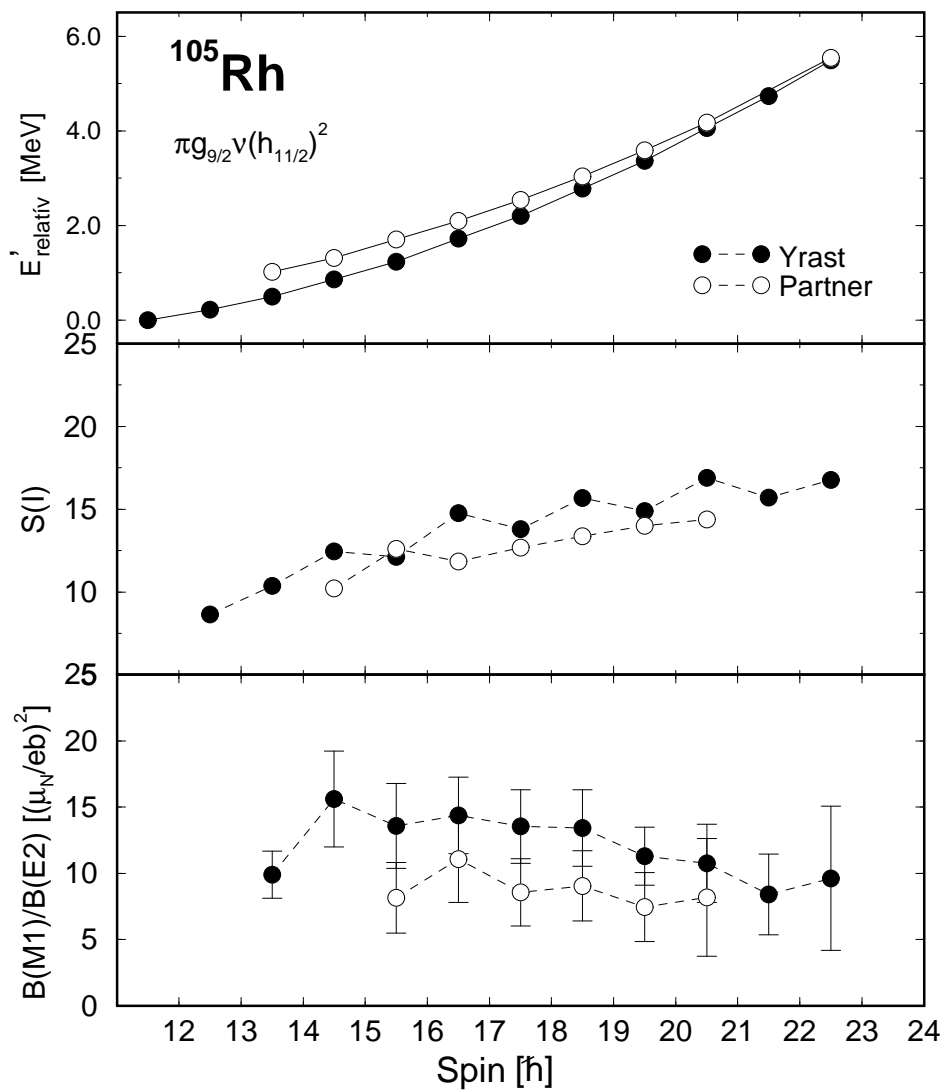
panel) a kísérleti hibán belül megegyeznek a két sáv esetén.

A  $^{106}\text{Rh}$  atommagban talált új forgási sáv, ami a  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjú ismert sávhoz kapcsolódik hasonló tulajdonságokat mutat a  $^{105}\text{Rh}$ -ban talált új sávhoz, bár itt a két sáv közti energiakülönbség, 200 -300 keV, nem csökken a spin függvényében, hanem közel állandó marad. Azonban ez az érték még mindig csak kb. a fele annak, ami a kiralitástól eltérő magyarázatok esetén lenne várható. Emellett a  $^{105}\text{Rh}$  esetéhez hasonlóan az  $S(I) = [E(I) - E(I-1)]/2I$  függvény menete és a hasonló  $B(M1)/B(E2)$  redukált átmeneti valószínűség arány értékek erősítik a királis forgás meglétét ebben az atommagban.

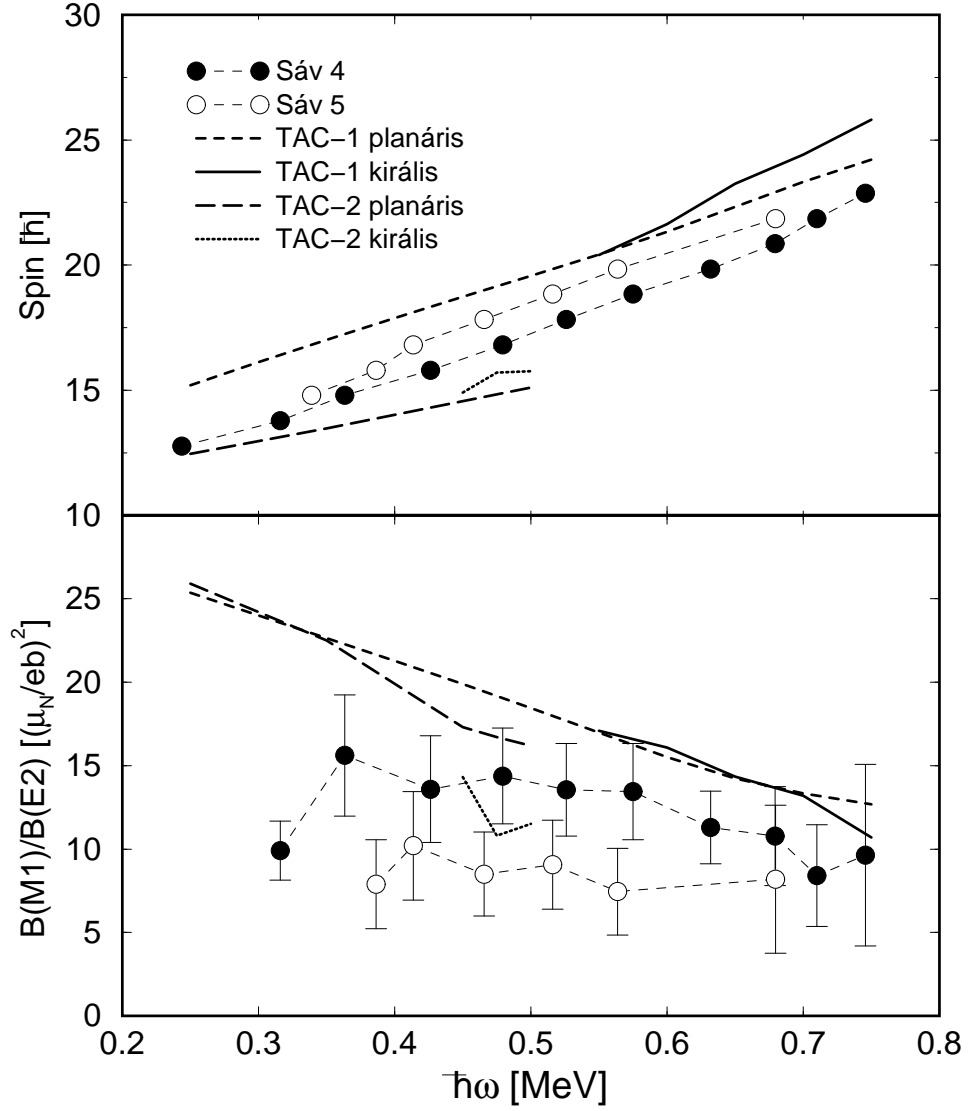
A két atommagra kapott kísérleti eredményeket magelméleti számítások eredményeivel vetettük össze. A  $^{105}\text{Rh}$   $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávjára ferde tengelyű cranking modellel végeztünk számításokat, aminek az eredménye igazolta, hogy a magtartományban elfogadott általános paraméterek feltételezésével királis forgás várható ebben az atommagban. A számítások eredménye szerint az atommag alakja az ezen konfigurációhoz tartozó állapotokban 29 fokos gamma-értékkel jellemezhető háromtengelyű (30 fok felel meg a maximális háromtengelyűség mértékének). A forgástengely a sávok alján (kis spinű állapotokban) a kis- és a nagytengely által meghatározott síkba esik, azonban a legnagyobb spinű állapotokban a forgástengely kilép a fősíkokból és a forgás királissá válik. A 3.10. ábrán a forgó  $^{105}\text{Rh}$  atommag számolt és kísérleti teljes impulzusmomentumát és a forgási sávhoz tartozó  $B(M1)/B(E2)$  redukált átmeneti valószínűségeket hasonlítottam össze. A számításokat két különböző parametrizációval végeztük, az egyikben nem tételeztünk fel neutron párkölsönhatást, míg a másikban igen. Látható, hogy a párkölsönhatás nélküli számítások eredményei jól egyeznek a kísérleti eredményekkel. A  $^{106}\text{Rh}$  atommagra kapott kísérleti eredményeket kétrészecske-rotor modell számításokkal vetettük össze, amely összehasonlítás szintén igazolta a királis magyarázatot ebben az atommagban is.

Tehát királis forgást sikerült kimutatni  $^{105}\text{Rh}$  [Ti04] és a  $^{106}\text{Rh}$  [Jo04] atommagokban, ami azt jelzi, hogy a  $^{104}\text{Rh}$  atommag körül egy új királis





3.9. ábra. A kiralításra jellemző mennyiségek kísérleti értékei a  $^{105}\text{Rh}$   $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávjára. (a) Az azonos spinű állapotok energia-különbsége. (b) Az  $S(I)$  mennyiség a spin függvényében. (c) A  $B(M1)/B(E2)$  redukált átmeneti valószínűségek.



3.10. ábra. Kísérleti és TAC modellel számolt teljes impulzuszómomentum és  $B(M1)/B(E2)$  redukált átmeneti valószínűségek összevetése a  $^{105}\text{Rh}$   $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávjára. A TAC-1 jelzés felel meg a neutron párkölcsönhatás nélkül, a TAC-2 pedig a neutron óárkölcsönhatással számolt értékeknek.

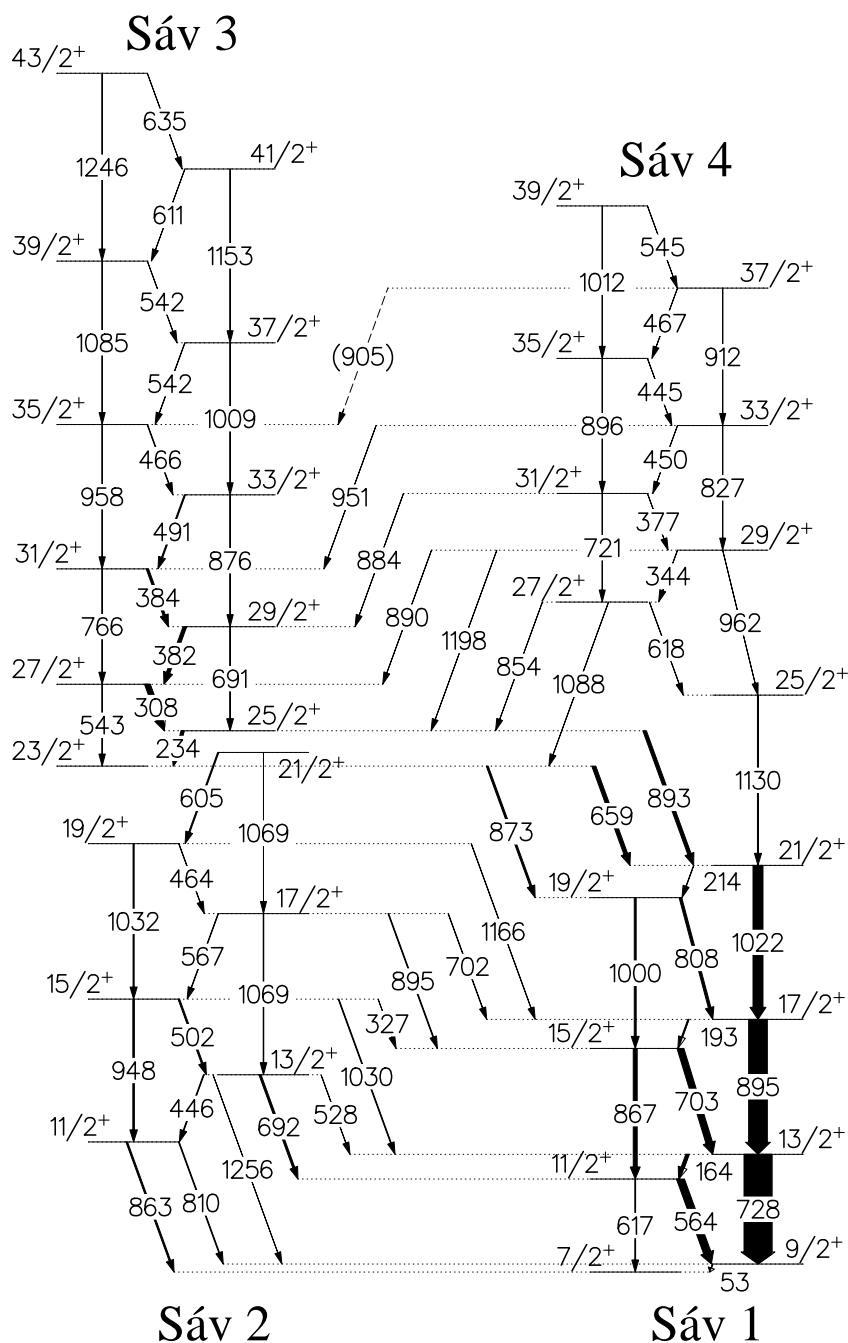
szigetet találtunk. A kiralitás kimutatása a  $^{105}\text{Rh}$ -ban emellett bizonyítja, hogy az atommag kiralitás nem korlátozódik a páratlan-páratlan magokra, hanem általános jelenség egy magtartományban. A  $^{105}\text{Rh}$  a második atommag (ebben a magtartományban az első) ahol kettőnél több nagyspinű valencianukleonnal jellemzett konfiguráció esetén lép fel királis forgás (kompozit kiralitás). Ez az atommag az első, ahol egyszerre látunk királis partner sávokat és gamma-sávot, így lehetőség van ezek összehasonlítására.

### 3.2.2. Királis forgási sávok a $^{102}\text{Rh}$ és $^{103}\text{Rh}$ atommagokban

A  $^{104}\text{Rh}$  körüli atommagok kiralitása vizsgálatának következő lépése a  $^{102}\text{Rh}$  és  $^{103}\text{Rh}$  atommagok tanulmányozása volt. A kísérletekben a gerjesztett állapotok előállítása itt is fúzió-párologás típusú magreakcióval történt. A Lawrence Berkeley National Laboratory 88 inches ciklotronja által 40 MeV-re gyorsított  $^{11}\text{B}$  nyaláb ütközött a  $0.5\text{ mg/cm}^2$  vékony  $^{96}\text{Zr}$  fém fóliába. Mivel ebben a magreakcióban néhány neutron kipárologással a Rh izotópok gerjesztődtek a legintenzívebben, így itt nem volt szükség részecskedetektor használatára csatornakiemelés céljából. A kibocsátott gamma sugárzást a Gammasphere detektorrendszer detektálta. A detektált  $\sim 9 \times 10^8$  négyszeres vagy többszörös koincidencia eseményből három és négydimenziós koincidenciámatrixokat készítettem, amiket felhasználva a Radware programcsomag segítségével az előző alfejezetben leírt módon meghatároztam a  $^{102}\text{Rh}$  és  $^{103}\text{Rh}$  atommagok gerjesztett állapotait és azok gamma-bomlásait.

Ezen kísérlet adataiból sikerült jelentősen kiterjeszteni a két vizsgált atommag gerjesztett állapotaira vonatkozó ismereteinket. Mindkét atommagban számos új forgási sávot találtam. A  $^{103}\text{Rh}$  atommagban az új forgási sávok közül az egyik a már korábban ismert  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávhoz kapcsolódik számos gamma-átmenettel. A 3.11. ábrán a  $^{103}\text{Rh}$  atommag nívósémájának ezt két sávot is tartalmazó pozitív paritású részét mutatom be példaként.

A Gammasphere detektorrendszer is lehetőséget adott DCO-arány mé-

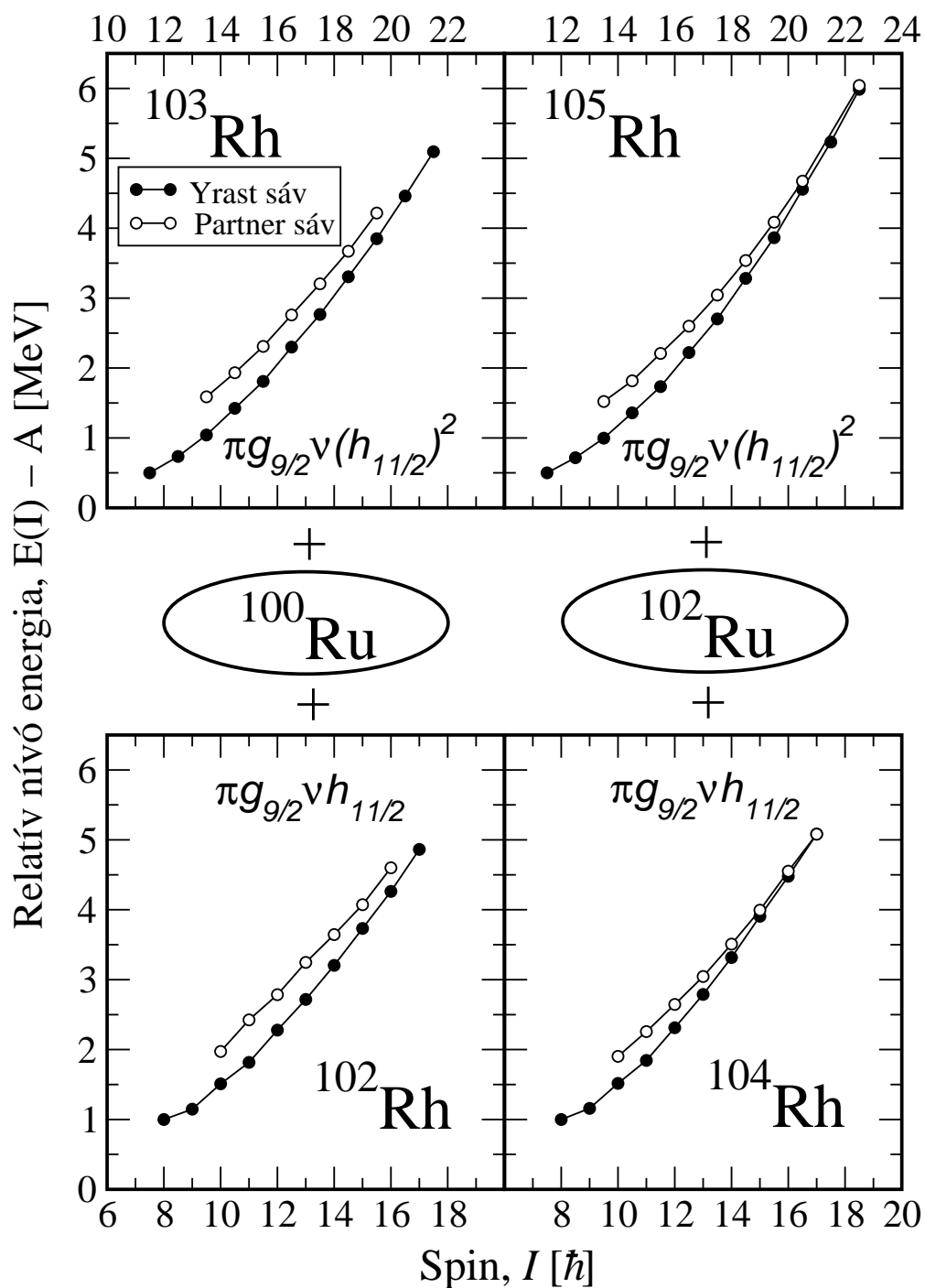


3.11. ábra. A  $^{103}\text{Rh}$  atommag nívósémájának a kiralitás szempontjából érdekes része. A gamma energiák keV-ben vannak megadva, az átmeneteket reprezentáló nyilak vastagsága az átmenetek intenzitásával arányos.

résre. Jelen esetben a két dimenziós DCO mátrix egyik tengelye a 90 fok körüli öt detektorgyűrűben detektált gamma-energiáknak, míg a másik a leginkább előre illetve hátra-irányú 3-3 detektorgyűrűben detektált gamma-energiáknak felelt meg. A legerősebb átmenetekre mért DCO-arány értékeket felhasználva meghatároztam a új sáv állapotainak spinjeit. A sáv paritását lineáris polarizáció mérés hiányában az új sáv adott állapotából az ismert sáv állapotaira menő dipól és kvadrupól átmenetek különböző paritások esetén várható relatív erősségének a kísérleti elágazási aránnyal való összevetésével határoztam meg. Az új sáv paritása a  $^{105}\text{Rh}$  esetéhez hasonlóan megegyezik a  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  sáv paritásával. Az azonos spinű állapotok közti energiakülönbség itt is csökken a spin függvényében, azonban a legnagyobb elért spineknél nem tart a nullához, hanem kb. 350 keV marad. Ha tehát ez a dublett sáv szerkezet a kiralitást tükrözi, akkor itt jelentős királis vibrációról van szó ellentétben a  $^{105}\text{Rh}$  esetével. A két sávra kapott S(I) érték viszont a  $^{105}\text{Rh}$ -hoz hasonlóan itt is alapvetően sima függvénye a spinnek és a két sávra kapott B(M1)/B(E2) redukált átmeneti valószínűség arányok itt is hibán belül megegyeznek. Ez a dublett sáv szerkezet tehát jó jelölt lehet királis sáv szerkezetre. A  $^{102}\text{Rh}$  atommagban is hasonló szerkezetű partner sávot találtam a  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjú sávhoz, így ez az atommag szintén jó jelölt a királis forgásra.

Így a  $^{104}\text{Rh}$  körüli magtartományban már öt Rh atommagot ismerünk, amely királis tulajdonságokat mutat. Ezek közül kettő, a  $^{103}\text{Rh}$  és a  $^{105}\text{Rh}$ , a  $^{100}\text{Ru}$  és  $^{102}\text{Ru}$  magtörzshöz képesti  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  három-nukleon konfigurációban mutatja a királis viselkedést, míg a  $^{102}\text{Rh}$  és a  $^{104}\text{Rh}$  az ugyanezen magtörzsekhez képesti  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációban. Ezzel először állt elő az a lehetőség, hogy összehasonlíthassuk olyan királis-jelölt dublett sávok tulajdonságait amelyek azonos magtörzshöz de különböző valencia-nukleon konfigurációhoz tartoznak, illetve amelyek azonos valencia-nukleon konfigurációhoz de különböző magtörzshöz tartoznak.

A 3.12. ábrán a két sáv közti energiakülönbséget hasonlítottam össze a fenti négy atommagra a spin függvényében. Látható, hogy az energiakü-



3.12. ábra. A királis-jelölt dublett sávok energiakülönbségeinek összehasonlítása a  $^{102,103,104,105}\text{Rh}$  atommagokban.

lönbség nagyon hasonló az azonos magtörzshöz de különböző konfigurációhoz tartozó esetekben, míg az azonos konfigurációhoz de különböző magtörzshöz tartozó esetekben különböző. Ez az eredmény összhangban van az észlelt dublett sávok királis magyarázatával és kizárja azt a lehetőséget, hogy a nagyobb energiájú sávban a neutron (vagy az egyik neutron) a kisebb energiájú sáv állapotához képest egy magasabban gerjesztett  $h_{11/2}$  állapotba kerül [Ti06]. Ekkor ugyanis a különböző konfigurációhoz tartozó dublett sávok energiakülönbsége különböző kellene hogy legyen.

### 3.2.3. Királis forgás keresése a $^{105}\text{Ag}$ atommagban

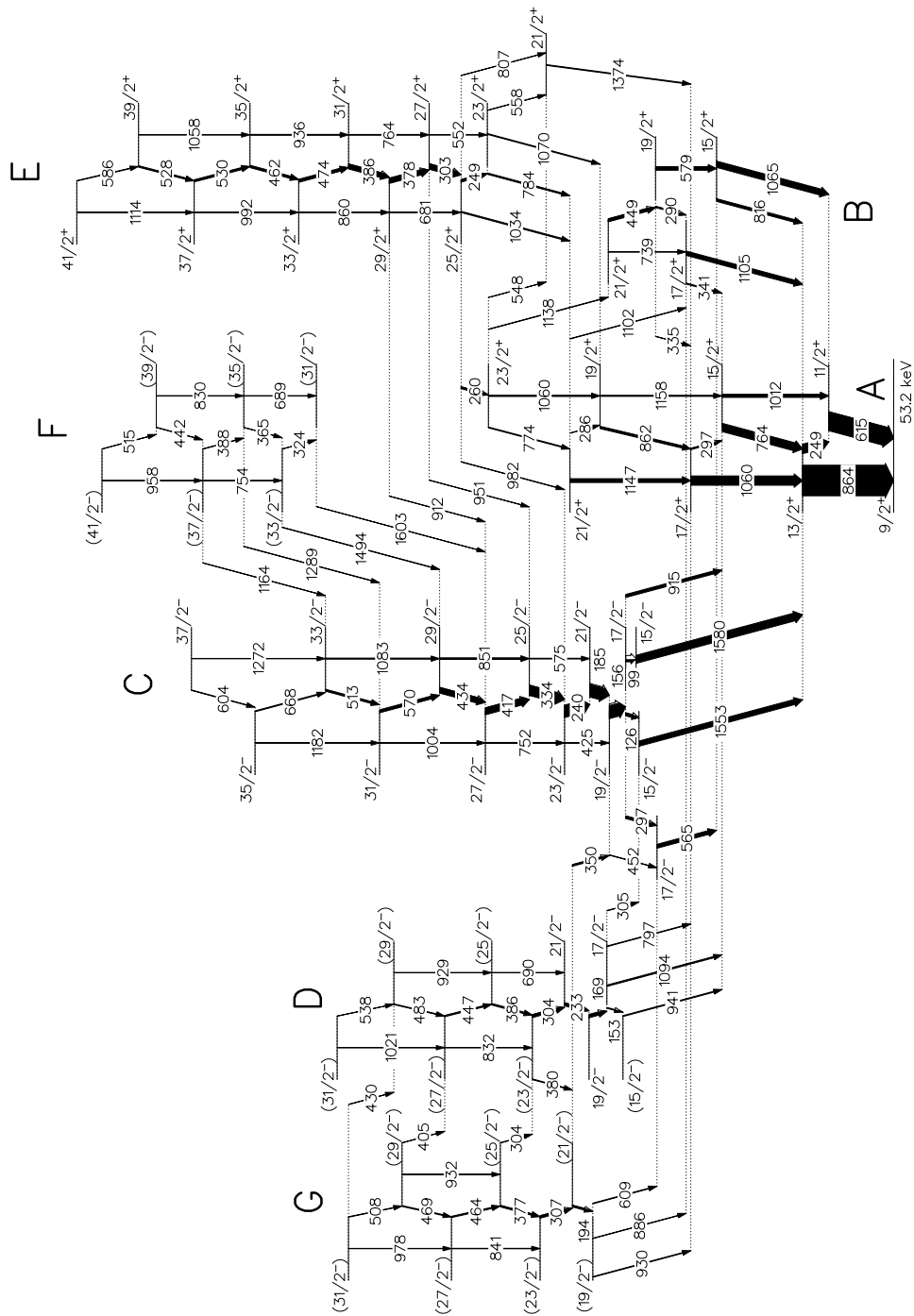
A  $^{104}\text{Rh}$  körüli királis tartomány feltérképezése céljából kísérleteket javasoltam királis dublett sávok keresésére a környező Ag atommagokban. Ezekből eddig a  $^{105}\text{Ag}$  atommagra kapott eredményeket publikáltam. A kísérletet Stony Brookban végeztük egy első-generációs, hat Compton elnyomott HPGe detektorból és egy 14 elemű BGO multiplicitás szűrőből álló detektorrendszerrel. A  $^{100}\text{Mo}(^{10}\text{B},5n)^{105}\text{Ag}$  fúzió-párolgás típusú magreakcióhoz a helyi szupravezető LINAC gyorsító szolgáltatatta a  $^{10}\text{B}$  nyalábot 58 MeV és 64 MeV energiákon. A HPGe detektorok közül kettő a nyalábirányhoz képest előre, kettő merőlegesen, kettő pedig hátra irányban volt elhelyezve, ami lehetőséget adott DCO-arány mérésre. A céltárgy  $1.3\text{ mg/cm}^2$  vastag dúsított  $^{100}\text{Mo}$  fémfólia volt  $20\text{ mg/cm}^2$  vastag természetes ólom hátlaapon. A kísérlet során  $\sim 10^8$   $\gamma\gamma$ -koincidenca eseményt gyűjtöttünk, amiből két dimenziós koincidenca mátrixokat készítettem a nívóséma felépítése és DCO-arányok meghatározása céljából. A kísérleti adatok feldolgozásával kapott új nívóséma a 3.13. ábrán látható. A munka elsődleges célja a korábban már publikált  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú forgási sávhoz királis partner sávot keresni és a dublett sáv szerkezetben vizsgálni a királis forgást ebben az atommagban. Azonban az adatok feldolgozása során kiderült, hogy a korábban  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávként azonosított forgási sáv (E sáv az ábrán) korábbi elhelyezése a nívósémában rossz volt, így a publikált spin és paritás értékek és ebből következően a konfiguráció hozzárendelés is kérdése-

sek.

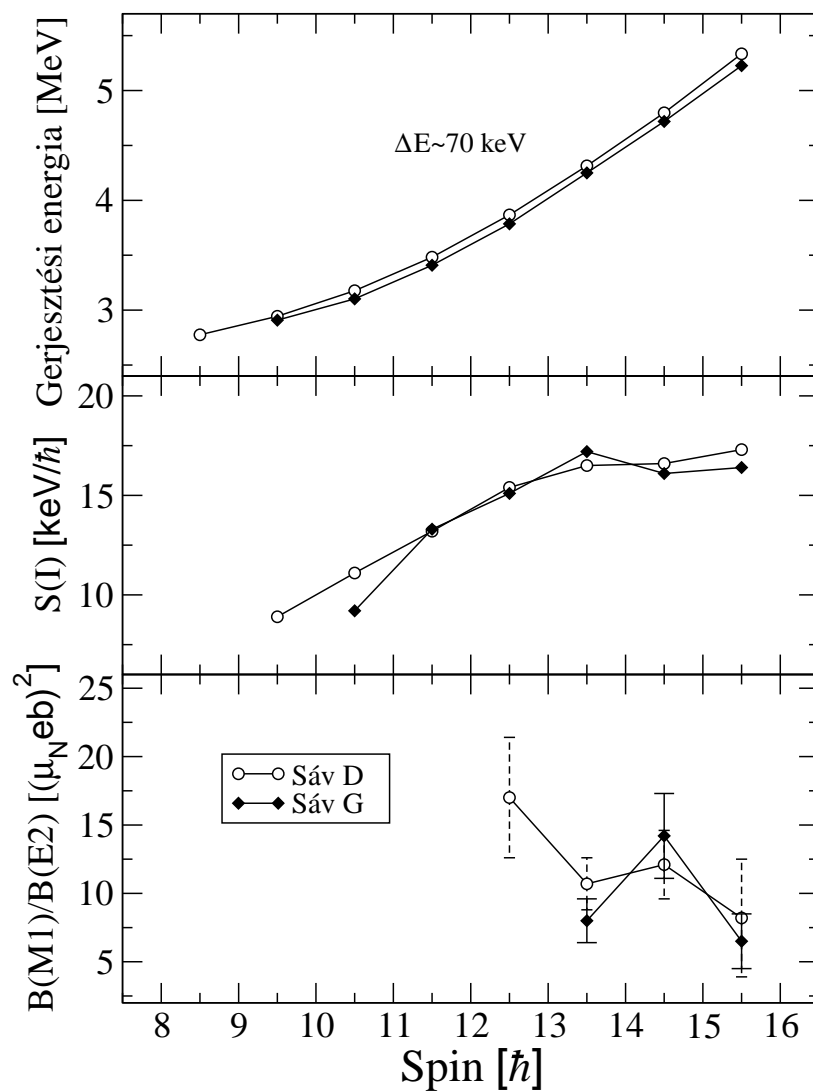
Kísérletünkben számos új, a korábban ismertekhez képest kisebb relatív intenzitású gamma-átmenetet sikerült azonosítani az E sáv és az A sáv, illetve C sáv között, ami lehetővé tette az E sáv biztos elhelyezését a nívósémában, és a sávhoz tartozó állapotok spinjeinek és paritásainak meghatározását. A sáv kísérleti sajátosságait cranking modell számításokkal összevetve megállapítottuk, hogy a korábbi rossz elhelyezés és spin értékek ellenére a konfiguráció hozzárendelés helyes volt, a sáv konfigurációja  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$ , tehát ehhez a sávhoz kell partner sávot találni. Várható volt egy ilyen partner sáv léte, ugyanis a  $^{106}\text{Ag}$  atommag  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávjához kapcsolódik egy intenzív partner sáv, ami a legnagyobb spineknél keresztezi a  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávot. Ezen dublett sáv tulajdonságait Joshi és munkatársai a  $^{106}\text{Ag}$  atommag erősen gamma-puha voltával magyarázták. Hasonlóan a  $^{107}\text{Ag}$   $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávjához is kapcsolódik egy intenzív partner sáv. A várakozások ellenére azonban a  $^{105}\text{Ag}$  atommag  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  sávjához nem találtunk kapcsolódó partner sávot pedig a kísérlet érzékenysége olyan volt, hogy a  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  sáv intenzitásához képest egy tized intenzitású sávot már ki tudtunk volna mutatni [Ti07]. Ez azzal magyarázható, hogy a  $^{105}\text{Ag}$  és a  $^{106}\text{Ag}$  alakja közt jelentős különbség van. A  $^{106}\text{Ag}$  erősen gamma-puha, míg a  $^{105}\text{Ag}$  sokkal merevebb tengelyesen szimmetrikus alakkal rendelkezik.

A már korábban is ismert forgási sávok mellett új forgási sávokat is azonosítottam a  $^{105}\text{Ag}$  atommagban: az F és a G sávot. Az F sáv az első valószínűleg négy kvázirészecske gerjesztésnek megfelelő sáv amit Ag atommagokban azonosítottak. A G sáv a már ismert és itt nagyobb spinekig kiterjesztett D sávval együtt egy dublett sáv szerkezetet alkot, ami tulajdonságaiban a királis dublett sáv szerkezetre hasonlít. Ezen tulajdonságokat a 3.14. ábrán tüntetem fel. Azonban a G és D sáv konfigurációja  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}(g_{7/2}, d_{5/2})$ , ami nem kivételes paritású konfiguráció a  $(g_{7/2}, d_{5/2})$  pályán lévő neutron miatt, így a kiralitás kísérleti bizonyítása erre a sáv szerkezetre nem könnyű. Ugyanakkor a  $^{105}\text{Rh}$  atommagban az ugyanezen konfigurációjú dublett sáv szerkezetre TAC számítások királis konfigurációt jeleztek. Amennyiben ez tényleg királis





3.13. ábra.  $^{105}\text{Ag}$  atommag új nívósémája a Stony Brook-i kísérlet eredményei alapján. A gamma energiák keV-ben vannak megadva, az átmeneteket reprezentáló nyilak vastagsága az átmenetek intenzitásával arányos.



3.14. ábra. A kiralításra jellemző mennyiségek kísérleti értékei a  $^{105}\text{Ag}$   $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}(g_{7/2}, d_{5/2})$  konfigurációjú sávjára. (a) Az azonos spinű állapotok energiakülönbsége. (b) Az  $S(I)$  mennyiség a spin függvényében. (c) A  $B(M1)/B(E2)$  redukált átmeneti valószínűségek.

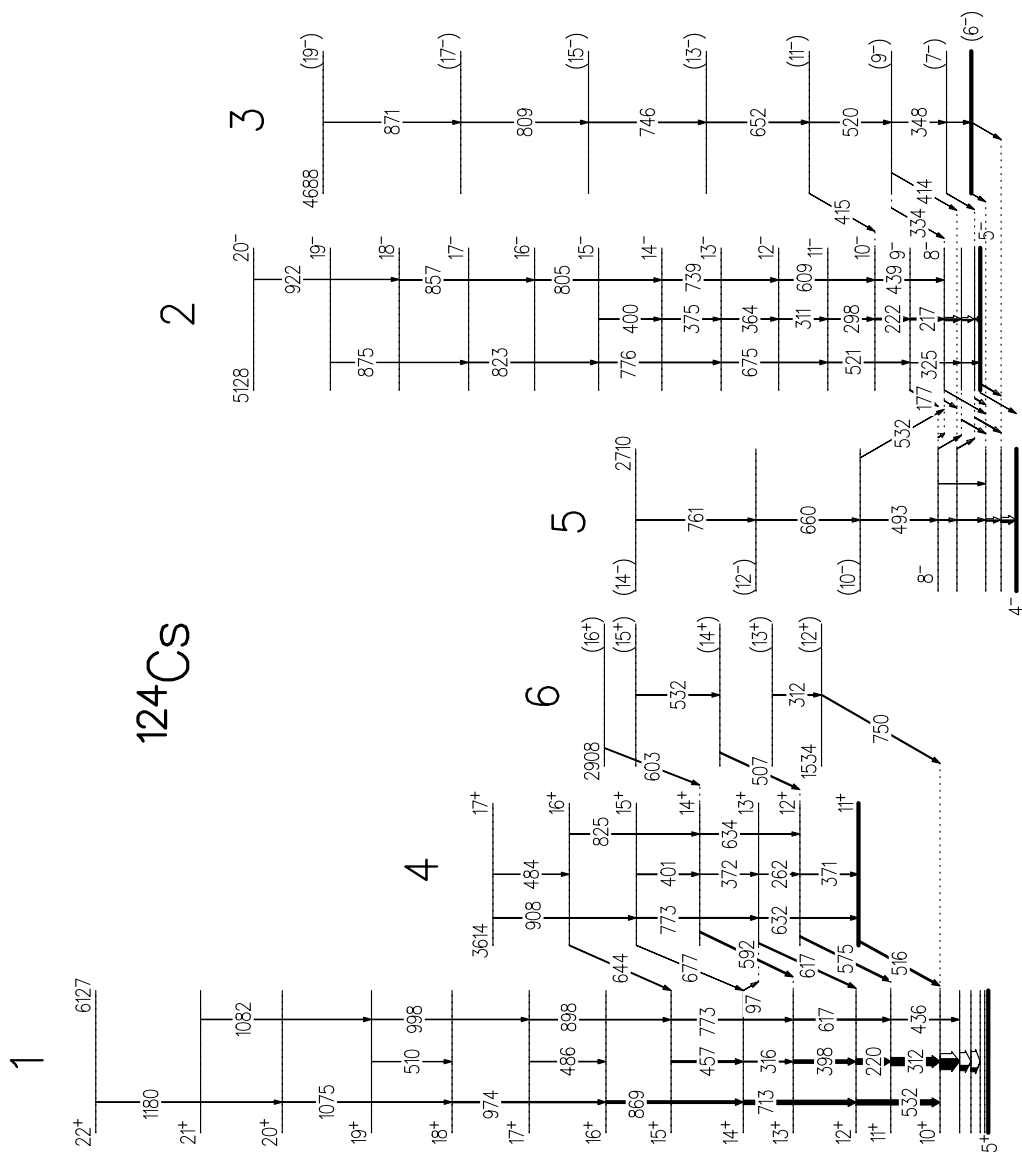
dublett sáv, akkor egy nagyon stabil királis geometriához tartozik, ugyanis az energiakülönbség az egész észlelt spintartományban csak kb. 70 keV.

### 3.2.4. Dublett forgási-sáv szerkezet a $^{124}\text{Cs}$ atommagban

A  $^{124}\text{Cs}$  atommag vizsgálatának célja a kis- és nagyspinű állapotok kísérleti feltérképezése és ezek kölcsönható bozon modell számítással való összevetése volt. A kísérletben a GAREL (GAMMA-Recoil-ELECTRON) detektorrendszert használtuk, ami 14 Compton-elnyomott koaxiális HPGe detektorból, a Betatronc elektron-detektorból és egy recoil-detektorból állt. A  $^{115}\text{In}(^{12}\text{C},3n)^{124}\text{Cs}$  fúzió-párolgás típusú magreakcióhoz a strasbourgi IReS laboratórium Vivitron gyorsítója biztosította az 57 MeV energiájú  $^{12}\text{C}$  nyalábot. Az atommag nívósémájának felépítése közben találtam egy a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  sávhoz kapcsolódó hasonló tulajdonságú, pozitív paritású sávot, amit szintén  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjúként azonosítottam. Ekkor még a királis koncepciót nem ismerve feltételeztem, hogy ebben a sávban a proton egy magasabb energiájú  $h_{11/2}$  állapotban van az 1-es sávhoz képest, bár megjegyeztem, hogy ebben az esetben kétszer olyan nagy energiakülönbség volna várható, mint a kísérleti érték [Gi01]. Később ezt a dublett forgási sávot Koike és munkatársai a  $^{134}\text{Pr}$  körüli királis tartomány királis vibrációhoz tartozó sávpárjai közé sorolták. A  $^{124}\text{Cs}$  nívósémáját a 3.15. ábrán adom meg, ahol a királis dublett sávrendszer az 1. és a 4. sávnak felel meg.

## 3.3. Kitekintés és tervek

Az utóbbi időben végzett életidőmérések az  $A \sim 130$  magtartomány néhány királis jelölt forgási sávjára megmutatta, hogy az eddig leginkább vizsgált tulajdonságok (kis energiakülönbség, az S(I) érték sima függése, a B(M1)/B(E2) redukált átmeneti valószínűség arányok speciális függése) nem bizonyítják egyértelműen a királis forgás létét. Például éppen a  $^{134}\text{Pr}$  esetén, amit a



3.15. ábra. A  $^{124}\text{Cs}$  új nívósémája. A gamma energiák keV-ben vannak megadva, az átmeneteket reprezentáló nyilak vastagsága az átmenetek intenzitásával arányos.

legjobb jelöltnek tartottak sokáig, a két sáv  $B(E2)$  értékei között jelentős eltérés van, ami különböző alakra utal, tehát nem lehetnek királis dublett sávok. Ez felhívja a figyelmet az élettidő mérés fontosságára. Ezért javasoltuk a  $^{103,104}\text{Rh}$  atommagokban a királis jelölt sávok élettidejének mérését a Gammasphere detektorrendszerrel. A kísérlet eredményeinek kiértékelése még folyamatban van. Azonban nem csak az élettidő mérések lehetnek döntőek a királitás bizonyításában vagy elvetésében, hanem a dublett sávok olyan új tulajdonságai is amiket eddig nem vizsgáltunk szisztematikusan, de összevetethetők elméleti előrejelzésekkel. A  $^{104}\text{Rh}$ -ra kapott adatok gondos elemzésekor például azt találtam, hogy az ott publikált dublett sávrendszer valójában nem csak dublett, hanem négy hasonló tulajdonságú  $\Delta I=1$  forgási sáv kapcsolódik össze benne. A két-részecske-plusz-háromtengelyű-rotor modell valóban jósol újabb két sávot, azonban a kísérleti eredmények pontos elemzése és az elmélettel való összevetése még folyamatban van. Szintén fontos új királis jelölt sávrendszerek és magtartományok keresése. E célból vizsgáltam  $^{108,109}\text{Ag}$  atommagokat Fokvárosban az Afrodite detektorrendszerrel illetve a  $^{79}\text{Kr}$  atommagot Sendai-ban (Japán) a Hyperball detektorlabdával nemzetközi együttműködésben. A kísérleti adatok feldolgozása még folyamatban van. A folyamatban lévő munkákon kívül tervezek újabb királis kísérleteket is, pl. királitás keresését a  $^{98}\text{Tc}$ -ban az új indiai INGA detektorrendszerrel.

## 4. SZIGNATÚRA FELCSERÉLŐDÉS

Ha a tengelyszimmetrikusan deformált atommag belső koordinátáira ható Hamilton operátor invariáns egy a szimmetriatengelyre merőleges tengely körüli  $\pi$  szöggel történő elforgatásra, akkor az ezen tengely körüli  $\pi$  szöggel történő elforgatás része a belső szabadsági fokoknak, ezért az ezen tengely körüli forgás során az általános 1.2 hullámfüggvény

$$\Psi_{KIM} = \left( \frac{2I+1}{16\pi^2} \right)^{1/2} \left\{ \Phi_K(q) D_{MK}^I(\omega) + (-1)^{I+K} \Phi_{\bar{K}}(q) D_{M-K}^I(\omega) \right\} \quad (4.1)$$

alakúba megy át [Bo75], ahol  $I$  a teljes impulzusmomentum,  $K$  az impulzusmomentum szimmetriatengely irányú komponense (ami megmaradó mennyiség),  $\Phi_K(q)$  a belső koordinátákon értelmezett hullámfüggvény,  $D_{MK}^I(\omega)$  pedig a Wigner-féle forgástranzformációs függvény, ami az Euler szögeken van értelmezve és a mag egészének a forgását írja le.

A  $K=0$  esetben a 4.1 hullámfüggvény csak akkor nem nulla, ha  $I$  páros, ezért az ilyen szimmetriával rendelkező atommag forgási sávja csak páros spinű állapotokat tartalmaz. Ilyenek például a páros-páros deformált atommagok alapállapotú sávjai.

Tengelyszimmetrikus atommag esetén a mag forgása merőleges a szimmetriatengelyre, így  $K$  értéke megegyezik az időtükrözött párt nem alkotó valencianukleonok  $\Omega$  értékeinek az eredőjével.

$K \neq 0$  esetben a 4.1 hullámfüggvény második tagja tartalmazza a  $(-1)^{I+K}$  fázisfaktort, amely  $I+K$  páros illetve páratlan értékének megfelelően változó előjelű. Ezt a faktort szignatúrának nevezzük, az exponensben levő

értéket pedig szignatúra exponensnek. A magfizikai irodalomban elterjedt, szigorúan véve helytelen használat szerint azonban gyakran a szignatúra exponens modulo 2 vett, -1 és 1 közé eső értékét nevezik szignatúra kvantumszámnak. A továbbiakban ezt az elnevezést használom.

A 4.1 típusú hullámfüggvényekhez hasonlóan a velük képzett mátrixelemekben, így az energia kifejezésében is, van egy  $(-1)^{I+K}$ -vel szorzódó tag. Ennek megfelelően a forgási sávban a páros illetve páratlan  $I+K$  értékkel jellemzett állapotok külön csoportot alkotnak, amelyek azonos szignatúra kvantumszámmal rendelkeznek. Ezek közül az egyiknek az energiája megnő, míg a másiké csökken a mag belső állapotától, valamint az  $I$  és  $K$  értékektől függő mértékben. Ezt a jelenséget nevezzük szignatúra felhasadásnak.

Ha az atommag nem tengelyszimmetrikusan deformált, hanem például háromtengelyű ellipszoid alakú, akkor a főtengelyek körüli  $\pi$  szöggel történő elforgatás továbbra is része a belső szabadsági fokoknak, és a szignatúra kvantumszám itt is fontos szerepet játszik a forgást leíró hullámfüggvényben és a fentiekhez hasonlóan a páros illetve páratlan  $I$ -vel (vagy félegész spinek esetén páros  $+1/2$  illetve páratlan  $+1/2$   $I$ -vel) jellemzett forgási állapotok energiafelhasadásához vezet. Ebben az esetben a  $K$  nem megmaradó mennyiség, így a hullámfüggvény 4.1 típusú tagok lineáris kombinációja lesz különböző  $K$  értékekkel, azonban a fenti szimmetria miatt az egyes tagokban szereplő  $K$  kvantumszámok modulo 2 vett értéke azonos, tehát a hullámfüggvény határozott szignatúra értékkel rendelkezik.

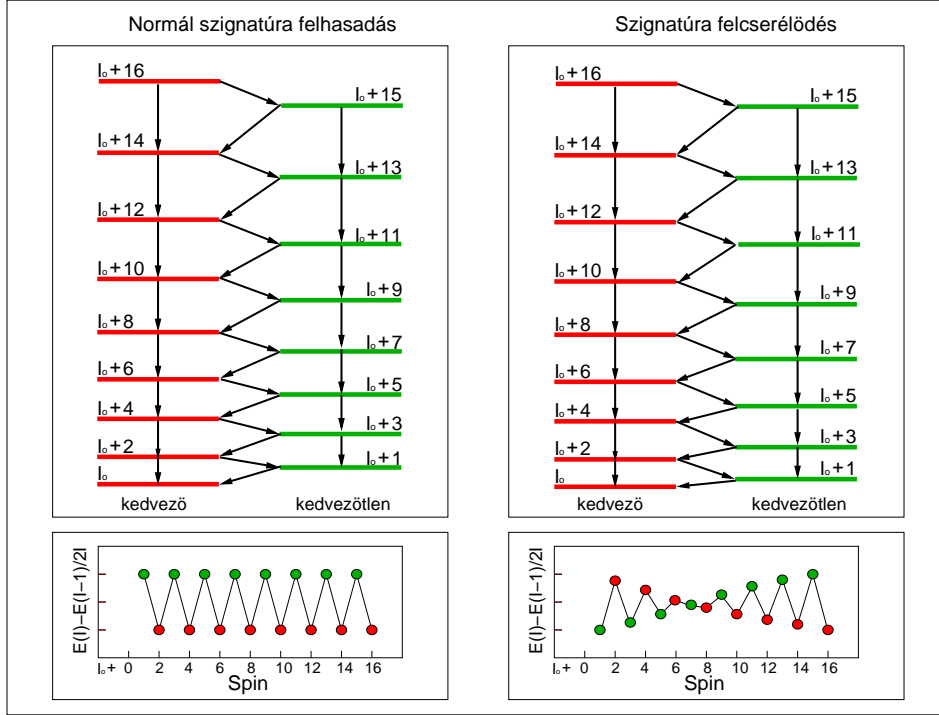
A háromtengelyűen deformált atommag olyan forgása esetén, ahol a forgástengely nem esik egybe valamelyik főtengellyel, a fenti szimmetria nem teljesül, így a szignatúra nem jó kvantumszám és a páros illetve páratlan  $I$ -vel jellemzett forgási állapotok energiafelhasadása is elmarad. Ilyen például az előző fejezetben tárgyalt királis forgás esete.

Részletes részecske-rotor modell és forgatott-héjmodell számítások a kísérleti eredményekkel jó összhangban azt adják, hogy a szignatúra felhasadás mértéke a kis  $K$  értékek esetén ( $K=1/2$ ) a legnagyobb és a  $K$  növekedésével csökken. A részecske-rotor modell szerint például első rendben csak a

$K=1/2$  esetben lép fel szignatúra felhasadás, aminek a mértéke különösen akkor jelentős, ha a kis  $K$  értéket nagy impulzusmomentumú (nagy- $j$ ) héjmodell állapothoz tartozó valencianukleon-állapot impulzusmomentum vetülete adja. A nagyobb  $K$  értékek esetén akkor lép fel jelentős szignatúra felhasadás, ha kicsi a deformáció, vagy az atommag puha a magalakváltozással szemben. Az energetikailag kedvező állapotokhoz tartozó szignatúra érték  $\alpha = 1/2(-1)^{j-1/2}$  egy  $j$  impulzusmomentumú valencianukleon esetén.

A szignatúra felhasadásnak egy anomális formáját figyelték meg egyszer páratlan, vagy páratlan-páratlan atommagok forgási sávjai esetén amikor az időtükrözött párokat nem alkotó valenciaprotonok és valencianeutronok közül az egyik típusú valencianukleon nagy  $j$  és kis  $\Omega$ , a másik pedig nagy  $j$  és közepes vagy nagy  $\Omega$  értékekkel jellemzett pályán található, ahol  $j$  az egyrészecske állapot impulzusmomentuma  $\Omega$  pedig annak vetülete a szimmetriatengelyre. Ilyen például a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfiguráció az  $A \sim 130$  magtartomány páratlan-páratlan atommagjaiban. Az ilyen kétkvázirészecskés konfigurációk esetén az energetikailag kedvező szignatúra értéket az  $\alpha = 1/2(-1)^{j_p-1/2} + 1/2(-1)^{j_n-1/2}$  kifejezés adja. Tehát például a fenti konfiguráció esetén az  $\alpha = -1$  értékhez tartozó páratlan spinű állapotok a kedvező állapotok. Ugyanakkor ezen konfigurációhoz tartozó forgási sávok szisztematikus kísérleti megfigyelése arra az eredményre vezetett, hogy a forgási sávok kis spinű állapotai esetén a fenti módon definiált kedvező állapotok energiája nagyobb mint a várt kedvezőtlen állapotoké. Ez az energiakülönbség (szignatúra felhasadás) a spin növekedtével egyre csökken, majd egy spin értéknél (inverziós spin) megfordul és e fölött már tényleg a kedvező állapotok lesznek energiában alul. Ezt a jelenséget szignatúra felcsereződésnek nevezük, mivel kis spineknél felcserelődik a kedvező és a kedvezőtlen szignatúrájú állapotok energiasorrendje. A 4.1 ábra a normális szignatúra felhasadás és a szignatúra felcsereződés közti különbséget mutatja be sematikus forgási sávokon. Az ábra alsó részén az  $S(I)=[E(I)-E(I-1)]/2I$  mennyiséget ábrázoltam, ami érzékeny a szignatúra felhasadás milyenségére és különösen alkalmas a szignatúra felcserelődés jellemzésére.





4.1. ábra. *Sematikus példa normális szignatúra felhasadásra és szignatúra felcserélődésre.*

## 4.1. A szignatúra felcserélődés rövid áttekintése

A szignatúra felcserélődés jelenségét a 80-as évek elején figyelték meg először az  $A \sim 160$  magtartományban a páratlan-páratlan atommagok  $\pi h_{11/2} \nu i_{13/2}$  konfigurációjú és az egyszer páratlan atommagok  $\pi h_{11/2} (\nu i_{13/2})^2$  konfigurációjú forgási sávjaiban [Ha82, Ha84, La81, Yu88]. Ez utóbbi atommagokban kis spineknél az yrast sáv a  $\pi h_{11/2}$  sáv, ami jelentős szignatúra felhasadást mutat a fenti formulának megfelelő irányban, azaz az  $\alpha = -1/2$  szignatúrájú állapotok (spin  $11/2, 15/2, 19/2, \dots$ ) az energetikailag kedvező állapotok.  $15 - 20 \hbar$  körüli spinnél a centrifugális és Coriolis erők hatására egy  $i_{13/2}$  neutronpár feltörik és impulzusmomentuma beáll a forgástengely irányába.

Így a  $\pi h_{11/2}$  konfigurációt 15 - 20  $\hbar$  körüli spinnél a  $\pi h_{11/2}(\nu i_{13/2})^2$  konfiguráció keresztezi, a nagyobb spineknél ez utóbbi konfiguráció lesz yrast. Ebben a sávban az elmélet szerint nem kellene, hogy más legyen az energetikailag kedvező állapotok szignatúrája (a konfiguráció  $K$  értéke ugyanis nem változik). Ezzel ellentétben a kísérleti adatok szisztematikusan azt mutatták, hogy a  $\pi h_{11/2}(\nu i_{13/2})^2$  sávban a sávkereszteződés feletti spintartományban az  $\alpha = 1/2$  szignatúrájú állapotok az energetikailag kedvező állapotok egy jelentős spin intervallumban, majd egy bizonyos spin fölött a felhasadás iránya megfordul és e fölött a várt  $\alpha = -1/2$  szignatúrájú állapotok lesznek az energetikailag kedvező állapotok. A jelenségre az első magyarázatot Bengtsson és munkatársai adták [Be84], akik forgatott-héjmodell számításokkal kimutatták, hogy a szignatúra felhasadás mértéke és iránya háromtengelyűen deformált atommagban függ a háromtengelyűség mértékétől ( a  $\gamma$  paraméter értékétől) és attól, hogy az atommag melyik tengely körül forog. Számításaik szerint ha az atommag a közepes tengely körül forog (a Lund konvenció szerint ekkor a  $\gamma$  paraméter előjele negatív) akkor a felhasadás normális irányú, míg ha a legkisebb tengely körül forog (a  $\gamma$  paraméter pozitív), akkor fordított irányú egy korlátozott frekvenciatartományban, ami fölött ismét normális irányú lesz. Szerintük az  $i_{13/2}$  neutronpár impulzusmomentumának beállása a forgástengely irányába az atommag alakját a negatív  $\gamma$ -val jellemzettből a pozitív  $\gamma$ -val jellemzetre változtatja meg, ez hozza létre a szignatúra felcserélődést. Ugyanezt a hatást váltja ki a lecsatolódott ( $\Omega=1/2$ ) neutron a  $\pi h_{11/2}\nu i_{13/2}$  konfigurációban. Ezen számítások azt mutatják, hogy a jelenség olyan páratlan-páratlan vagy egyszer-páratlan atommagokban várható, ahol az egyik típusú valencianukleon nagy  $j$  és kis  $\Omega$ , a másik pedig nagy  $j$  és közepes vagy nagy  $\Omega$  értékekkel jellemzett pályán található. Ez a modell bár kvalitatív magyarázatot ad a jelenségre, jó kvantitatív egyezést önmagában nem ért el a kísérleti eredményekkel.

A szignatúra felcserélődés szisztematikus kutatása során hamar a páratlan-páratlan atommagok kerültek előtérbe, ugyanis ezek vizsgálata mind kísérleti, mind elméleti szempontból egyszerűbb. Kísérleti szempontból könnyebb,

mert kisebb spinű állapotokat kell gerjeszteni és egyszerűbb a forgási sáv konfigurációjának egyértelmű azonosítása. Elméleti szempontból pedig a kísérlettel való kvantitatív összevetésre kényelmesebb a részecske-rotor modell használata, mint a forgatott-héjmodellé, és itt egyszerűbb két részecskét kezelni, mint hármat.

A szisztematikus kutatások három magtartományra terjedtek ki, az  $A \sim 80$  magtartományban a  $\pi g_{9/2} \nu g_{9/2}$  konfigurációjú sávok, az  $A \sim 130$  tartományban a  $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$  konfigurációjú sávok, az  $A \sim 160$  tartományban pedig a  $\pi h_{11/2} \nu i_{13/2}$  konfigurációjú sávok mutatják a jelenséget. Ezen magtartományokban több mint 50 atommagban sikerült kimutatni a szignatúra felcsereződést. Egy jó összefoglalás található például Bermúdez és Cardona munkájában [Be01]. A szisztematikus kísérleti vizsgálatok lehetővé tették egy-egy magtartományon belül a jelenséget jellemző fontosabb paraméterek változásának követését a neutronszám illetve a protonszám függvényében, ami segít választani a lehetséges magyarázatok közt. A kísérleti eredményekre alapozva számos javaslat született a jelenség értelmezésére különböző modellek alkalmazásával. Ikeda és Shimano részecske-rotor modell számításai megmutatták, hogy  $\gamma$ -vibráló tengelyszimmetrikus atommagban is jelentkezhet a szignatúra felcsereződés speciális tehetetlenségi nyomaték feltételezése esetén [Ik89]. Hamamoto részecske-rotor modell eredményei szintén a háromtengelyűség fontosságát kérdőjelezték meg [Ha90]. Jain és Goel tengelyszimmetrikus részecske-rotor modell számításai szerint a jelenségért több forgási sávnak a Coriolis kölcsönhatás miatti keveredése a felelős [Ja92]. Matsuzaki [Ma91] és Tajima [Ta94] a páratlan nukleonok közötti proton-neutron kölcsönhatás szerepét hangsúlyozták a jelenség létrejöttében, míg Xu és munkatársai a kvadrupól párkölcsönhatás szerepét emelték ki [Xu00]. Zheng és munkatársai a jelenséget a proton-neutron kölcsönhatás és a Coriolis kölcsönhatás közti versengésként írták le tengelyszimmetrikus részecske-rotor modell számításokra alapozva [Zh01]. Modelljük szerint a p-n kölcsönhatás fordított szignatúra felhasadást, míg a Coriolis kölcsönhatás normális irányú felhasadást okoz. Az észlelt felhasadás a kettő eredője, amiben kis

forgási frekvenciáknál a p-n kölcsönhatás, nagy frekvenciáknál pedig a Coriolis kölcsönhatás dominál mivel ez utóbbi arányos a forgás frekvenciájával. A legújabb modellszámítások eredményei ismét a háromtengelyű deformáció szerepét hangsúlyozzák [Ga06]. Ennek megfelelően a jelenség létrejöttében a legfontosabb, hogy a háromtengelyűen deformált atommag forgástengelye fokozatosan átmegy a deformáció kistengelyének irányából a közepes tengely irányába. A proton-neutron kölcsönhatásnak kisebb jelentősége van, bár hat az inverziós spin értékére.

A sok lehetséges modell-értelmezés ellenére máig nem tudjuk egyértelműen, hogy az egyes magtartományokban konkrétan mi az oka a szignatúra felcserélődésnek, és hogy vajon van-e egy közös ok, ami minden esetben szerepet játszik, vagy a különböző magtartományokban különböző okok hatására jön létre a jelenség.

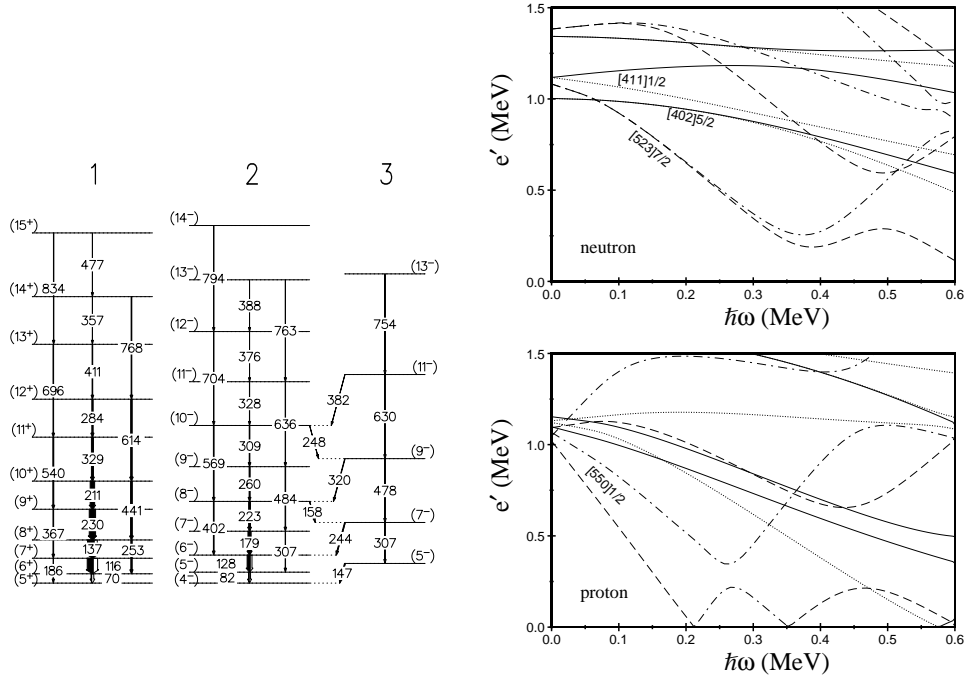
## 4.2. A szignatúra felcserélődéssel kapcsolatos saját eredmények

A szignatúra felcserélődés és a kiralitás nagyrészt ugyanazon atommagokban jelennek meg. Van azonban egy lényeges különbség a két jelenség kutatásában. A kiralitás elméletileg viszonylag jól értelmezett és a fő nehézségeket annak az egyértelmű kimutatása jelenti, hogy a kísérletileg talált dublett sávok tényleg királis sávok. Ezzel ellentétben a szignatúra felcserélődés egyértelmű kísérleti kimutatása lényegesen egyszerűbb, viszont az elméleti értelmezésére több különböző jellegű elképzelés van és így a kísérleti munka célja a jelenség szisztematikus vizsgálata és olyan mennyiségek keresése, amelyek szisztematikus viselkedése dönthet a különböző lehetséges magyarázatok közt. A szignatúra felcserélődést két magtartományban, az  $A \sim 130$  és az  $A \sim 100$  atommagokban vizsgáltam. Az előbbiben a  $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$  konfigurációjú, az utóbbiban pedig a  $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}$  konfigurációjú sávok mutatják a jelenséget, a kiralitáshoz hasonlóan. Az  $A \sim 130$  magtartományban kísérleteink megkezdése előtt már ismert volt, hogy a páratlan-páratlan Cs atommagok szisztematikus

szignatúra felcserélődést mutatnak, és ez volt várható a La atommagokra is. Azonban a La atommagok többségében a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjú sávok spinje csak bizonytalanul volt azonosítva, és a publikált értékek szerint ezek az atommagok fordított effektust mutattak a Cs atommagokhoz képest. Így itt a feladat a megfelelő La forgási sávok helyes spinjeinek (és így a helyes szignatúra értékeinek) a meghatározása volt, amit a  $^{126}\text{La}$  és a  $^{132}\text{La}$  atommagokra végeztem el. Az  $A\sim 100$  magtartományban korábban csak egy esetben, a  $^{98}\text{Rh}$  esetén mutattak ki szignatúra felcserélődést. Itt a nehezebb Rh atommagokra kapott eredményeink és korábbi Ag atommagokra publikált eredmények alapján rámutattam, hogy a jelenség szisztematikusan fellép ezen magtartomány  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  és  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávjaiban. Kvalitatív értelmezést javasoltam Zheng és munkatársai munkája alapján [Zh01] az észlelt kísérleti eredményekre, majd velük együttműködésben a páratlan-páratlan Rh atommagokra kvantitatív értelmezést javasoltunk.

#### 4.2.1. Szignatúra felcserélődés az $A\sim 130$ magtartományban

Az  $A\sim 130$  magtartomány  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjú forgási sávjainak szignatúra felcserélődésére vonatkozó kísérleti ismereteket először Komatsubara és munkatársai [Ko93] valamint Tajima [Ta94] foglalták össze. Ebből az derült ki, hogy míg a Cs atommagokban szisztematikusan szignatúra felcserélődést mutatnak, addig a kettővel több protont tartalmazó La atommagokban szisztematikusan normális irányú szignatúra felhasadás mutatkozott. Felmerült az a feltételezés, hogy a jelenség ebben a konfigurációban gyorsan változik a protonszám változásával, bár a La atommagok esetén a forgási állapotok spinjeinek meghatározása bizonytalan volt. Ez a függés rokonságot mutatna azzal, hogy az  $A\sim 160$  magtartományban a szignatúra felcserélődést jellemző paraméterek a neutronszámtól erősen függenek, míg csak kis függettséget mutatnak a protonszámtól. Később Hayakawa és munkatársai [Ha95] újramérték a  $^{128}\text{La}$  nagyspinű nívósémáját, új állapotokat azonosítottak a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  sáv alján, ami új spin értékekhez vezetett az egész sávban és



4.2. ábra. (bal oldali panel) A  $^{126}\text{La}$  új nívósémája. A gamma energiák keV-ben vannak megadva, az átmeneteket reprezentáló nyilak vastagsága az átmenetek intenzitásával arányos. (jobb oldali panel) Forgatott héjmodell számítások eredményeként kapott egyrészesce állapotok energiái a forgási frekvencia függvényében. A frekvencia  $\hbar\omega$  egységekben van megadva. A negatív paritású állapotokat szaggatott ( $\alpha=-1/2$ ) és pontozott-szaggatott ( $\alpha=1/2$ ) vonalak, a pozitív paritású állapotokat pedig pontozott ( $\alpha=-1/2$ ) és folytonos ( $\alpha=1/2$ ) vonalak jelölik.

megfordította a korábban elfogadott szignatúra értékeket. Liu és munkatársai [Li96] pedig a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  forgási sávokhoz tartozó állapotok relatív energiáinak szisztematikáját vizsgálták a Cs és a La atommagokban. Haya-kawa és mtsi. eredményeit elfogadva a szisztematika alapján új, a bizonytalanul megadott kísérleti spinektől különböző spin értékeket javasoltak a La atommagok esetén. Ezekkel az új spinekkel a La atommagokban is szisztematikusan szignatúra felcserélődés mutatkozott. A szisztematika alapján javasolt spin értékek kísérleti megalapozása, és így a szignatúra felcserélődés létének kísérleti kimutatása céljából vizsgáltuk a  $^{126}\text{La}$  és a  $^{132}\text{La}$  atommagok nagyspinű állapotait.

A  $^{126}\text{La}$  nagyspinű állapotait a  $^{116}\text{Sn} + ^{14}\text{N}$  fúzió-párolgási reakcióban állítottuk elő. A 68 MeV energiájú  $^{14}\text{N}$  nyalábot a strasbourgi IReS laboratórium Vivitron gyorsítója szolgáltatta. Az állapotok legerjesztődése során kisugárzott  $\gamma$  és konverziós-elektron sugárzást a GAREL spektrométerrel detektáltuk. A GAREL spektrométer a korábbi EUROGAM2 detektorrendszer 14 koaxiális HPGe detektorát, egy LEPS detektort, és a Betatronc [Pa95] elektronspektrométert tartalmazta. Ez a detektorrendszer működött ideiglenesen a Vivitron nyalábjain, amíg az Euroball IV detektorrendszer Legnaro-ban tartózkodott.

A kísérletben  $\gamma - \gamma$  és  $\gamma$  - konverziós-elektron koincidenenciákat gyűjtöttünk, amikből az off-line analízis során koincidenencia mátrixokat készítettünk. A  $\gamma - \gamma$  koincidenencia mátrixot a Radware programcsomag segítségével kiértékelve a 4.2 ábra bal oldalán látható nivósémát nyertük. A  $\gamma$  - konverziós-elektron és a  $\gamma - \gamma$  mátrixokból azonos gamma-kapuk alkalmazásával nyert  $\gamma$  és konverziós-elektron spektrumok összehasonlításával pedig belső konverziós együtthatókat határoztunk meg a legintenzívebb kis-energiás átmenetekre, amik megerősítették ezen átmenetek M1 multipolaritását. A nivóséma az egyes állapotokhoz rendelt spinektől eltekintve konzisztensnek adódott Nyakó és munkatársai korábbi eredményeivel [Ny89].

A kísérleti adatokból nyert nivóséma két dipól sávot (1 és 2 sáv) és a 2 sávhoz dipól átmenetekkel kapcsolódó kvadrupól sávot tartalmaz. A kapott sávok konfigurációinak azonosítása forgatott héjmodell számítások eredményeivel való összevetés alapján történt, amit megerősített a kísérleti B(M1)/B(E2) arányok összevetése a Dönaufrauendoerf féle félklasszikus modell [Dö87] alapján számolt értékekkel. A forgatott héjmodell számítások eredményeit a 4.2 ábra jobb oldala mutatja. Az ábra felső része a neutron egyrészesce állapotok, az alsó része pedig a proton egyrészesce állapotok energiáit mutatja a forgó vonatkoztatási rendszerben (Routhian) a forgási frekvencia függvényében. A különböző egyrészesce állapotok a megfelelő asszimptotikus kvantumszámokkal vannak jelölve az ábrán. Az alsó ábrán látható, hogy a proton egyrészesce állapotok közül az  $[550]1/2$  állapot  $-1/2$

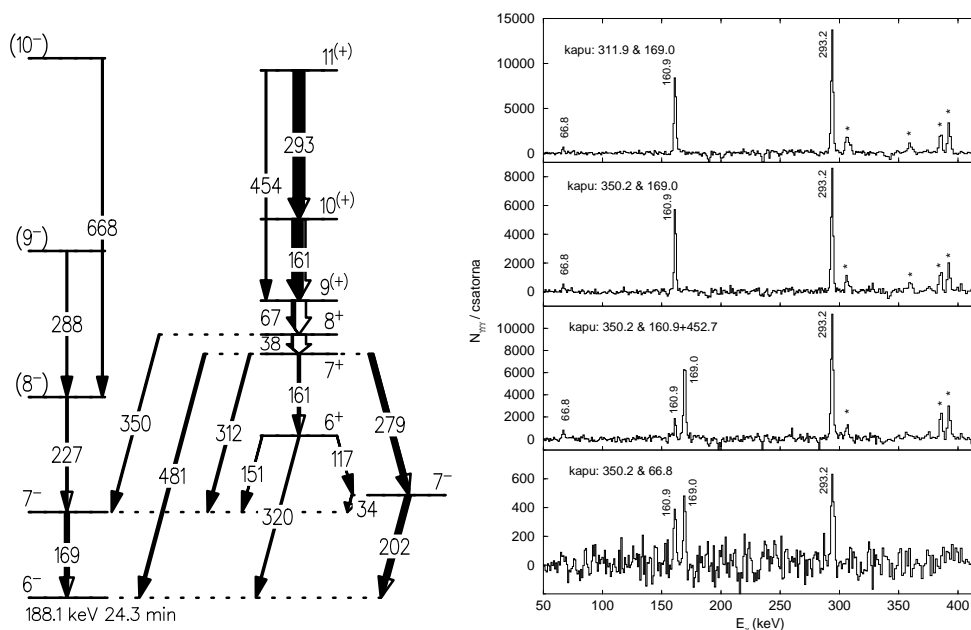
szignatúrájú ága az yrast. Ez az állapot a deformáció nullához tartása esetén a  $h_{11/2}$  héjmodell állapotba megy át. A legalsó neutron egyrészecke állapotok a negatív paritású  $[523]=7/2$  állapot  $\alpha=-1/2$  és  $\alpha=1/2$  ága. Ezek szintén  $h_{11/2}$  héjmodell állapotoknak felelnek meg. A következő három egyrészecke állapot a  $[402]5/2$  állapot két ága és a  $[411]1/2$  állapot  $\alpha=-1/2$  ága. Ezek pozitív paritásúak és  $d_{5/2}$  illetve  $d_{3/2}$  héjmodell állapotoknak felelnek meg. A  $^{126}\text{La}$  nagyspinű állapotai ezen proton és neutron egyrészeckeállapotok összecsatolódásával állnak elő, tehát yrast sávnak a pozitív paritású  $\pi[550]1/2\nu[523]7/2$  ( $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ ) sáv két ágát várjuk, amiket erős M1 átmenetek kötnek össze. Az  $[550]1/2$  protonállapot és a fenti pozitív paritású neutronállapotok összecsatolódásából három negatív paritású E2 sáv várható, a  $\pi[550]1/2\nu[402]5/2$  konfiguráció  $\alpha=0$  és  $\alpha=1$  ágai lényeges szignatúra felhasadás nélkül, valamint a  $\pi[550]1/2\nu[411]1/2$  konfiguráció  $\alpha=1$  ága energiában az előbbieket fölött, és a három sávot M1 átmenetek kötik össze. A kísérletileg észlelt forgási sávok beilleszthetők ebbe a sémába. A nívóséma tényleg két részből áll. Az egyik rész két E2 sávot tartalmaz (1 sáv), amiket M1 átmenetek kötnek össze, a másik pedig hármat szintén összekötő M1 átmenetekkel és a fenti képnek megfelelő relatív energiákkal (2 és 3 sáv). Ez alapján kézenfekvő az első részt a pozitív paritású  $\pi[550]1/2\nu[523]7/2$  konfigurációként azonosítani, a másodikat pedig a negatív paritású  $\pi[550]1/2\nu[402]5/2$  és  $\pi[550]1/2\nu[411]1/2$  konfigurációként. Ezt az azonosítást megerősíti, hogy az ezekkel a konfigurációkkal számolt  $B(M1)/B(E2)$  arányok jó összhangban vannak a kísérletileg meghatározott értékekkel. Ez alapján a 3 negatív paritású sáv  $\alpha=1$  szignatúrájú kell hogy legyen, vagyis páratlan spinű állapotokat tartalmaz, amiből páros spin következik a 2 sáv legalsó állapotára. Sajnos nem találtunk összekötő átmenetet az 1 és a 2 sáv között, amiből egyértelműen meghatározható lett volna az 1 sáv ágaihoz tartozó szignatúra érték. Az 1 és a 2 sáv legalsó állapotához tartozó valószínű spin értékeket úgy adtuk meg, hogy az konzisztens legyen egy korábbi bomlás kísérlet eredményeivel [Ge87], a sávfejek spinjeire vonatkozó Gallagher-Moszkowski szabállyal [Ga58] és a kísérleti eredményeinkkel. A Gallagher-Moszkowski



szabály szerint az 1 sáv  $K$  értéke 4, a 2 sáv pedig 3. A kísérletileg észlelt legalsó spineknek ezzel egyenlőknek, vagy nagyobbaknak kell lenniük. A bomlás kísérlet eredményei pedig azt mutatták, hogy a  $^{126}\text{La}$  izomer állapotának a spinje legnagyobb valószínűséggel 5. Mivel az elmélet szerint a  $\pi[550]1/2\nu[523]7/2$  sáv az yrast, ezért az 1 sáv legalsó állapotára a valószínű 5 értéket fogadtuk el, a 2 sáv legalsó állapotára pedig a 4-et, mint a legkisebb háromnál nagyobb páros értéket. Ezzel a spin hozzárendeléssel a korábbihoz képest megfordultak a szignatúra értékek az 1 sávban, és így a Cs atommagokhoz hasonlóan a  $^{126}\text{La}$  ( $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ ) sávja is szignatúra felcserélést mutat [Ti00].

Meg kell azonban jegyezni, hogy bár a kísérleti eredményeink összhangban vannak a szignatúra felcseréléssel, a kapott spin értékek nem egyeznek a Liu és munkatársai [Li96] által javasoltakkal. Azok  $2\hbar$ -al nagyobbak. Ennek lehet az is az oka, hogy kísérleteinkben nem láttuk a sávhoz tartozó két legalsó nívót, mert nagyon kis energiájú átmenetekkel kapcsolódnak a látott nívósémához.

A  $^{132}\text{La}$  nagyspinű nívósémáját méréseink előtt Oliveira és munkatársai vizsgálták [Ol89]. Az ő eredményeik  $1\hbar$ -al kisebb értékeket adtak a ( $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ ) sáv spinjeire, mint amit Liu és munkatársai javasoltak. Az ellentmondás feloldása céljából  $^{100}\text{Mo}(^{36}\text{S},p3n)$  magreakcióban vizsgáltuk a  $^{132}\text{La}$  nagyspinű állapotait. A 160 MeV energiájú  $^{36}\text{S}$  nyalábot szintén a Vivitron gyorsító szolgáltatotta, de ekkor már az EUROBALL IV detektorrendszert [Si97] használhattuk a gamma sugárzás detektálására. Ezen kísérlet fő célja a  $^{132}\text{Ce}$  szuperdeformált állapotainak a tanulmányozása volt, így erre volt optimalizálva, azonban a detektorrendszer nagy hatásfoka és felbontóképessége lehetővé tette, hogy a kapott adatokból a  $^{132}\text{La}$  nívósémáját is vizsgáljuk, és arra a korábban publikáltaknál részletesebb információt kapjunk. Összesen kb.  $1.5 \times 10^9$  négy vagy annál többszörös  $\gamma$ -koincidencia eseményt regisztráltunk a kísérletben, amikből az off-line analízis során három és négydimenziós Radware mátrixokat készítettünk, valamint kétdimenziós mátrixokat a DCO analízis és a lineáris polarizáció meghatározás



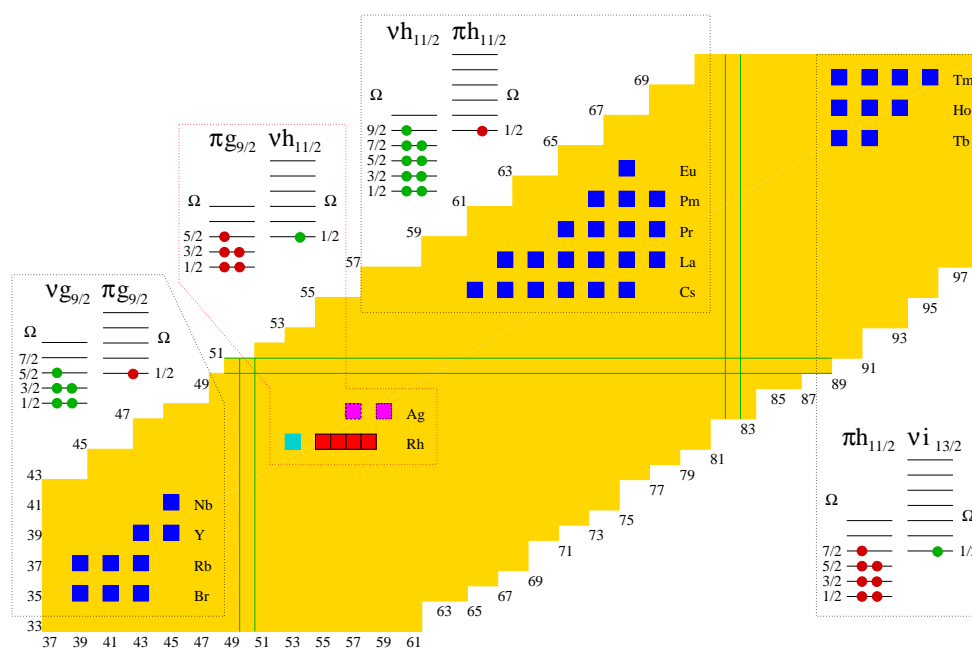
4.3. ábra. (bal oldali panel) A  $^{132}\text{La}$  új nívósémája. (jobb oldali panel) A 350 keV-es  $\gamma$ -sugárzás  $\gamma\gamma$ -koincidencia kapcsolatait mutató  $\gamma$ -spektrumok. A \*-al jelölt  $\gamma$  csúcsok a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  sáv nagyobb spinű, az ábrán nem látható, átmeneteinek felelnek meg. A 453 keV-es kapu szintén egy fentebbi átmenet a sávban.

céljaira. A kapott nívóséma kis energiás része a 4.3 ábra bal oldalán látható. Az ábrán két forgási sáv található, egy negatív paritású és egy pozitív paritású. Oliveira és mtsi. a negatív paritású sávot  $\pi g_{7/2}\nu h_{11/2}$ , a pozitív paritásút pedig  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  konfigurációjúnak azonosították. Az általunk kapott nívóséma hasonló az Oliveira és mtsi. által javasolthoz, kivéve, hogy szerintünk a pozitív sáv 67 keV energiájú átmenete közvetlenül a  $7^+$  állapotra megy, míg szerintünk ez egy közbenső állapotot táplál, ami tovább bomlik egy 38 keV-es nagy konverziós együtthatójú átmenettel a  $7^+$  állapotra, és egy 350 keV-es átmenettel a negatív paritású sáv  $7^-$  állapotára. A kis energiájú átmenetet nem sikerült észlelnünk mert a spektrométer ilyen kis energiájú  $\gamma$  sugárzás detektálására nem volt alkalmas, de a 350 keV-es átmenet megjelent a koincidencia spektrumokban, ahogyan az a 4.3 ábra jobb oldalán látható.

Az ábrán látható  $\gamma\gamma\gamma$ -koincidencia kapcsolatok egyértelműen megfelelnek a 350 keV-es átmenet fenti nívóséma szerinti elhelyezésének. A DCO arány és lineáris polarizáció mérések eredményei lehetővé tették, egyértelmű spin és paritás értékeket állapítsunk meg a kisenergiás állapotokra. A köztes állapot  $8^+$  spin-paritása a 350 keV-es gamma E1 multipolaritásából következik, amit a mért DCO arány és lineáris polarizáció értékek alapján határoztunk meg. Így a  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  sáv állapotaira korábban javasolt spin értékek  $1\hbar$ -al megnöttek és konzisztensek lettek mind a Liu és munkatársai által javasolt spinekkel, mind a szisztematika alapján várt szignatúra felcserélődéssel [Ti03].

#### 4.2.2. Szignatúra felcserélődés az $A\sim 100$ magtartományban

A fentiekben tárgyaltaknak megfelelően szignatúra felcserélődés olyan magtartományokban és konfigurációkban várható, ahol az időtükrözött párokat nem alkotó valenciaprotonok és valencianeutronok közül az egyik típusú valencianukleon nagy  $j$  és kis  $\Omega$ , a másik pedig nagy  $j$  és közepes vagy nagy  $\Omega$  értékekkel jellemzett pályán található. Ilyenek például a 4.4 ábrán feltüntetett  $A\sim 80$  magtartomány  $\pi g_{9/2}\nu g_{9/2}$  sávjai, az  $A\sim 130$  magtartomány  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  sávjai és az  $A\sim 160$  magtartomány  $\pi h_{11/2}\nu i_{13/2}$  sávjai. Ezekben a tartományokban szisztematikusan észlelték és vizsgálták a jelenséget a 80-as évek óta. Azonban szintén ilyenek az  $A\sim 100$  magtartomány  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávjai is. Ebben a tartományban viszont csak egy atommag, a  $^{98}\text{Rh}$  esetén publikáltak szignatúra felcserélődést ezirányú munkám megkezdése előtt. Így érdekesnek mutatkozott megvizsgálni, hogy ebben a tartományban is szisztematikusan megjelenik-e ez a jelenség. Meg kell azonban jegyezni, hogy ebben a tartományban is számos publikáció tárgyalta a szignatúra felhasadás mértékének jelentős csökkenését a  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávokban a  $\pi g_{9/2}$  sávokhoz képest [Ke85], amit annak tulajdonítottak, hogy a  $h_{11/2}$  neutron az atommag alakját a nagy negatív  $\gamma$  értékkel jellemzett (a Lund konvenció szerint) háromtengelyűből tengelyszimmetrikusra, vagy kis pozitív  $\gamma$ -val jellemzetre



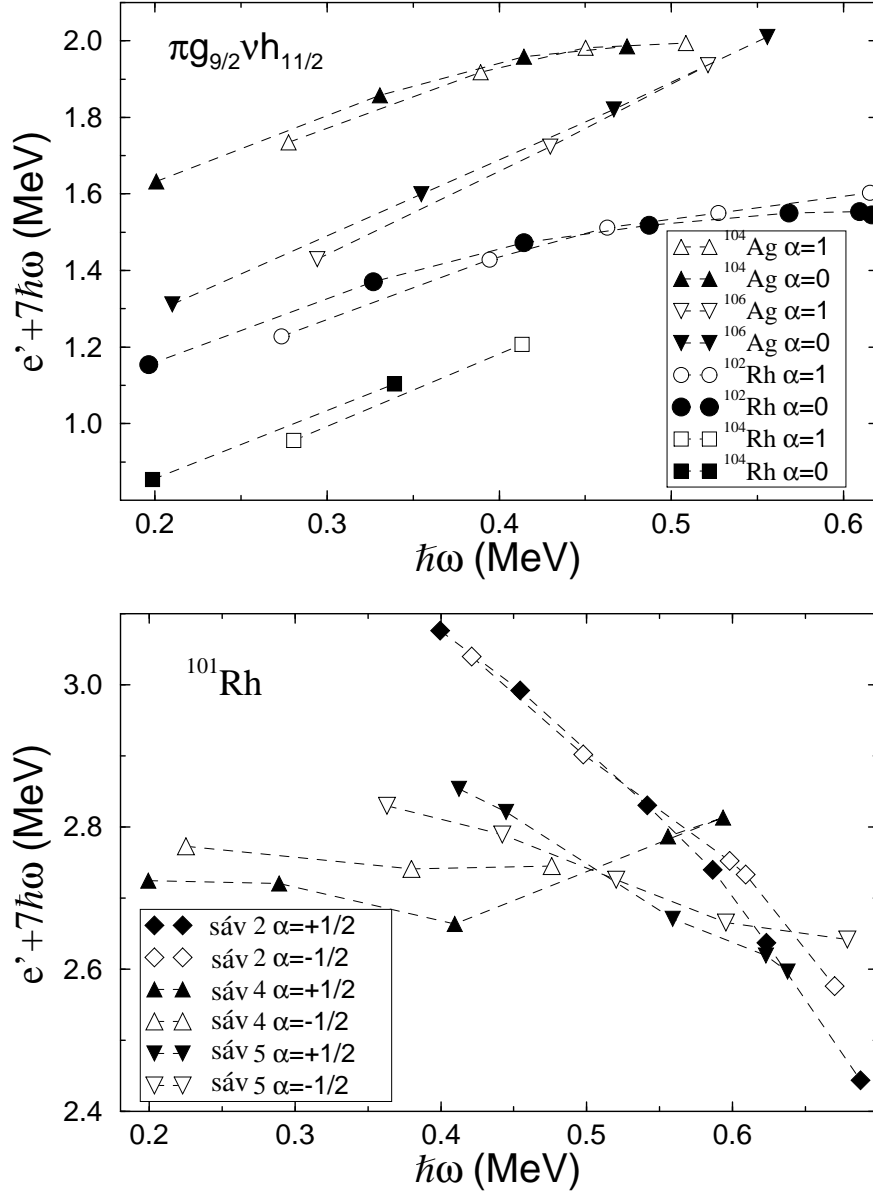
4.4. ábra. A szignatúra felcserélődést mutató páratlan-páratlan atommagok tartományai a magtérképen a megfelelő egyrészecske konfigurációkkal. Az  $A \sim 100$  magtartományban a páratlan atommagokat is feltüntettem. A kék színnel jelölt atommagokban már vizsgálataink előtt is publikáltak szignatúra felcserélődést.

változtatja.

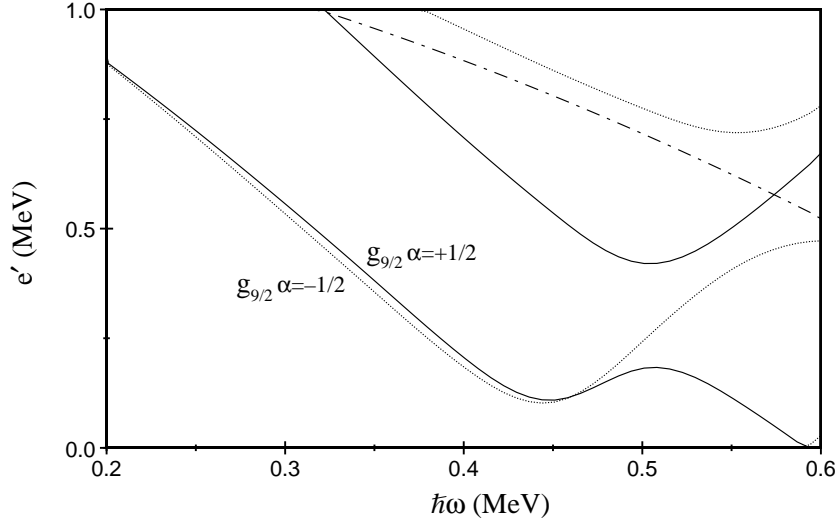
Ebben a tartományban a Rh izotópok nagyspinű állapotaira jó minőségű kísérleti adatok álltak a rendelkezésemre a korábbi méréseinkből, amelyek célja a sávlezárodás jelenségének a vizsgálata volt, amit a következő fejezetben tárgyalok. Elsőként a  $^{101}\text{Rh}$  atommag forgási sávjait vizsgáltam meg. A  $^{101}\text{Rh}$  nagyspinű nívósémáját a következő fejezet 5.3 ábrája mutatja. Mint az a 4.4 ábrán látható, az  $A \sim 100$  atommagok szerkezete hasonló az  $A \sim 160$  atommagokéhoz, amennyiben mindkét esetben a valenciaproton nagy  $j$  és közepes  $\Omega$  értékekkel jellemzett pályán, a valencianeutron pedig  $j$  és kis  $\Omega$  értékekkel jellemzett pályán helyezkedik el. Így a  $^{101}\text{Rh}$ -ban az  $A \sim 160$  magtartomány  $\pi h_{11/2}(\nu i_{13/2})^2$  konfigurációjú sávjaival analóg  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sávban várható a szignatúra felcserélődés. A 4.5 ábra alsó paneljén feltüntettem a  $^{101}\text{Rh}$  kísérleteinkben kapott nagyspinű sávjainak a

forgó rendszerbeni energiáját (Routhian) a forgási frekvencia függvényében külön az  $\alpha=1/2$  és az  $\alpha=-1/2$  szignatúrájú ágakra. Látszik, hogy mind a három észlelt nagyspinű forgási sáv esetén kb.  $0.5 \hbar\omega$  frekvenciánál keresztezi egymást a két különböző szignatúrájú ághoz tartozó energia. A 2 sáv esetén, amelyik a  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  konfigurációjú sáv, a kis forgási frekvenciáknál (és ennek megfelelően a kis spineknél) az  $\alpha=-1/2$  ág az yrast, pedig a kedvező ág az  $\alpha = 1/2(-1)^{j-1/2}$  szabály szerint az  $\alpha=1/2$  ág kellene hogy legyen ( $j=9/2$ ). Tehát a  $\pi h_{11/2}(\nu i_{13/2})^2$  konfigurációjú sávokhoz hasonlóan a  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  sávokban is fellép a szignatúra felcserélődés [Ti01]. Az észlelt másik két sáv konfigurációja  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2} d_{5/2})$  és  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2} g_{7/2})$ . Azonban mivel a  $d_{5/2}$  és a  $g_{7/2}$  pályák azonos paritásúak és közel vannak egymáshoz, keveredés várható köztük, és így nehéz eldönteni, hogy az észlelt kísérleti sávokban melyik a kedvező és a kedvezőtlen ág. Mindenesetre az figyelemreméltó, hogy ezekben a sávokban is kereszteződik a két különböző szignatúrájú ág körülbelül ugyanazon a forgási frekvencián, mint a  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  sáv esetén.

A  $^{102}\text{Rh}$  atommag nagyspinű állapotait szintén vizsgáltuk a sávlezárodással kapcsolatban. A mérési eredmények alapján azonban nemcsak a sávlezárodás közeli állapotokra kaptunk információt, hanem a közepes spinű állapotokra is [Gi99]. Így a forgási sávok konfigurációit közepes spinű állapotokban is meghatároztuk Kölcsönható Bozon Modell (IBM) és forgatott modell számításokkal való összevetésből. Ez lehetővé tette, hogy megvizsgáljuk, hogy a  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávban is fellép-e a szignatúra felcserélődés, mint az az  $A\sim 160$  magtartománnyal való analógia alapján várható. Ehhez a konfigurációhoz tartozó sávot már korábban észlelték a  $^{104}\text{Rh}$ ,  $^{104}\text{Ag}$  és  $^{106}\text{Ag}$  atommagokban is [Je94, Du86, Go95], így azt is megvizsgálhattuk, hogy a jelenség szisztematikusan fellép-e ebben a magtartományban. A 4.5 ábra alsó paneljén feltüntettem a fenti forgási sávok forgó rendszerbeni energiáját az alsó panelhez hasonlóan. Ezekre a sávokra az  $\alpha=0$  ág a kedvező ág. Látható az ábrán, hogy szisztematikusan a kedvező ág van felül energiában a kis forgási frekvenciák esetén, a kedvezőtlen ág pedig alul. Ez a sorrend a  $^{101}\text{Rh}$ -ban talált



4.5. ábra. (alsó panel) A  $^{101}\text{Rh}$  nagyspinű sávjainak a forgó rendszerbeni energiája (Routhian) a forgási frekvencia függvényében. (felső panel) A környező páratlan-páratlan atommagok  $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}$  sávjainak a forgó rendszerbeni energiája a forgási frekvencia függvényében.



4.6. ábra. Az  $A \sim 100$  magtartományban a  $\pi g_{9/2}$  héjmodell pályához tartozó legkisebb energiájú állapot forgó rendszerbeni energiája (Routhian) a forgási frekvencia függvényében a két szignatúra ágra.

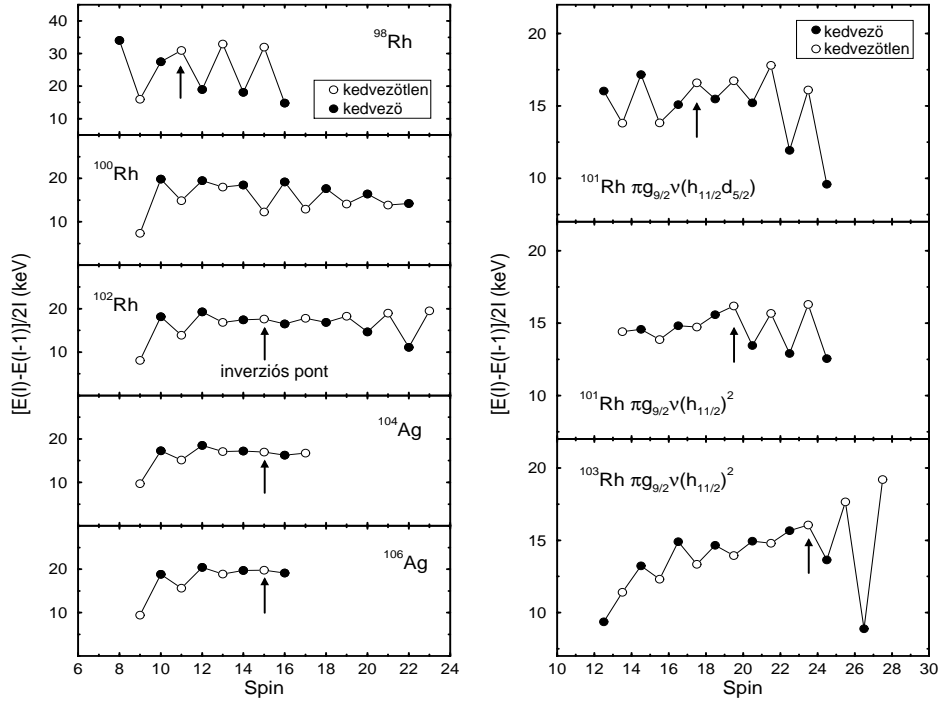
sávokhoz hasonlóan kb.  $0.5 \hbar\omega$  frekvenciánál megfordul, ami azt mutatja, hogy ezekben a sávokban is megjelenik a szignatúra felcserélődés. Mivel a kedvező és a kedvezőtlen ágak kereszteződése mind a  $\pi g_{9/2}(\nu h_{11/2})^2$  sávban, mind a  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávokban jó közelítésben ugyanazon forgási frekvencián történik, kézenfekvőnek tűnt a jelenséget a  $\pi g_{9/2}$  pálya  $\alpha=-1/2$  és  $\alpha=1/2$  szignatúrájú ágainak felcserélődésével értelmezni, amit a háromtengelyűség okozhat. Ezért forgatott-héjmodell számításokat végeztem erre a pályára különböző, a tartományban reálisan várható  $\beta_2$  és  $\gamma$  alak-paraméterekkel. A 4.6 ábrán láthatók, a  $\beta_2=0.17$  és  $\gamma=25$  paraméterekkel kapott eredmények. Ennél a magalaknál a számítások szerint a  $\pi g_{9/2}$  pályára az  $\alpha=-1/2$  ág adódik energiában kedvezőbbnek egészen a  $\hbar\omega \sim 0.45$  forgási frekvencia értékig, ahol a két ág keresztezi egymást. Ha tehát feltételezzük, hogy a  $h_{11/2}$  neutronok a pozitív háromtengelyűség irányába tolják el az atommag alakját, akkor kvalitatíve jó egyezést kapunk a kísérletileg megfigyelt szignatúra felcserélődéssel.

Eredményeink publikálásával egyidőben Zheng és munkatársai egy új értelmezést javasoltak a jelenségre [Zh01]. Számításaikban tengelyszimmetrikus rotor plusz két kvázirészecske modellt használtak olyan modell bázis alkalmazásával, amely lehetővé teszi a  $\gamma$ -vibráció figyelembe vételét is. Eredményeik alapján a szignatúra felcserélődés a proton-neutron kölcsönhatás és a Coriolis kölcsönhatás közti versengés következménye. Modelljük szerint a p-n kölcsönhatás fordított szignatúra felhasadást, míg a Coriolis kölcsönhatás normális irányú felhasadást okoz. Az észlelt felhasadás a kettő eredője, amiben kis forgási frekvenciáknál a p-n kölcsönhatás, nagy frekvenciáknál pedig a Coriolis kölcsönhatás dominál mivel ez utóbbi arányos a forgás frekvenciájával. Ennek megfelelően a felcserélési spin (az a spin érték ami alatt fordított, felette pedig normális az energiefelhasadás) nő, ha erősebb a p-n kölcsönhatás és csökken, ha gyengébb a p-n kölcsönhatás, vagy erősebb a Coriolis kölcsönhatás. Elméleti eredményeiket az  $A \sim 160$  és az  $A \sim 80$  magtartományban vetették össze a kísérleti eredményekkel, és a jó egyezések alapján javasolták, hogy ez a mechanizmus lehet minden magtartományban a jelenség közös oka. Ezért kézenfekvőnek látszott az új  $A \sim 100$  magtartományban is megvizsgálni ennek a lehetőségét.

Az  $A \sim 160$  magtartományban a felcserélési spin a neutrons szám növekedésével csökken, a protonszám növekedésével viszont nő. Ezt a p-n kölcsönhatás erősségének változásával magyarázza az elmélet, ami növekvő neutronszámmal csökken mert a betöltetlen héj közepétől a felső szélé felé haladunk, növekvő protonszámmal viszont nő mert a betöltetlen héj aljától a közepe felé változik a Fermi-szint. Az analógia alapján ezt várhatnánk az  $A \sim 100$  magtartományban is.

Az 4.7 ábrán feltüntettem a szignatúra felhasadás jellemzésére szokásosan használt  $[E(I)-E(I-1)]/2I$  mennyiséget az  $A \sim 100$  magtartományban akkor ismert  $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}$  konfigurációjú sávokra és az ezt a konfigurációt tartalmazó három-kvázirészecskes sávokra. Az ábra bal oldali paneljén a  $^{98}\text{Rh}$ ,  $^{100}\text{Rh}$ ,  $^{102}\text{Rh}$  valamint a  $^{104}\text{Ag}$  és a  $^{106}\text{Ag}$   $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}$  konfigurációjú sávjait jellemző felhasadások láthatók. Ezek a  $^{98}\text{Rh}$  kivételével kis spineknél nagyon hason-



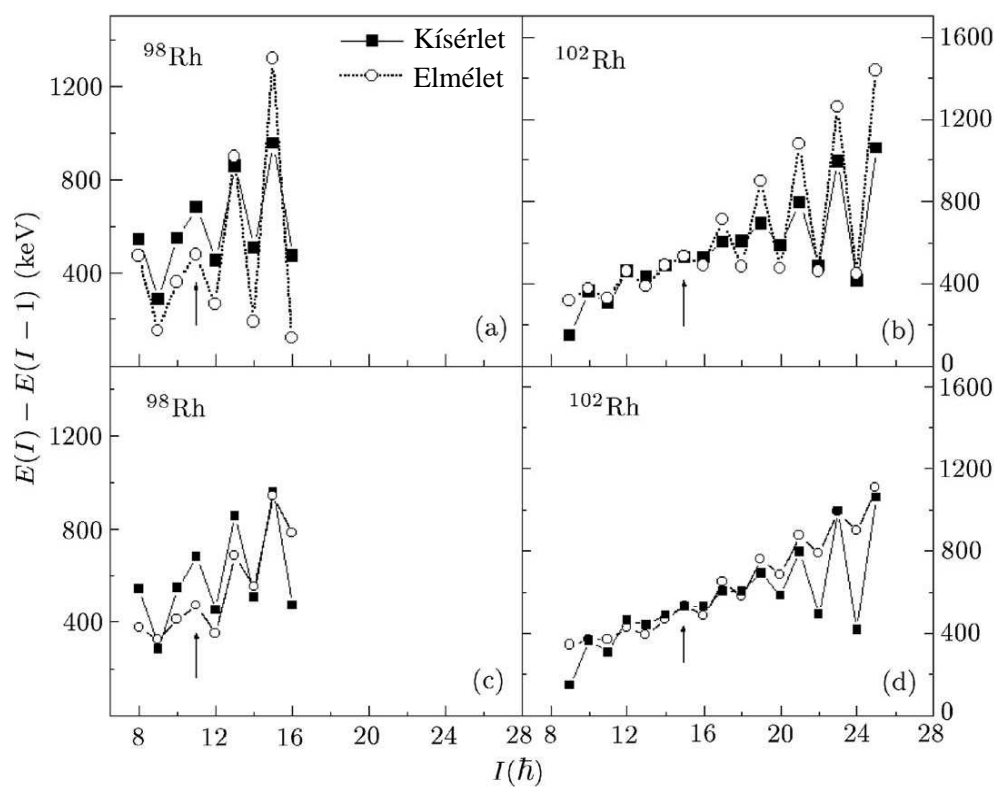


4.7. ábra. A szignatúra felhasadásra jellemző  $[E(I)-E(I-1)]/2I$  mennyiség a spin függvényében az  $A \sim 100$  magtartomány  $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}$  konfigurációjú sávjaira és néhány három-kvázirészecskés sávra.

lóak, és a felcserélődési spin  $15 \hbar$ -nál van. Ugyan a  $^{100}\text{Rh}$  esetén a  $15 \hbar$ -nál nagyobb spin értékekre is fordított irányú marad a felhasadás mert kb. ettől a spin értéktől felfele a sáv egy másik (valószínűleg négy-kvázirészecskés) sávval keveredik [Gi98], de a kis spineknél fokozatosan csökken a felhasadás mértéke a  $^{102}\text{Rh}$ -hoz hasonlóan, és itt is nullához tart  $15 \hbar$ -nál. A  $^{98}\text{Rh}$ -ban viszont lényegesen kisebb értéknél,  $11 \hbar$ -nál van a felcserélési spin. Tehát az  $A \sim 160$  magtartományban tapasztalttal ellentétben itt nem csökken a felcserélési spin a neutronszám növekedésével, hanem a  $^{98}\text{Rh}$  és a  $^{100}\text{Rh}$  között hirtelen nő, fölötte pedig állandó marad. Meg lehet azonban mutatni, hogy ez legalábbis kvalitatíve magyarázható a Zheng és munkatársai által javasolt mechanizmussal [Ti02]. Eszerint ugyanis a felcserélési spin nemcsak a p-n kölcsönhatás erősségétől függ, hanem a Coriolis erőttől is,  $\sim 160$

magtartományban az előbbi, itt az utóbbi változik lényegesen és szabja meg a felcserélési spin értékének változását. A Coriolis erő ugyanis nő a forgási frekvencia növekedésével, az pedig adott spin esetén fordítottan arányos a tehetetlenségi nyomatékkal. A  $^{98}\text{Rh}$ ,  $^{100}\text{Rh}$ ,  $^{102}\text{Rh}$   $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávjaihoz tartozó kinetikus tehetetlenségi nyomatékok rendre 20, 29, és 30  $\hbar^2/\text{MeV}$  értékűek. A  $^{98}\text{Rh}$  esetén tehát a Coriolis erő hatása lényegesen nagyobb, mint a  $^{100}\text{Rh}$  esetén, ami a  $^{98}\text{Rh}$ -nál lefelé tolja el a felcserélési spint. Ez egyébként jó összhangban van azzal, hogy itt a szignatúra felhasadás mértéke is nagyobb mint a  $^{100}\text{Rh}$ -nál. A  $^{100}\text{Rh}$  és a  $^{102}\text{Rh}$  között már sokkal kisebb a különbség a tehetetlenségi nyomatékban, és éppen kompenzálja a felcserélési spinnek a neutronsám növekedése miatt várható csökkenését. Ez a kvalitatív okoskodás hasonlóképpen működhet az ábrázolt Ag izotópoknál is.

Az  $A\sim 100$  magtartományban szisztematikusan megjelenő szignatúra felcserélődés kvantitatív elemzése céljából Zheng-el és munkatársaival együttműködve megvizsgáltuk, hogy (a) a modelljük képes-e ebben a magtartományban is reprodukálni a kísérleti eredményeket, (b) a korábbi modellfeltételeken túl háromtengelyűségnek milyen szerepe van a szignatúra felcserélődésben az  $A\sim 100$  magtartományban. A  $^{98}\text{Rh}$  és a  $^{102}\text{Rh}$  atommag  $\pi g_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávjaihoz tartozó kísérleti szignatúra felhasadást vetettük össze két modellszámítás eredményeivel. Az egyikben a két kvázirészecske egy tengelyszimmetrikus, míg a másikban egy háromtengelyűen deformált rotorhoz volt csatolva. Az eredményeket a 4.8 ábra mutatja. Az ábra (a) és (b) panelje azt mutatja, hogy a szignatúra felcserélődés tényét és a felcserélési spint háromtengelyűség nélkül a p-n kölcsönhatás és a Coriolis kölcsönhatás versengéseként is meg lehet magyarázni, azonban a tengelyszimmetrikus modell nem írja le jól a szignatúra felhasadás mértékét. A számított felhasadás mértéke nagy spineknél lényegesen kisebb a kísérletinél. A (c) és (d) panel mutatja a háromtengelyűség figyelembevételével kapott eredményeket. Ezek sokkal jobb egyezést mutatnak, mint a tengelyszimmetrikus modell eredmények, ami azt mutatja, hogy ebben a magtartományban a háromtengelyűség fontos szerepet játszik a szignatúra felcserélődés magyarázatában [Zh04].



4.8. ábra. A  $^{98}\text{Rh}$  és a  $^{102}\text{Rh}$  atommag  $\pi_{9/2}\nu h_{11/2}$  sávjaihoz tartozó kísérleti szignatúra felhasadás összevetése a háromtengelyű (a és b panel) és a tengelyszimmetrikus (c és d panel) esetre számolt értékekkel.

## 5. FORGÁSI SÁVOK LEZÁRÓDÁSA

Az atommag gerjesztett állapotainak két szélsőséges esete az egyrészesecske (függetlenrészesecske) állapot és a kollektív állapot. Az egyrészesecske gerjesztések esetén az egyes valencianukleonok jó közelítéssel az adott átlagtérnek megfelelő valamelyik lehetséges kvantumpályán tartózkodnak meghatározott energiával, impulzusmomentummal, impulzusmomentum-vetülettel, paritással. Az atommag teljes gerjesztési energiája, impulzusmomentuma, impulzusmomentum-vetülete, paritása ebben az esetben a valencianukleonok megfelelő mennyiségeinek a kvantummechanikai szabályok szerint vett összege. A kollektív gerjesztések esetén sok valencianukleon végez szorosan összehangolt, koherens mozgást és az egyes nukleonok nem rendelkeznek a fenti mennyiségek meghatározott értékével külön-külön. Ilyen például a deformált atommag egészének a forgása. A héjlezáródásokhoz közeli atommagokban az egyrészesecske típusú gerjesztésekhez tartoznak a legkisebb energiájú (yrast és yrast-közeli) állapotok, míg a héjlezáródásoktól távoli tartományokban a kollektív forgáshoz. A mérsékelten deformált atommagok egy különleges tulajdonsága, hogy forgásuk során a forgási sávhoz tartozó állapotok jellemzői az egyik szélsőségből a fokozatosan a másikba mennek át. Az egyre növekvő forgási frekvenciával a kollektivitás egyre csökken, az állapot egyre inkább egyrészesecske gerjesztéssé válik, ami végül a forgás megszűnéséhez vezet; a forgási sáv lezáródik. Ugyanis a forgás során a Coriolis és a centrifugális erők hatására az atommag deformációját létrehozó, és korrelált (forgó) mozgást végző valencianukleon-párok feltörnek és a nukleonok a

korrelált mozgásból kilépve függetlenrészecske állapotba kerülnek miközben impulzusmomentumuk beáll a forgás irányába. A forgás frekvenciájának növekedésével egyre több nukleonpár lép ki a korrelált mozgásból. Elég nagy forgási frekvencia (és ezzel együtt elég nagy impulzusmomentum) esetén az összes valencianukleon függetlenrészecske állapotba kerül és ezért az atommag impulzusmomentuma nem lehet nagyobb mint az adott héjon a Pauli elv figyelembevételével a valencianukleonok impulzusmomentumaira vett összeg maximális értéke.

Például a  $^{100}\text{Ru}$  pozitív paritású sávjában két neutron helyezkedik el a  $h_{11/2}$  pályán. Ezek maximális impulzusmomentuma  $11/2 \hbar + 9/2 \hbar = 10 \hbar$ . Négy neutron foglal helyet a  $g_{7/2}d_{5/2}$  pályákon. Ezek maximális impulzusmomentuma  $7/2 \hbar + 5/2 \hbar + 5/2 \hbar + 3/2 \hbar = 10 \hbar$ . A  $^{90}\text{Zr}$  törzs feletti négy proton pedig a  $g_{9/2}$  pályán helyezkedik el, így az általuk generált maximális impulzusmomentum  $9/2 \hbar + 7/2 \hbar + 5/2 \hbar + 3/2 \hbar = 12 \hbar$ . Az ezen forgási sáv által elérhető maximális impulzusmomentum tehát  $32 \hbar$ . Ebben a sávlezáró állapotban az összes valencianukleon impulzusmomentum vektora a Pauli elv által megengedett legnagyobb mértékben egy irányba áll be, ezért az ilyen állapotokat teljesen beállt (fully aligned) állapotoknak nevezzük.

Ennél nagyobb impulzusmomentum már csak egyes nukleonoknak az adott héjon belüli más nukleonpályákra vagy az adott héjról egy nagyobb energiájú héjra való gerjesztődésével állhat elő, ami egy új nukleon-konfigurációnak felel meg. Tehát a sávlezáródás kísérletileg megfigyelhető jellemzője, hogy a sávlezáró állapot közelében a kollektivitás csökken ami a gamma-átmenetek  $B(E2)$  redukált átmeneti valószínűségének csökkenésében nyilvánul meg, és a sávlezáró állapotban megtörik a sávbeli átmeneti energiák folytonossága.

A fenti leírás jól illusztrálja a sávlezáródás általános jellemzőit, azonban a konkrét forgási sávok lezáródásának specifikus jellemzői is vannak, amik nagyban függenek a konkrét nukleonhéjak tulajdonságaitól, ahol a valencianukleonok elhelyezkednek; a valencia nukleonhéjban található kvantumpályáktól, a szomszédos héjak távolságától és kvantumpályáitól, stb. Ezért egyrészt fontos a különböző magtartományokban vizsgálni a sávlezáródást,

másrészt a kapott eredmények új információkat adnak az adott magtartományok jellemzőire is.

## 5.1. A sávlezárodás irodalmának vázlatos összefoglalása

A sávlezárodás első kísérleti észlelése már több mint 30 éve megtörtént a  $^{20}\text{Ne}$  alapállapotú sávjában a  $8^+$  állapot azonosításával [Ha72] és annak kimutatásával, hogy  $8^+ - 6^+$  átmenet B(E2) redukált átmeneti valószínűsége lényegesen kisebb mint amekkora forgási sáv esetén várható volna [Al72]. Valóban a  $^{16}\text{O}$  törzsön kívül a  $d_{5/2}$  pályán mozgó 2 proton maximális impulzusmomentuma  $5/2 \hbar + 3/2 \hbar = 4 \hbar$  lehet. Ugyanígy a 2 neutroné is, tehát a teljes maximális impulzusmomentum  $8 \hbar$ . Ezt követően Bohr és Mottelson [Bo75] elméletileg tárgyalták a sávlezárodást, és becslést adtak a sávlezárodási állapotok spin-értékeire nehéz magokban is. Ezek a spin értékek azonban túl nagyok adódtak ( $\sim 100 \hbar$ ) a kísérletileg elérhető spinekhez képest.

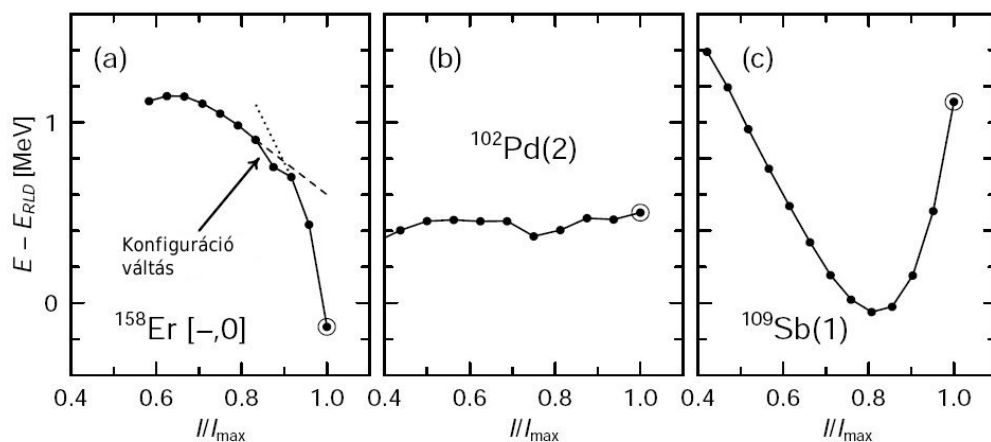
A 80-as évek elejére kifejlődött egy olyan elméleti formalizmus, ami lehetővé tette a deformáció változásának követését az impulzusmomentum függvényében egy adott konfigurációhoz tartozó sávon belül [Be83]. Ezzel a formalizmussal számolva bizonyos konfigurációkhoz tartozó sávlezárodások már lényegesen kisebbnek ( $\sim 50 \hbar$ ) adódtak, ami az akkori élvonalbeli kísérleti technikával már elérhetőnek látszott. Az első nehéz atommag amiben sávlezárodást azonosítottak a  $^{158}\text{Er}$  volt. Itt sikerült kimutatni [Tj85], hogy az yrast forgási sáv  $38 \hbar$  környékén alakváltozáson megy át; a kisebb impulzusmomentumok esetén megnyúlt alakú atommag a forgástengelyre szimmetrikusan belapulttá válik, és a sáv a  $46^+$  spin-paritású állapotban lezáródik. Ez jól egyezik az elmélet által várt sávlezárodással. A  $^{158}\text{Er}$ -nak ugyanis a  $^{146}\text{Gd}$  törzsön kívül négy valenciaprotonja és nyolc valencianeutronja van. A protonok a  $h_{11/2}$  pályán helyezkednek el, így a maximális impulzusmomentumuk  $16 \hbar$  lehet. Ebben a konfigurációban két neutron van az  $i_{13/2}$  pályán, három-három pedig a  $f_{7/2}$  és a  $h_{9/2}$  pályákon. Így a neutronok maximális

impulzusmomentuma  $30 \hbar$ . Az eredmény hatására szisztematikus elméleti és kísérleti kutatás indult meg aminek eredményeként más  $^{158}\text{Er}$  körüli atommagban is sikerült lezáródó sávokat azonosítani [Ra86]. Később még érzékenyebb kísérletekkel a  $^{158}\text{Er}$  más konfigurációjú sávjaiban is sikerült sávlezáró állapotokat azonosítani  $48^-$  és  $49^-$  spin-paritással [Si94].

A  $^{158}\text{Er}$  körüli atommagokban talált sávlezáródásoknak jellemzője, hogy a lezáródó sáv csak egy a lezáró állapot impulzusmomentumához közeli impulzusmomentum intervallumban yrast, kísérletileg csak itt észlelhető. Így a magalak fokozatos változása nem mutatható ki. A lezáródó forgási sávok fentebb leírt általános és némileg idealizált tulajdonságait a később a  $^{109}\text{Sb}$ -ban és a környező atommagokban talált úgynevezett "sima" sávlezáródások mutatják a legjobban. A "sima" elnevezés azt jelzi, hogy ezekben a lezáródó sávokban a dinamikus tehetetlenségi nyomaték, és így az egymást követő állapotok közötti energiakülönbség is, sima monoton függvénye a forgási frekvenciának, ellentétben a  $^{158}\text{Er}$  körüli lezáródó sávokkal, ahol ez a mennyiség ingadozik a frekvencia függvényében. Az ilyen sávlezáródást "nem sima" sávlezáródásnak nevezzük. A  $^{109}\text{Sb}$  atommagban a deformációt az  $^{100}\text{Sn}$  törzshöz képest két protonnak a lezárt héj  $g_{9/2}$  pályájáról a valenciahéj  $g_{7/2}d_{5/2}$  pályáira történő gerjesztődése biztosítja, míg az 51. proton a  $h_{11/2}$  pályán helyezkedik el. A nyolc valencianeutron a  $g_{7/2}d_{5/2}$  és a  $h_{11/2}$  pályákon található ezekben a sávokban. Az ilyen konfigurációjú forgási sávok másik jellegzetessége a simaság mellett az, hogy a kb.  $20 \hbar$  impulzusmomentumú állapottól a sávlezáró állapotig ( $40-45 \hbar$ ) széles intervallumban yrastak, így ezekben kísérletileg vizsgálható a magalak változása az impulzusmomentum függvényében.

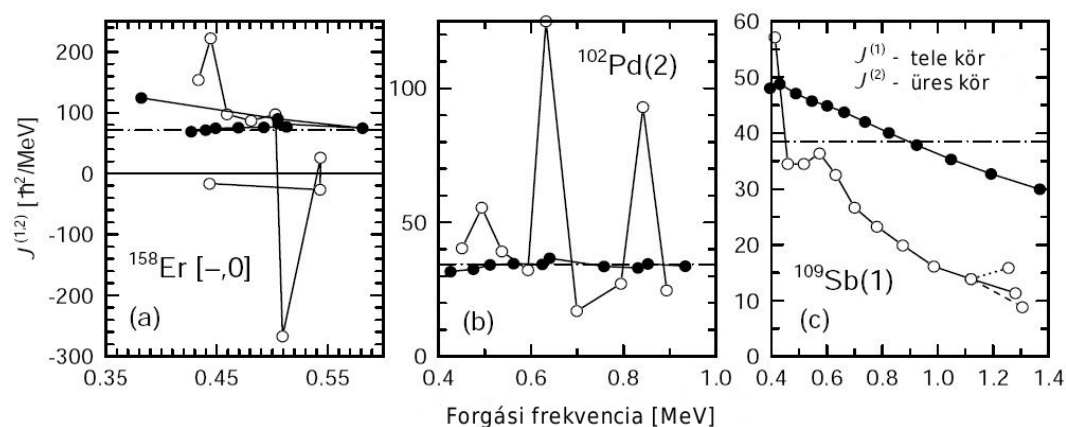
A fenti két magtartományon kívül számos más magtartományban ( $A \sim 45$ ,  $A \sim 60$ ,  $A \sim 80$ ) is azonosítottak lezáródó forgási sávokat az ezirányú munkáim megkezdése előtt. Jó leírásuk található a [Af99] összefoglaló munkában.

A megismert lezáródó forgási sávok tulajdonságaik alapján különböző osztályokba sorolhatók. Egyik lehetséges tulajdonság ami szerint osztályozhatunk az, hogy a sávlezáró állapot közelében az idealizált merev forgáshoz



5.1. ábra. A lezáródó forgási sávok fő típusai a lezáró állapot eléréséhez szükséges energia szerint. (a) energianyerő, (b) merev forgás szerű, (c) energia-vesztő típusú sávlezáródások.

képest egyre csökkenő vagy egyre növekvő energia szükséges a következő állapot eléréséhez. Az első esetet "energianyerő" (favoured), a másodikat pedig "energiavesztő" (unfavoured) sávlezáródásoknak nevezzük. Az  $A \sim 100$  magtartományban általunk talált lezáródó sávok egy harmadik típusba tartoznak; ezeknél a szükséges energia körülbelül megegyezik a merev forgás esetén szükséges energiával. Ezt a típust "merev forgás szerű" sávlezáródásnak nevezzük. A 5.1. ábra mutatja a három fő sávlezáródás típust egy-egy konkrét forgási sáv példáján. A 5.2. ábra pedig a  $J^{(1)}$  kinematikus, illetve



5.2. ábra. A lezáródó forgási sávok viselkedése a "simaság" szempontjából.



a  $J^{(2)}$  dinamikus tehetetlenségi nyomaték "sima" illetve "nem sima" viselkedést mutatja ugyanazokra a forgási sávokra.

## 5.2. Sávlezáródással kapcsolatos saját eredmények

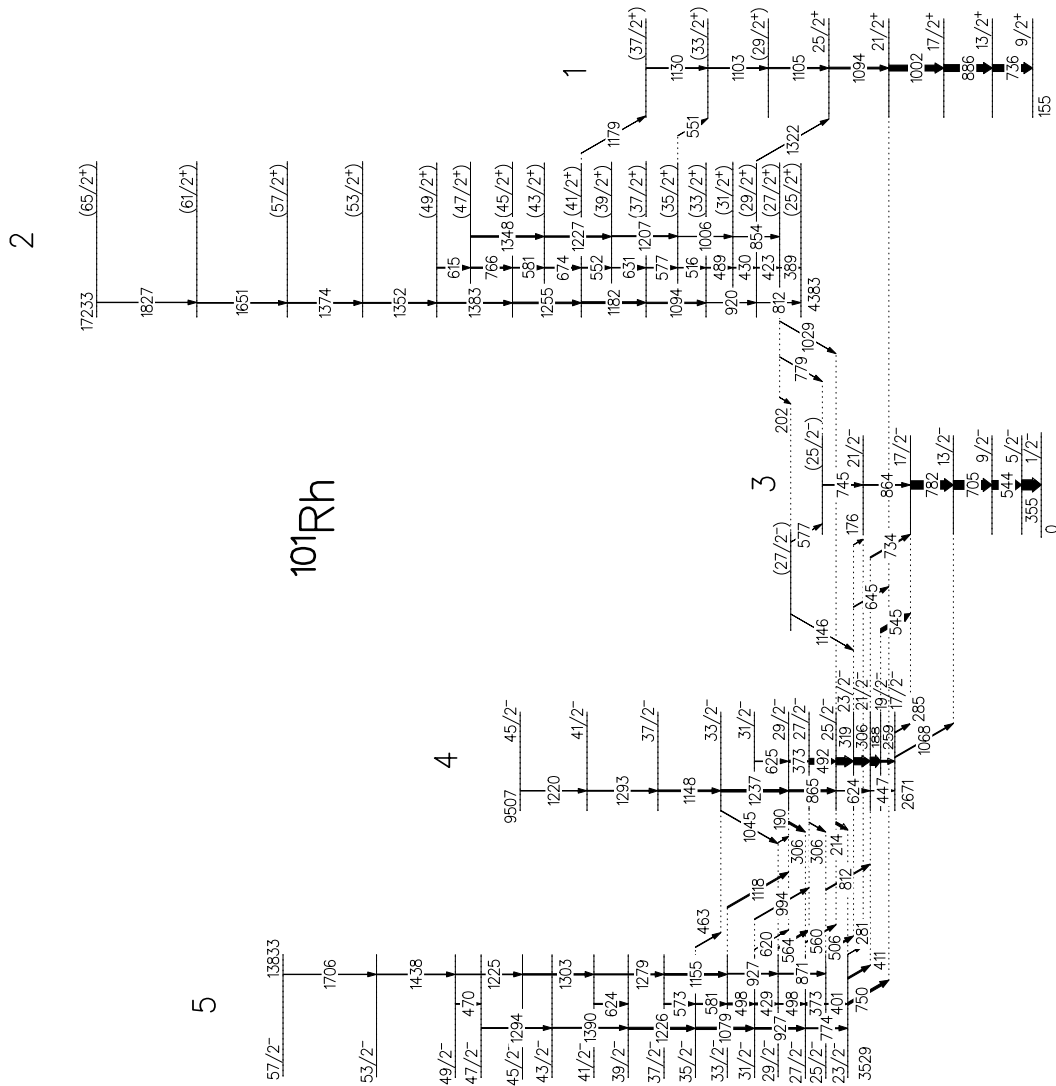
A jelen értekezésben a sávlezáródásnak az  $A \sim 100$  és az  $A \sim 120$  magtartományokban való keresését és vizsgálatát, illetve a kapott eredményeket tárgyalom. Az  $A \sim 100$  magtartományban a legelső sávlezáró állapotot a  $^{102}\text{Pd}$  atommagban találtuk [Gi97], és sávlezáró állapotokat találtunk a  $^{103}\text{Pd}$  atommagban is. Ezekben a munkákban aktívan részt vettem, de az eredmények elérésében nem volt meghatározó szerepem, így ezeket itt nem tárgyalom. Az  $A \sim 100$  magtartományban vizsgáltam a  $^{100,101,102}\text{Rh}$  és a  $^{98,99,100}\text{Ru}$  atommagokat, az  $A \sim 120$  magtartományban pedig a  $^{121}\text{Xe}$ ,  $^{123}\text{Cs}$  és a  $^{124}\text{Ba}$  atommagokat. Az elért eredményeket a következő alfejezetekben részletezem.

Ezekben a munkákban a különböző konfigurációkhoz tartozó forgási sávok spin - gerjesztési energia függését a kötött konfigurációjú forgatott Nilsson-Strutinsky (CNS) modellel [Be85, Af95] számoltuk, és ezen eredményeket vetettük össze a kísérleti adatokkal. Ezen modellben az állapothoz tartozó konfigurációt alapvetően az egyes  $N$  oszcillátorhéjakon található részecskék száma definiálja, azonban a formalizmus lehetővé teszi ezen kívül az egyes  $N$ -héjon belül a nagy- $j$  (az adott oszcillátorhéjhoz tartozó legnagyobb impulzusmomentumú) pályákon található részecskék számának a követését is. Így a teljes konfigurációt az egyes  $N$  héjakon nagy- $j$  pályán illetve összesen található részecskék száma határozza meg. A forgási sávok még további osztályozására ad lehetőséget, hogy a tükörszimmetrikus (de deformált) atommagok valamelyik főtengetely körüli forgása esetén a szignatúra kvantumszám megmaradó mennyiség [Go74]. Az egyrészecske állapotokhoz tartozó szignatúra kvantumszám értéke  $\alpha=1/2$  vagy  $\alpha=-1/2$ . Több részecske esetén a szignatúra kvantumszámok összeadódnak és modulo 2 értendő. Így páros atommagok esetén értékük  $\alpha=0$  vagy  $\alpha=1$ , amik a kísérleti forgási sáv páros

illetve páratlan spinű állapotainak felelnek meg. Páratlan atommagok esetén értékük  $\alpha=1/2$  vagy  $\alpha=-1/2$  és a forgási sáv páros szám  $+1/2$  illetve páros szám  $-1/2$  spinű állapotainak felelnek meg. Így egy kvadrupól forgási sávot ( $\Delta I=2$ ) a konfigurációja és a szignatúra kvantumszáma jellemez. Dipol forgási sáv ( $\Delta I=1$ ) esetén a sáv két különböző szignatúrájú ágáról szoktunk beszélni. A modell az egyes konfigurációkhoz tartozó energiát minden spin értéknél minimalizálja az  $(\varepsilon_2, \varepsilon_4, \gamma)$  deformációs térben. Így nyomon követhető a kollektivitás változása egy konfiguráción belül. A forgatott héjmodellekben általánosan szokásostól eltérően itt a számolt mennyiségeket nem az  $\omega$  szögsebesség függvényében adjuk meg, hanem olyan  $\omega$  értékeknél számolunk, amik egész spinnek felelnek meg és a mennyiségeket a spin függvényében követjük. Így könnyebb a kísérleti eredményekkel való összevetés. A modellben a párkölcsönhatás nincs figyelembe véve, így az eredmények csak a nagy spinek tartományában (a sávlezáródáshoz közel) tekinthetők a kísérleti eredményekkel realiztikusan összevethetőeknek.

### 5.2.1. Sávlezáródások az $A \sim 100$ magtartományban

A  $^{100,101,102}\text{Rh}$  és a  $^{98,99,100}\text{Ru}$  atommagok nagyspinű állapotait egy a strasbourgi IReS laboratóriumban az EUROGAM II detektorrendszerrel végzett nagy statisztikájú kísérlet adataiból vizsgáltam. A kísérletben 130 MeV energiára gyorsított  $^{36}\text{S}$  nyalábbal bombáztunk  $^{70}\text{Zn}$  céltárgyat. A  $^{36}\text{S}$  nyalábot a Vivitron VdG gyorsító szolgáltatta. A céltárgy két  $\sim 0.5$  mg/cm<sup>2</sup> vékony, dúsított fém Zn fóliából állt amelyben a  $^{70}\text{Zn}$  izotóp aránya 70 % volt. A létrehozott fúzió-párolgás típusú magreakcióban  $^{106}\text{Pd}$  közbenső mag alakult ki, amely neutronok kibocsátásával  $^{102}\text{Pd}$ -körüli Pd izotópokba, egy proton és neutronok kibocsátásával  $^{101}\text{Rh}$ -körüli Rh izotópokba, valamint egy alfa-rész és neutronok kibocsátásával  $^{99}\text{Ru}$ -körüli Ru izotópokba bomlott. A detektált magreakciók legnagyobb része Pd végmagokra vezetett. A Rh és a Ru végmagok körülbelül 10 - 10 százalékban álltak elő. Az EUROGAM II detektorrendszer jó koincidencia-hatásfoka miatt a detektált események többsége négy- vagy többszörös gamma-koincidenciát tartalmazott, így az

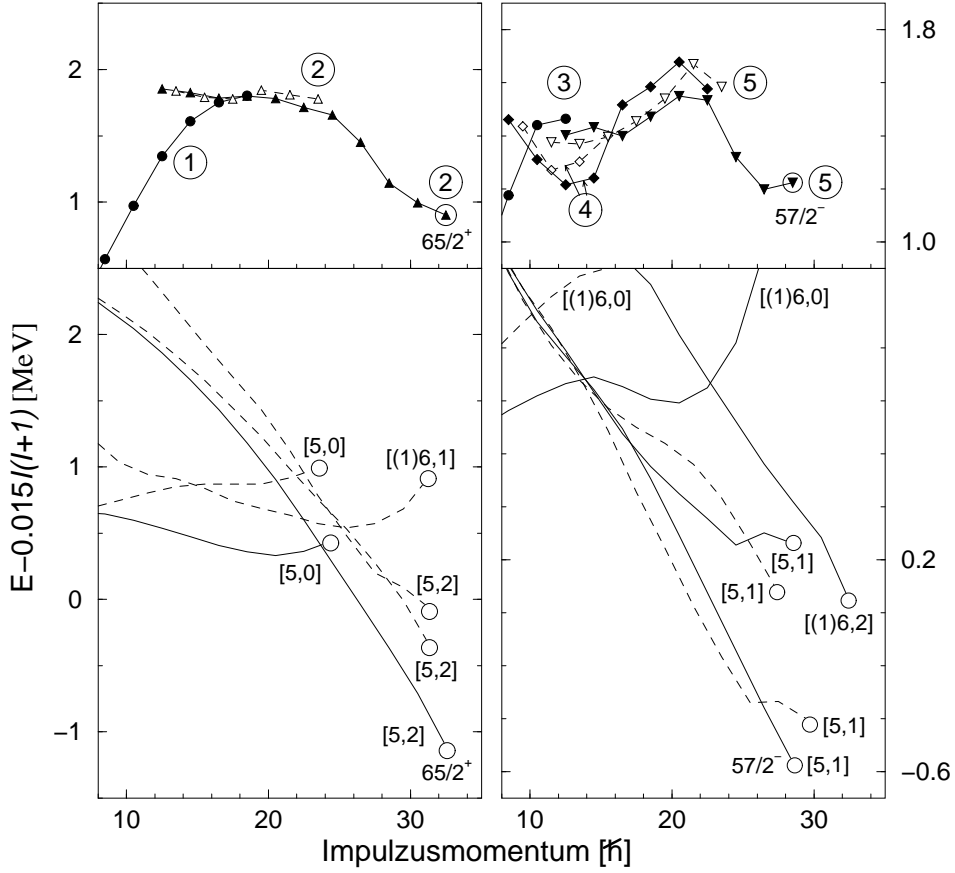


5.3. ábra. A  $^{101}\text{Rh}$  új nívósémája. A gamma energiák keV-ben vannak megadva, az átmeneteket reprezentáló nyilak vastagsága az átmenetek intenzitásával arányos.

ennél kevesebb gamma-koincidenenciát tartalmazó eseményeket nem volt célszerű eltávolítani. A kísérlet során összesen  $\sim 6 \times 10^8$  ilyen eseményt rögzítettünk, amelyeket később "off-line" analizáltunk. A Ge detektorok energia és határfok kalibrációját  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  és  $^{152}\text{Eu}$  radioaktív forrásokkal végeztük. Az "off-line" analízist a 2. fejezetben leírt módon végeztem. A nagy statisztikájú adatbázis lehetővé tette az egyenként csak néhány százalékban előálló izotópok nagyspinű állapotainak biztos meghatározását, ezen izotópok intenzívebb gamma-átmeneteire DCO és lineáris polarizáció analízis végzését, és így az állapotok spin és paritás értékeinek egyértelmű meghatározását, ami a sávlezáró állapotok kereséséhez szükséges.

A vizsgált Rh izotópok közül a  $^{100}\text{Rh}$  gerjesztődött a leggyengébben a kísérletben. Ezen atommagban is sikerült új nagyspinű állapotokat azonosítani, azonban a várt sávlezáró állapotig nem sikerült egyértelmű spin és paritás értékeket rendelni a talált nagyspinű állapotokhoz, így sávlezáródást nem sikerült kimutatni. A kapott eredményeket a [Gi98] folyóirat cikkben közzé tettük.

A  $^{101}\text{Rh}$  atommagra a kísérletből származtatott forgási sávokat a 5.3 ábra mutatja. Az észlelt sávokból kettő, az 1. sáv és a 3. sáv már ismert volt korábbi kísérletekből [Ka82] és  $\pi g_{9/2}$  illetve  $\pi p_{1/2}$  kváziproton konfigurációt rendelték hozzájuk. A nagy spinű 2., 4. és 5. sávot mi észleltük először [Ti99]. A 4. és az 5. sáv több intenzív  $\gamma$ -átmenettel kapcsolódik egymáshoz, ami azt mutatja, hogy hasonló belső konfigurációhoz tartoznak. Ezek a sávok szintén intenzív  $\gamma$ -átmenetekkel kapcsolódnak az 1. és 3. sávhoz, ami lehetővé teszi, hogy egyértelműen meghatározzuk a spin és paritás értékeiket az 1. és 3. sáv állapotainak ismert spin és paritás értékeire alapozva az intenzív sávközi átmenetek DCO és lineáris polarizáció értékeinek mérésével. A 2. sáv sok kis intenzitású átmenettel vagy kaszkáddal kapcsolódik az 1., 3. és 4. sávhoz. Ezek közül csak néhányat sikerült meghatározni. Ezen gyenge átmenetekre nem sikerült DCO arányt és lineáris polarizációt mérni, így a 2. sáv esetén csak valószínű spin és paritás értékeket tudtunk megadni. A valószínű spin hozzárendelések azon feltételezés alapján történtek, hogy az átmenetek a 2.



5.4. ábra. A  $^{101}\text{Rh}$  forgási sávjaihoz tartozó állapotok gerjesztési energiái a merev rotorhoz viszonyítva. Az ábra felső két panelje a kísérleti, míg az alsó két panel a CNS modellel számított értékek spin-függését mutatja. A bekari-kázott értékek a kísérletben az adott sávhoz talált maximális spinű állapotot, illetve a számított sávlezáró állapotot jelölik.

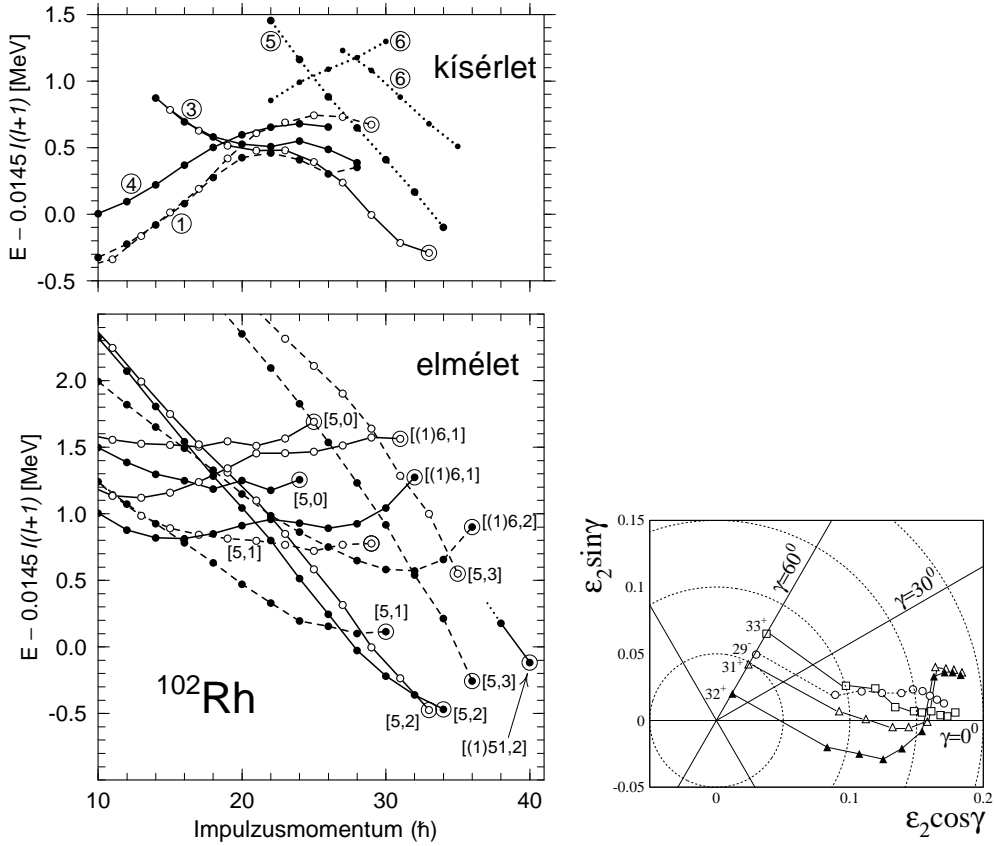
sáv és az 1. illetve 3. sáv között feszített dipól vagy kvadrupól jellegűek. Ez általában teljesül a nagy-spinű forgási sávok közötti átmenetekre, de vannak kivételek. A valószínű pozitív paritást az alapján rendeltük a sávhoz, hogy legnagyobb intenzitással a pozitív paritású 1. sávba bomlik. Ezek a valószínű spin és paritás hozzárendelések jó összhangban vannak a szomszédos egyszerűpáratlan Rh atommagok ismert sávjainak megfelelő értékeivel.

Az észlelt forgási sávokhoz tartozó energia spin függését a 5.4 ábrán vettem össze a CNS modellel számolt elméleti értékekkel. Ebben a magtar-

ományban az aktív nukleonpályák  $\varepsilon_2=0.2$  körüli deformációt feltételezve a  $\nu h_{11/2}$  valamint a  $\nu d_{5/2}, g_{7/2}$  neutronpályák illetve a  $\pi g_{9/2}$  és az  $N = 3$  héjról származó főleg  $\pi p_{1/2}$  proton pályák. Így a CNS konfiguráció jelölhető az egyszerű  $[(p_0)p_{1,n}]$  jelöléssel, ahol  $p_0$  az  $N = 3$  pályákon lévő proton lyukak,  $p_1$  a  $\pi g_{9/2}$  protonok,  $n$  pedig a  $\nu h_{11/2}$  neutronok száma. Az ábra bal oldalán az észlelt pozitív paritású sávokat vettem össze a számolt legkisebb energiájú pozitív paritású konfigurációkkal az ábra jobb oldalán pedig a negatív paritásúakat. A könnyebb ábrázolhatóság céljából mind a kísérleti, mind az elméleti értékekből levontam az adott tömegű merev rotorhoz tartozó energiákat. Az összevetés során azt várhatjuk, hogy az elméleti konfigurációk energia szerinti sorrendje, a különböző konfigurációkhoz tartozó görbék metszéséhez tartozó spin, nagy spineknél a görbék meredeksége és a számított sávlezáró spin megegyezik a kísérleti sávok megfelelő mennyiségeivel. Az energiák abszolút mértékében különbség van, mert más a viszonyítási pont (nulla pont) a kísérleti és az elméleti energiák esetén. A görbék meredeksége a kisebb spineknél szintén különbözik az elméleti és a kísérleti esetben mivel ott a párkölcsönhatás jelentős, az elmélet pedig nem veszi figyelembe.

A fenti összevetési szempontokat figyelembe véve az ábra bal oldalán ábrázolt 1. és 2. sávot az  $[5,0]$  és az  $[5,2]$  konfigurációval azonosítottam. Az 1. sávra kapott  $[5,0]$  CNS konfiguráció összhangban van a korábban erre a sávra megállapított  $\pi g_{9/2}$  egyrészecske konfigurációval. Ezen azonosításoknak megfelelően a 2. sávban észlelt legnagyobb spinű  $65/2^+$  állapot az  $[5,2]$  konfigurációhoz tartozó sávlezáró állapot amely a  $\pi(g_{9/2})_{12.5}^5 \nu(d_{5/2}g_{7/2})_{10}^4 (h_{11/2})_{10}^2$  egyrészecske konfigurációnak felel meg, és amelyben a teljes spin kollektív összetevő nélkül pusztán az egyrészecske spinek összegeként épül fel.

Az ábra jobb oldalán feltüntetett negatív paritású sávok esetén hasonló szempontok figyelembevételével a következő konfiguráció azonosításokra jutottam. A 3. forgási sáv az  $[(1)6,0]$  konfigurációnak felel meg, a 4. és az 5. sáv konfigurációja pedig  $[5,1]$ . A 4. és az 5. sávban tehát az egyes  $N$  héjakon és azok nagy- $j$  pályáin ugyanannyi nukleon van. A két sáv közti különbség az, hogy a  $\nu d_{5/2}, g_{7/2}$  neutronpályákon különbözőképpen oszlanak el a neut-



5.5. ábra. (bal oldal) A  $^{102}\text{Rh}$  forgási sávjaihoz tartozó állapotok gerjesztési energiái a merev rotorhoz viszonyítva. Az ábra felső panelja a kísérleti, az alsó panel pedig a CNS modellel számított értékeket mutatja. A bekarikázott értékek a kísérletben az adott sávhoz talált maximális spinű állapotot, illetve a számított sávlezáró állapotot jelölik. (jobb oldal) A lezáródó sávok alakparamétereinek számolt változása a spin függvényében.

ronok. Ez az azonosítás összhangban van azzal a kísérleti ténnyel, hogy a 4. és 5. sáv között intenzív  $\gamma$ -átmenetek vannak, ami hasonló egyrészecske konfigurációra vall. Ezen azonosításoknak megfelelően a 5. sáv  $57/2^+$  állapota sávlezáró állapot ami a  $\pi(g_{9/2})_{12.5}^5 \nu(d_{5/2}g_{7/2})_{10.5}^5 (h_{11/2})_{5.5}^1$  egyrészecske konfigurációnak felel meg.

A  $^{101}\text{Rh}$ -hoz hasonlóan a  $^{102}\text{Rh}$  atommagban is új nagyspinű forgási sávokat azonosítottam [Gi99b]. Korábban ebben az atommagban csak egy forgási sáv volt ismert, az is csak viszonylag kis spinekig. Öt új forgási sáv

vot találtunk, amelyek közül hármát sikerült  $\gamma$ -átmenetekkel a már ismert állapotokhoz kapcsolni. A négy egymáshoz kapcsolt forgási sáv (1., 2., 3. és 4. sáv) közül az 1. és a 4. sáv esetén a spin és paritás értékeket a  $^{101}\text{Rh}$  esetén tárgyalt módon meghatároztuk, a 2. és a 3. sáv esetén pedig valószínű spin-paritás értékeket adtuk meg. Két forgási sávot nem sikerült a már ismert állapotokhoz kapcsolni. Ezekhez nem tudtunk spin és paritás értéket rendelni, így ezekhez nem tudtunk konfigurációt azonosítani.

A konfiguráció azonosítás itt is a  $^{101}\text{Rh}$  esetén tárgyalt módon a kísérleti adatoknak a CNS számításokkal való összevetésével történt, amit a 5.5 ábra bal oldali panelje mutat. Ebben az atommagban is az  $[5,1]$  és az  $[5,2]$  konfigurációjú sávok az yrast sávok a  $20 \hbar - 30 \hbar$  spin tartományban. Az 1. sáv  $[5,1]$  konfigurációjú, míg a 2. és a 3. az  $[5,2]$  konfigurációnak felelnek meg. Bár a 2. sávot nem észleltük elég nagy spinekig ahhoz, hogy a CNS számítások alapján azonosítani tudjuk a konfigurációját, más a párkölcsönhatást is figyelembe vevő forgatott modellel történő összevetés alapján azonosítani tudtuk [Gi99]. Az ezen modell alapján kapott konfiguráció a többi sávra is jól egyezett a fenti CNS konfigurációval. A 4. sávnak az  $[(1)6,1]$  konfiguráció felel meg mindkét forgatott modellel való összehasonlítás alapján. A  $^{101}\text{Rh}$ -ban és a  $^{102}\text{Rh}$ -ban észlelt  $[5,1]$  illetve  $[5,2]$  konfigurációk között az a különbség, hogy a  $^{102}\text{Rh}$ -ban a  $^{101}\text{Rh}$  megfelelő konfigurációjához képest még egy neutron található a kis- $j$   $\nu d_{5/2}, g_{7/2}$  pályákon. A  $^{102}\text{Rh}$  atommag esetén az 1. és a 3. sávot észleltük a sávlezáró állapotig. Ezek egyrészeske konfigurációja  $\pi(g_{9/2})_{12.5}^5 \nu(d_{5/2}g_{7/2})_{11}^6 (h_{11/2})_{5.5}^1$  az 1. sáv esetén, és  $\pi(g_{9/2})_{12.5}^5 \nu(d_{5/2}g_{7/2})_{10.5,11.5}^5 (h_{11/2})_{10}^2$  a 3. sáv esetén. Mind a  $^{101}\text{Rh}$ , mind a  $^{102}\text{Rh}$  atommag esetén a CNS számítások szerint az atommag alakját jellemző paraméterek fokozatosan változnak a kollektív deformált alaknak megfelelő  $\varepsilon \approx 0.22$  és  $\gamma \approx 0$  értékekről a nem-kollektív deformációnak megfelelő  $\varepsilon < 0.1$  és  $\gamma \approx 60^\circ$  értékekre. Erre mutat egy példát a 5.5 ábra jobb oldala a  $^{102}\text{Rh}$  sávjaihoz tartozó paraméterek változását ábrázolva a spin függvényében.

Ebben a magtartományban a Rh atommagok mellett három Ru atommag, a  $^{98}\text{Ru}$ ,  $^{99}\text{Ru}$  és  $^{100}\text{Ru}$  nagyspinű állapotait vizsgáltam a sávlezáró álla-

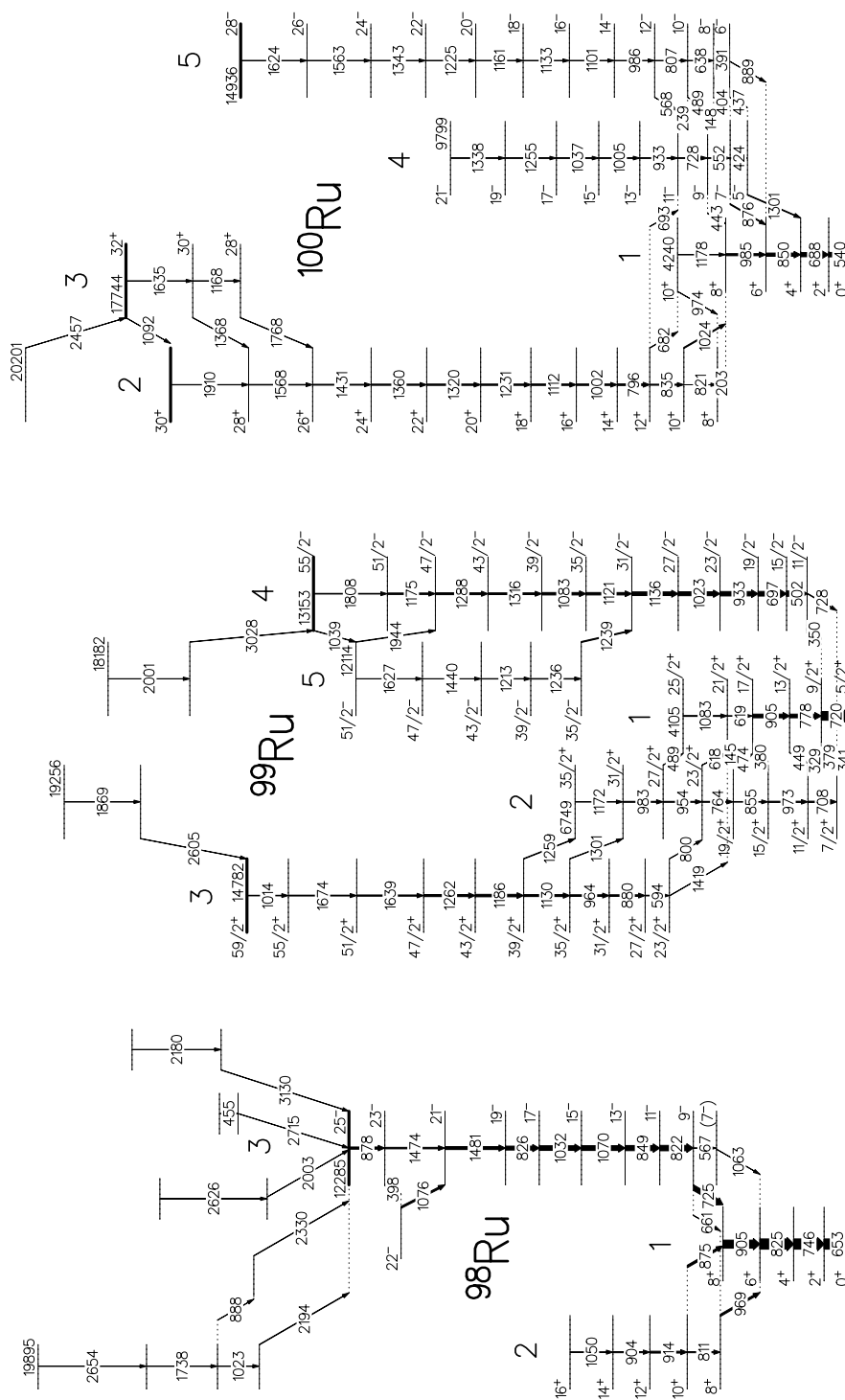


potok szisztematikus vizsgálata céljából. Mindhárom atommagban lezáródó forgási sávokat találtam és sávlezáró állapotokat azonosítottam. A kapott nagyspinű nívósémáknak a sávlezáródás szempontjából fontos részeit a 5.6 ábrán tüntettem fel.

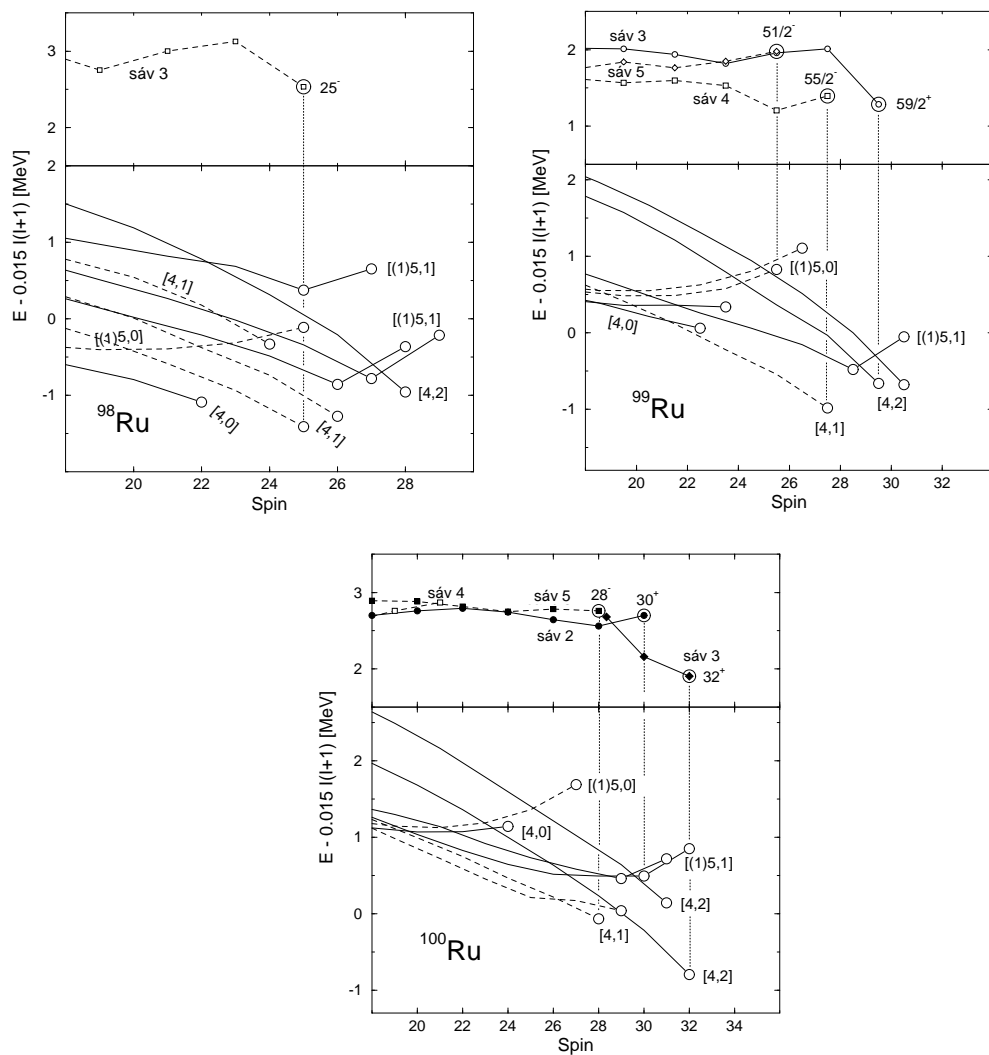
A  $^{98}\text{Ru}$  atommag közepes és nagyspinű állapotait előttünk már vizsgálták  $^{98}\text{Mo} + \alpha$  reakció [Ma81] illetve később  $^{65}\text{Cu} + ^{36}\text{S}$  reakció [Re93, Kh98, Kh99] felhasználásával. A két kísérlet alapján publikált nívósémák az alapállapottól a  $8^+$  állapotig megegyeznek, azonban ezen állapot fölött lényegesen eltérnek egymástól az állapotok spinjében, paritásában és az egy kaszkádhoz tartozó  $\gamma$  átmenetek sorrendjében. Így fontos volt tisztázni, hogy a publikált egymásnak ellentmondó nívósémák közül melyik a helyes. Az általunk használt magreakció nagyon hasonló volt a  $^{65}\text{Cu} + ^{36}\text{S}$  reakcióhoz és ugyanazokat a  $\gamma$  átmeneteket detektáltuk, mint a [Re93, Kh98, Kh99] közleményekben. A  $\gamma\gamma$ -koincidencia, DCO és lineáris polarizáció eredményeink azonban a [Ma81] közleményben javasolt nívósémát erősítették meg és terjesztették ki lényegesen nagyobb spin értékekig, a negatív paritású sávban elérve a  $25^-$  sávlezáró állapotot. Ezt az állapotot nem egy intenzív  $\gamma$  átmenet táplálja, mint a sáv kisebb spinű átmeneteit, hanem sok kis intenzitású és nagy energiájú átmenet, ahogy az a sávlezáródás esetén várható.

A  $^{99}\text{Ru}$  atommag kis és közepes spinű nívósémáját előttünk már vizsgálták  $^{98}\text{Mo} + \alpha$  [Le71, Mr99] és  $^{98}\text{Mo} + ^3\text{He}$  [Wh86] magreakciók felhasználásával, a nagyspinű állapotait pedig  $^{76}\text{Ge} + ^{34}\text{S}$  reakcióval [Gi93]. Ezek a korábbi kísérletek egymással konzisztens nívósémákat szolgáltatottak, amik jó alapot nyújtottak az általunk talált új forgási sávok beillesztésére illetve az új állapotok spinjének és paritásának a meghatározására. A korábbi kísérletekből ismert 1., 2. és 4. sávot kiterjesztettük nagyobb spin értékekig, és új sávokat, a 3. és 5. sávot, kapcsoltunk a nívósémához. A 3., 4. és 5. sávot a sávlezáró állapotokig észleltük.

A  $^{100}\text{Ru}$  atommag kis és közepes spinű nívósémáját  $^{98}\text{Mo} + \alpha$  [Le71] és  $^{100}\text{Mo} + \alpha$  [De76] reakció vizsgálatokból már mérésünk előtt is tanulmányozták. Ismert volt az 1. sáv valamint a 2., 4. és 5. sáv  $\approx 15\hbar$  spin értékig.



5.6. ábra. A  $^{98}\text{Ru}$ ,  $^{99}\text{Ru}$  és  $^{100}\text{Ru}$  új nívósémáinak a sávlezárodás szempontjából érdekes része.



5.7. ábra. A  $^{98}\text{Ru}$ ,  $^{99}\text{Ru}$  és  $^{100}\text{Ru}$  forgási sávjaihoz tartozó állapotok gerjesztési energiái a merev rotorhoz viszonyítva. Az ábrák felső panelja a kísérleti, az alsó panel pedig a CNS modellel számított értékeket mutatja. A bekarikázott értékek a kísérletben az adott sávhoz talált maximális spinű állapotot, illetve a számított sávlezáró állapotot jelölik.

Kísérletünk eredményeként a 2. sávot kiterjesztettük  $30\hbar$  spin értékig és egy új sávot találtunk (3. sáv), amely a 2. sávhoz kapcsolódik annak a legnagyobb spinű részén. A 4. és az 5. sávot szintén sikerült kiterjesztenünk  $21\hbar$  és  $28\hbar$  spin értékekig.

A kísérletileg észlelt sávok energiáinak a spin függését a 5.6 ábrán hasonlítottam össze a CNS modellben a legkisebb energiájú néhány konfigurációra kapott elméleti energia-spin függésekkel. A jobb láthatóság érdekében itt mind a kísérleti, mind az elméleti energiaértékeket a forgó folyadékcsepp referenciához képest adtam meg. A kísérletben észlelt sávok és a legkisebb energiájú konfigurációra számolt energia-spin függések jó általános egyezést mutatnak mindhárom Ru atommag esetén, ami lehetővé teszi az egyes kísérleti sávok konfigurációinak meghatározását és sávlezáró állapotok azonosítását a  $^{101}\text{Rh}$  esetén tárgyalt módon.

Az azonosítás eredményeként az adódik, hogy a  $^{98}\text{Ru}$  nagyspinű negatív paritású sávja a [4,1] konfigurációnak felel meg. A számítások eredményeivel jó egyezésben az  $\alpha=1$  szignatúra ág az yrast, a kísérletben csak ezt az ágat láttuk. A sáv  $25\hbar$  spinű állapota szintén jó egyezésben a számítások eredményével a sávlezáró állapotok várható jellemzőit mutatja. Így ezt az állapotot a [4,1] konfigurációhoz tartozó sávlezáró állapotként azonosítottuk, amely a  $\pi(g_{9/2})^4_{12}\nu(d_{5/2}g_{7/2})^3_{7.5}(h_{11/2})^1_{5.5}$  egyrészezske konfigurációnak felel meg.

A  $^{99}\text{Ru}$  esetén a CNS számítások szerint a várható legkisebb gerjesztési energiájú negatív paritású sávok nagy spineknél a [4,1] konfiguráció  $\alpha=-1/2$  szignatúrájú ága és az [(1)5,0] konfiguráció  $\alpha=-1/2$  szignatúrájú ága. A számítások szerint a két sáv közti energiakülönbség a spin növekedtével egyre nő, és a két sáv az  $55/2\hbar$  és a  $51/2\hbar$  spinű állapotban záródik le. Ezek a tulajdonságok jól egyeznek a 4. és 5. sáv által mutatott tulajdonságokkal, ami alapján a 4. sávhoz a [4,1], az 5. sávhoz pedig a [(1)5,0] konfigurációt rendeltük. Ennek a konfiguráció azonosításnak megfelelően a 4. sáv  $55/2^-$  állapota a [4,1] konfigurációhoz tartozó sávlezáró állapot  $\pi(g_{9/2})^4_{12}\nu(d_{5/2}g_{7/2})^4_{10}(h_{11/2})^1_{5.5}$  egyrészezske konfigurációval, míg az 5. sáv  $51/2^-$  állapota az [(1)5,0] konfigurációhoz tartozó sávlezáró állapot  $\pi(N=3)^{-1}_{2.5}(g_{9/2})^5_{12.5}\nu(d_{5/2}g_{7/2})^5_{10.5}$  egy-

részecske konfigurációval. A kísérletileg talált 3. sáv pozitív paritású és  $\alpha=-1/2$  szignatúra kvantumszám jellemzi. A legkisebb gerjesztési energiájú ilyen sáv konfigurációja a számítások szerint a [4,2] konfiguráció, ami  $59/2\hbar$  spinű állapottal záródik le. A 3. sávban talált sávlezáró állapot spinje ezzel megegyezik. Így ehhez a sávhoz a [4,2] konfigurációt rendeltük, és ennek megfelelően az  $59/2^+$  sávlezáró állapot egyrészecske konfigurációja  $\pi(g_{9/2})_{12}^4\nu(d_{5/2}g_{7/2})_{7.5}^3(h_{11/2})_{10}^2$ .

A  $^{100}\text{Ru}$  esetén a CNS számítások nagy spineknél a [4,1] konfiguráció két különböző szignatúrájú ágát jósolják az yrast negatív paritású sávoknak. Ezek közül  $\approx 26\hbar$  spin értékig az  $\alpha=1$  szignatúrájú az ennél nagyobb spin értékeknél pedig az  $\alpha=0$  szignatúrájú az yrast és ez a sáv a  $28\hbar$  spin értéknél záródik le. Kvalitatíve ezt a viselkedést mutatja a kísérletben észlelt 4. és 5. sáv annyi különbséggel, hogy itt a két sáv kisebb spin értéknél ( $21\hbar$ ) keresztezi egymást. Ezek alapján a 4. és 5. sávhoz a [4,1] konfiguráció két szignatúrájú ágát rendeltük. A két sáv közül csak a legnagyobb spineknél yrast 5. sáv állapotait láttuk a lezáródásig. A sávlezáró  $28^-$  állapot egyrészecske konfigurációja  $\pi(g_{9/2})_{12}^4\nu(d_{5/2}g_{7/2})_{10.5}^5(h_{11/2})_{5.5}^1$ . Az észlelt pozitív paritású nagyspinű sávokhoz tartozó szignatúra kvantumszám  $\alpha=0$ . Az ilyen tulajdonságú CNS konfigurációk közül az elmélet a  $\approx 26\hbar$  spin érték alatt az [(1)5,1] konfigurációt, fölötte pedig a [4,2] konfigurációt jósolja yrastnak. A számítások szerint mindkét konfiguráció  $32\hbar$  spin értéknél záródik le, de az [(1)5,1] konfiguráció esetén már a sávlezáró állapot előtti  $30^+$  állapot is tiszta nem-kollektív jellegű. Ezen konfiguráció  $30^+$  és  $32^+$  állapotai között az a különbség, hogy az előbbi esetben az  $N=3$  proton lyuk állapot a  $p_{1/2}$ , az utóbbi esetben pedig az  $f_{5/2}$  egyrészecske állapotnak felel meg. Az ábrán a 2. és a 3. sáv tulajdonságai megegyeznek az [(1)5,1] és [4,2] konfigurációk számított tulajdonságaival, így ezeket a konfigurációkat rendeltük hozzájuk. A 2. sávot csak a  $30^+$  állapotig láttuk, mivel a következő állapota már erősen nem-yrast a számítások szerint. Ezen azonosítás szerint mind a 2. sáv  $30^+$  állapota, mind a 3. sáv  $32^+$  állapota nem-kollektív állapotok és a  $\pi(N=3)_{0.5}^{-1}(g_{9/2})_{12.5}^5\nu(d_{5/2}g_{7/2})_{11.5}^5(h_{11/2})_{5.5}^1$  valamint a  $\pi(g_{9/2})_{12}^4\nu(d_{5/2}g_{7/2})_{10}^4(h_{11/2})_{10}^2$  egyrészecske konfigurációknak felel-

5.1. táblázat. A  $d_{5/2}g_{7/2}$  neutronok spin-járuléka a sávlezáró állapotok teljes spinjéhez.  $n$  a  $d_{5/2}g_{7/2}$  neutronok számát jelöli.

$n$	Sávlezáró állapot	Spin-járulék
3	$^{98}\text{Ru}$ : $25^-$ ; $^{99}\text{Ru}$ : $59/2^+$	$7.5 \hbar$
4	$^{99}\text{Ru}$ : $55/2^-$ ; $^{100}\text{Ru}$ : $32^+$ $^{101}\text{Rh}$ : $65/2^+$ $^{102}\text{Pd}$ : $32^+$	$10 \hbar$
5	$^{100}\text{Ru}$ : $28^-$ $^{101}\text{Rh}$ : $57/2^-$ ; $^{102}\text{Rh}$ : $33^+$ $^{102}\text{Pd}$ : $28^-$ ; $^{103}\text{Pd}$ : $65/2^+$	$10.5 \hbar$

nek meg.

Az  $A \sim 100$  magtartományban végzett szisztematikus sávlezáródás vizsgálataink eredményei egyrészt lehetőséget adtak általános következtetéseket levonására a tartomány lezáródó sávjaira vonatkozóan, másrészt a  $[p,1]$  és  $[p,2]$  konfigurációkhoz tartozó sávlezáró állapotok szisztematikája lehetővé tette, hogy új információt kapjunk a neutron  $d_{5/2}$  és  $g_{7/2}$  egyrészecskepályák energiáinak különbségére [Ti00b]. Itt  $p$  a valenciaprotonok számát jelenti a  $^{90}\text{Zr}$  magtörzshöz képest.

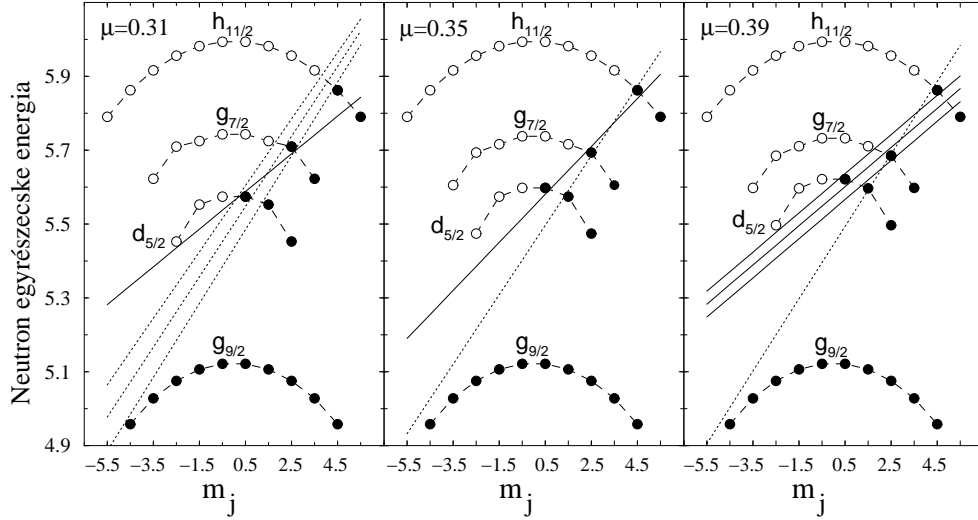
A vizsgált atommagok mindegyikében a  $[p,1]$  és  $[p,2]$  típusú forgási sávok voltak yrast-ak a  $\sim 25\text{-}30 \hbar$  spintartományban, azonban a protonszám csökkenésével egyre nagyobb szerepet játszottak az  $[(1)p+1,k]$  konfigurációk is, amelyekben a zárt  $N=3$  héjról egy proton a  $g_{9/2}$  egyrészecskepályára gerjesztődött. A Ru atommagok esetén ezek a konfigurációk már versenyeztek a  $[p,1]$  és  $[p,2]$  konfigurációkkal. A neutronszám változásával pedig a kollektivitás változását figyelhetjük meg. A  $^{98}\text{Ru}$ , a  $^{99}\text{Ru}$  és a  $^{100}\text{Ru}$  atommagok  $\varepsilon$  deformációs paraméterére a CNS számítások az egyre növekvő 0.14, 0.16 és 0.18 értékeket adják, ami egyre növekvő kollektivitást mutat. Ez jó összhangban van azzal a megfigyeléssel, hogy a  $^{98}\text{Ru}$  lezáródó sávjában az egymást követő spinű állapotok közti energiakülönbség szabálytalan, míg a nagyobb

neutrons számú Ru izotópokban egyre szabályosabb. Ez a szabályosság és a kollektivitás erősödése a nagyobb neutrons számú Rh és Pd izotópokban is folytatódik.

A különböző  $[p,1]$  és  $[p,2]$  konfigurációk (a különböző atommagokban) a protonszámán kívül a  $d_{5/2}$  és  $g_{7/2}$  egyrézecskepályákon található neutronok számában különböznek egymástól. Ezekhez a konfigurációkhoz tartozó sávokban meghatároztuk a sávlezáró állapotok spinjét, amiből kiszámítható a  $d_{5/2}$  és  $g_{7/2}$  pályákon található neutronok spin-járuléka. Az így kapott spin-járulékokat a 5.1 táblázatban hasonlítom össze a különböző Ru, Rh és Pd izotópokra. A táblázatból az látszik, hogy a spin-járulékok értéke nem függ attól, hogy milyen atommag milyen konfigurációjú sávjának a sávlezáró állapotáról van szó. Csak attól függ, hogy hány neutron van a  $d_{5/2}$  és  $g_{7/2}$  pályákon.

Ezt az eredményt felhasználhatjuk a neutron  $d_{5/2}$  és  $g_{7/2}$  pályák energia-különbségének a becslésére ebben a magtartományban. A Nilsson modellben ezt az energiakülönbséget a Nilsson paraméterek szabják meg, amik nem pontosan ismertek ebben a magtartományban. Ezért a CNS modell (ami a Nilsson modellen alapul) számításokban az úgynevezett standard paramétereket [Be85] használtuk az  $N=4$  neutronhéjra. Mint a fentiekben látszott ezekkel a paraméterekkel a modellszámítások jól reprodukálták a lezáródó sávok általános tulajdonságait, azonban néhány állapot esetében eltérés volt a kísérleti és az elméleti értékek között, ami lehet annak a következménye, hogy nem elég pontosak a Nilsson paraméterek. Más, korábbi kísérleti eredmények [Az79, Ra80] szintén arra utalnak, hogy a neutron  $d_{5/2}$  és  $g_{7/2}$  pályák energiakülönbsége lényegesen nagyobb lehet mint a standard paraméterek által adott érték.

A fenti energiakülönbségek becslése a 5.8 ábra alapján történt, ahol azt használtuk ki, hogy a sávlezáró állapotokhoz kis  $\varepsilon$  és  $\gamma = 60^\circ$  deformációs paraméterek tartoznak, és ezek az állapotok "optimális" állapotok, azaz az adott konfigurációhoz tartozó legkisebb energiájú nem-kollektív állapotok. Bár egy tengelyszimmetrikus kvantummechanikai rendszer nem foroghat



5.8. ábra. Az  $A \sim 100$  magtartományban észlelt sávlezáró állapotokhoz tartozó neutron optimális konfigurációk grafikus meghatározása különböző Nilsson-paraméterek esetén.

a szimmetriatengelye körül, a forgatott-héjmodell alapelve általánosítható ilyen esetre is [An76, De83]. Ebben az esetben az  $\omega$  szögsebesség nem valódi szögsebességet jelent, hanem a Lagrange multiplikátor szerepét játssza és az ábrán látható ferde vonalak, a ferde Fermi-szintek, meredekségét jellemzi. Az ezek alatti egyrészecske állapotok a betöltött állapotok az "optimális" konfiguráció esetén, így helyzetüket a betöltött állapotok száma szabja meg. A sávlezáró állapot spinje pedig az  $m_j$  értékek előjeles összege. Az ábrán három energiakülönbséget vizsgáltam meg, amelyek a  $\mu=0.31$ ,  $\mu=0.35$  és  $\mu=0.39$  paramétereknek feleltek meg. A  $\kappa$  paramétert a standard értéken tartottam, így jó közelítéssel csak a  $d_{5/2}$  pálya energiája változott. Látható, hogy a  $d_{5/2}$  és  $g_{7/2}$  pályákon lévő neutronok spinjáruléka adott neutronsám és konfiguráció esetén függ a két pálya közti energiakülönbségtől. Az ábrán a  $[p,1]$  konfigurációhoz tartozó ferde Fermi-szinteket folytonos vonal, a  $[p,2]$  konfigurációhoz tartozókat pedig szaggatott vonal jelöli. A  $\mu=0.39$  esetben a folytonos vonalak jól reprodukálják a kísérleti spinjárulékokat, a szaggatott vonal az  $n=3$  és  $[p,2]$  konfiguráció esetén viszont a kísérleti  $7.5 \hbar$  mellett



ugyanúgy optimális állapotnak mutatja a  $8.5 \hbar$  spinjárlékú állapotot is. A  $7.5 \hbar$  spinjárlék egyedüli optimális jellege a  $\mu=0.35$  és ennél kisebb értékei esetén válik egyértelművé. A szaggatott vonalak a  $\mu=0.31$  esetben jól adják vissza a kísérleti spinjárlékokat, viszont ennél a paraméterértéknél az  $n=4$  esethez és  $[p,1]$  konfigurációhoz tartozó folytonos Fermi-szint a kísérleti  $10 \hbar$  helyett  $8 \hbar$  értéket ad. A  $10 \hbar$  spinjárlékú állapot  $\mu=0.35$  és ennél nagyobb értékek esetén áll elő. Az ábra szerint tehát a  $\mu=0.35$  érték jobban reprodukálja a kísérleti spinjárlékokat mint a standard  $\mu=0.39$  érték. Ebből az egyszerű, félkvalitatív elemzésből tehát azt a következtetést vonhatjuk le, hogy az energiakülönbség kb. 40%-al nagyobb, mint a standard paramétereknek megfelelő érték. Ez jelentős eltérés, de mégis lényegesen kisebb, mint amit a [Az79, Ra80] közleményekben javasoltak.

### 5.2.2. Sávlezáródások az $A \sim 120$ magtartományban

Ebben a magtartományban a  $^{121}\text{Xe}$ , a  $^{123}\text{Cs}$  és a  $^{124}\text{Ba}$  nagyspinű forgási sávjait vizsgáltam. A kísérleteket az Eurogam, Gammasphere és Euroball detektorrendszerekkel végeztük. Mindhárom atommagban új forgási sávokat találtunk, és néhány sáv esetén sávlezáró állapotokat azonosítottunk.

Ebben a tartományban a proton  $g_{9/2}$  és  $h_{11/2}$  illetve a neutron  $h_{11/2}$  és  $i_{13/2}$  egyrészezske-pályák a nagy- $j$  pályák. Ennek megfelelően a CNS konfigurációk jelölésére a  $[(p_0)p_1, n_0, (n_1)]$  jelölést használjuk, ahol  $p_0$  a  $g_{9/2}$  proton lyukak számát,  $p_1$  a  $h_{11/2}$  protonok számát,  $n_0$  a  $h_{11/2}$  neutronok számát,  $n_1$  pedig az  $i_{13/2}$  neutronok számát jelenti. A zárójelbe tett mennyiségeket elhagytam, ha az értékük nulla.

Ezekre az atommagokra jellemző, hogy a  $30 \hbar$  körüli spintartományban folytonos spin-energia függést mutató kollektív sávok, és rendszertelen függést mutató nem-kollektív sávok jelennek meg. A nem-kollektív sávokban az adott konfigurációhoz tartozó bizonyos állapotok energetikailag kedvezőbbek a kollektív sávok megfelelő spinű állapotainál, így a kísérletben a kollektív sávokat lezáró állapotokként mutatkoznak. Azonban valójában a kollektív konfigurációknak megfelelő lezáró állapotok jóval nagyobb spinnél várhatók,

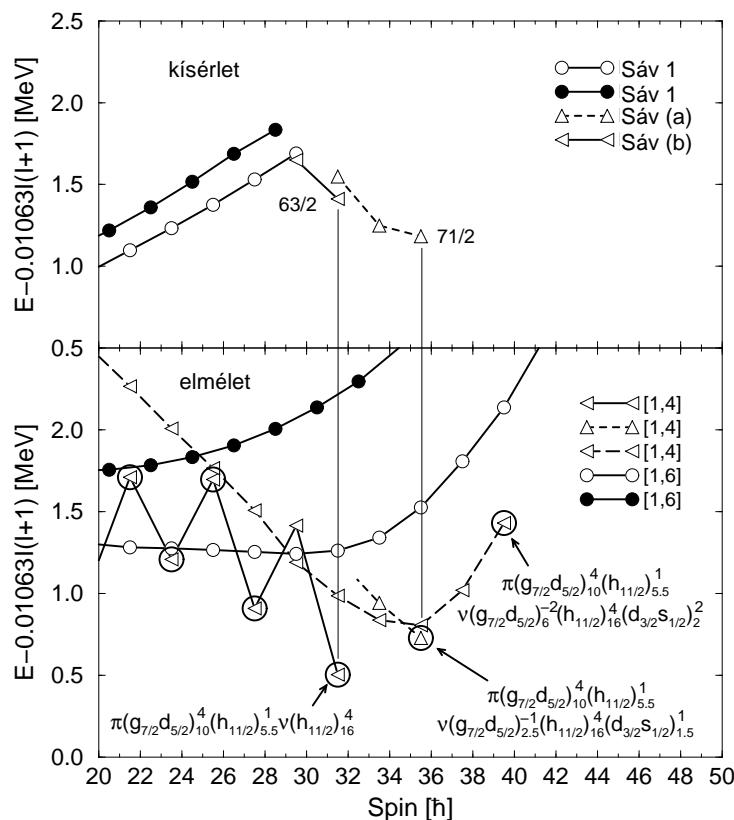
és a kísérletben nem értük el őket. A nem-kollektív energetikailag kedvező állapotokhoz tartozó konfigurációk pedig kisebb spineknél nem láthatók, mert energiában jóval a kollektív sávok fölött vannak. Ezek az energetikailag kedvező állapotok lehetnek egy adott konfigurációhoz tartozó maximálisan beállt állapotok, de lehetnek kisebb spinű állapotok is, amelyek pl. az  $N=64$  alhéj betöltöttségével kapcsolatosak.

A  $^{121}\text{Xe}$  atommagban két új nagyspinű forgási sávot azonosítottam, amelyek közül az egyikhez tartozó spin és paritás értékeket egyértelműen megtudtam határozni, a másik esetében azonban csak valószínű spin-paritás értékeket tudtam megadni. Ezek a forgási sávok az  $55/2 \hbar$  körüli spin értékekig yrastak, nagyobb spin értékeknél az yrast állapotok rendszertelen spin-energia függést mutatnak. Ez azt mutatja, hogy ebben a spin tartományban más konfigurációkhoz tartozó maximálisan beállt állapotok találhatóak, azonban ezek pontos azonosítást az a forgatott-héjmodell amit a kísérleti eredmények interpretálásához használtam nem tette lehetővé [Ti95].

A  $^{123}\text{Cs}$  atommagban szintén két új forgási sávot találtunk. Az észlelt forgási sávok közül kettőt, egy negatív és egy pozitív paritásút, a  $30 \hbar$  körüli spin értékekig sikerült felépíteni. Ebben a tartományban mindkét sávot rendszertelen spin-energia függést mutató állapotok táplálják. A nagyspinű sávok spin-energia függését CNS modell számítások eredményeivel vettem össze [Si04].

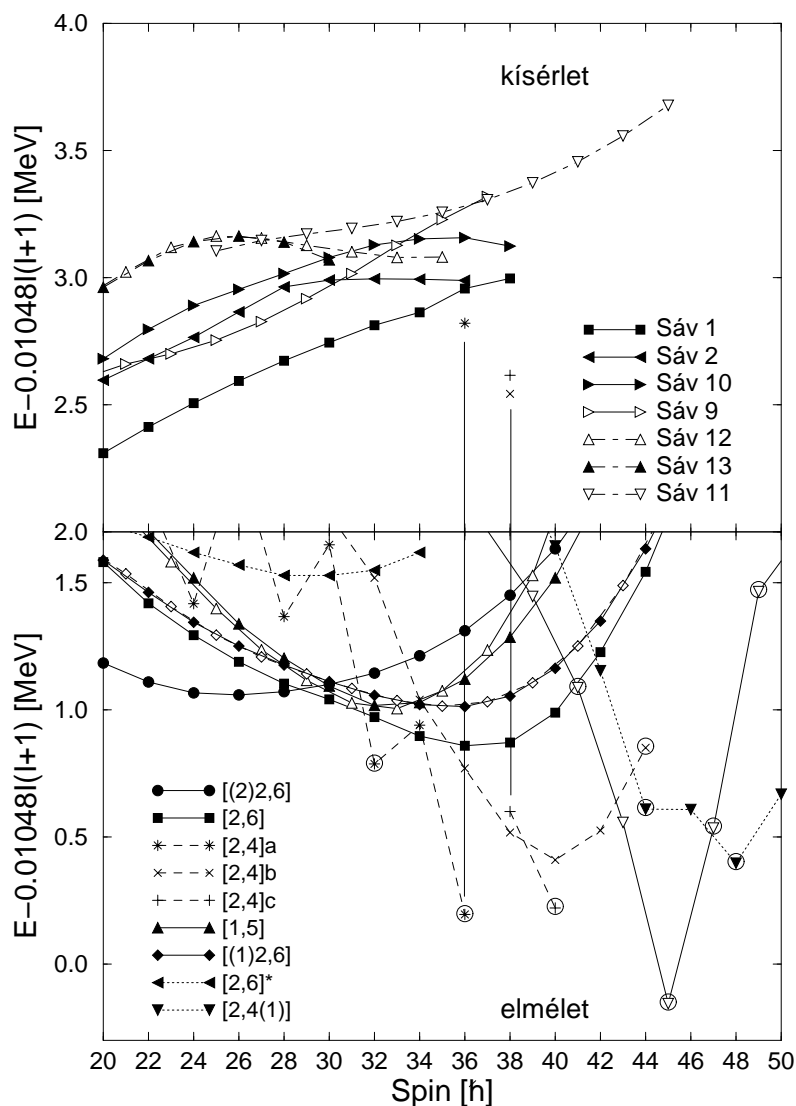
A  $^{124}\text{Ba}$  atommagban hat új forgási sávot találtunk, melyek közül egy a  $35 \hbar$  körüli spin értéknél nem-kollektív viselkedést mutató állapotokban folytatódik. A nagyspinű sávok spin-energia függését itt is CNS modell számítások eredményeivel vettem össze [Kh06].

Példaként a 5.9 és a 5.10 ábrán a  $^{123}\text{Cs}$  negatív paritású nagyspinű sávjára és a  $^{124}\text{Ba}$  pozitív paritású nagyspinű sávjára történő összevetést ábrázoltam. Az  $[1,6]$  és a  $[2,6]$  konfigurációk kollektív sávoknak felelnek meg, míg az  $[1,4]$  és a  $[2,4]$  konfigurációk a nem-kollektív sávoknak. Az utóbbi konfigurációkban energetikailag különösen kedvező állapotok azok, amelyekben a kis-j valencianeutronok éppen betöltik az  $N=64$  alhéjat. Ezek az állapotok



5.9. ábra. A  $^{123}\text{Cs}$  kísérleti negatív paritású lezáródó sávjainak (felső panel) összevetése a CNS számítások eredményeivel (alsó panel). A bekarikázott értékek a számított sávlezárási állapotot jelölik.

a  $^{123}\text{Cs}$  esetén a  $63/2^-$  állapot, a  $^{124}\text{Ba}$  esetén pedig a  $36^+$  állapot. Ezek ugyanannak a neutronkonfigurációnak felelnek meg. Mindkét atommagban azonosítottuk ezt az állapotot. Ugyanezen konfigurációkhoz tartozik egy-egy energetikailag kissé kevésbé kedvező állapot, az előző állapotokénál  $4\hbar$  értékkel nagyobb spinnel. Ezek abban különböznek az előző állapotoktól, hogy egy neutron az  $N=64$  alhéjat jelentő  $d_{5/2}, g_{7/2}$  pályákról a nagyobb energiájú  $d_{3/2}, s_{1/2}$  pályákra gerjesztődik. Ezt az állapotot szintén azonosítottuk a  $^{123}\text{Cs}$  atommagban, a  $^{124}\text{Ba}$  atommagban azonban csak a megfelelő sáv 2  $\hbar$ -al kisebb spinű állapotát sikerült kísérletileg kimutatni.



5.10. ábra. A  $^{124}\text{Ba}$  kísérleti pozitív paritású lezáródó sávjainak (felső panel) összehasonlítása a CNS számítások eredményeivel (alsó panel). A bekarikázott értékek a számított sávlezáró állapotot jelölik. A [2,4]a, [2,4]b és [2,4]c konfigurációk a [2,4] konfigurációhoz tartozó első három legkisebb energiájú állapotot jelenti.

## 6. OKTUPOL VIBRÁCIÓ SZUPERDEFORMÁLT ATOMMAGBAN

A páros-páros atommagokban a legkisebb energiájú függetlenrészecske típusú gerjesztett állapotok előállításához fel kell törni egy részecskepárt, amihez 1 MeV nagyságrendű energiára van szükség. Ugyanakkor a nem lezárt héjhoz tartozó páros-páros atommagokban már az 50-es és 60-as években szisztematikusan találtak néhány száz keV nagyságrendbe eső energiájú,  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $1^-$  és  $3^-$  állapotokat, vagy deformált atommagokban ilyen állapotokra épülő sávokat. Ezeknek az alapállapotba illetve az alapállapotú sávba történő bomlásai azt mutatták, hogy nem függetlenrészecske típusú, hanem kollektív gerjesztett állapotok. Ezek az állapotok értelmezhetők voltak a folyadék-csepp modellben az atommag felületén kialakuló vibrációs gerjesztéseként. A modellben a maganyagot összenyomhatatlan folyadék-cseppnek tekintjük konstans sűrűséggel és éles határfelülettel. A felület alakját az  $Y_{\lambda,\mu}$  gömbi harmonikusok szerint kifejtve a

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda,\mu}(t) Y_{\lambda,\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (6.1)$$

képlettel adjuk meg, és az összegzésben a  $\lambda \geq 4$  tagokat elhanyagoljuk. A  $\lambda=0$  és a  $\lambda=1$  tagok nem játszanak szerepet a fenti gerjesztett állapotokban, mivel az atommag izotrop tágulásának illetve térbeli eltolódásának felelnek meg. Az első eset a maganyag igen nagy összenyomhatatlansága miatt csak jóval nagyobb energiákon jelentkezik, a második pedig a mag haladó mozgása,

tehát nem belső gerjesztés. A  $\lambda=2$  tag az atommag ellipszoid alakú, a  $\lambda=3$  tag pedig a tükörszimmetriát sértő (körte alakú) deformációjának felel meg.

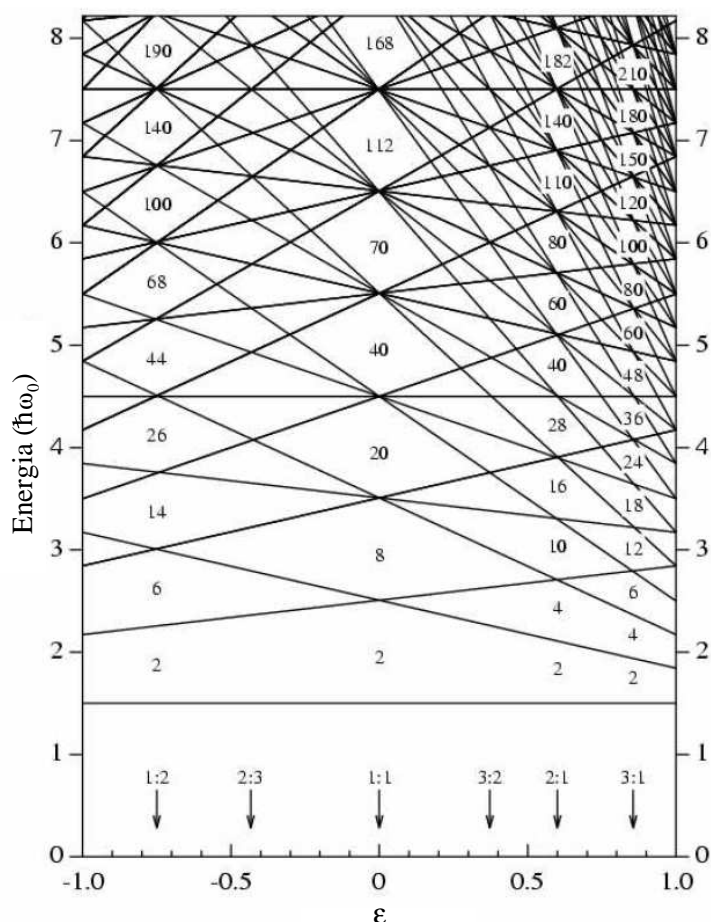
A pozitív paritású fenti állapotok értelmezhetőek voltak az atommag felületén kialakuló kvadrupól vibráció ( $\lambda=2$ ) egy illetve két kvantumát (fonont) tartalmazó állapotokként [Bo75]. Az észlelt  $1^-$ ,  $3^-$  és más kis spinű negatív paritású állapotok pedig az atommag felületi oktupól ( $\lambda=3$ ) vibrációjaként voltak értelmezhetőek. Az ilyen vibrációs állapotok közti  $\gamma$ -átmenetek redukált átmeneti valószínűségei a függetlenrészecske állapotok közti átmenetekhez képest egy-két nagyságrenddel is nagyobbak. Így például az oktupól vibrációs sáv és az alapállapot sáv között ilyen erősen megnövekedett redukált átmeneti valószínűségű E1 átmenetek várhatók, amiknek jelentős szerepük lehet az oktupól vibráció kísérleti kimutatásában.

Megjegyzem, hogy bár a legtöbb páros-páros atommagban az észlelt fenti típusú gerjesztett állapotok jól leírhatók az említett vibrációs illetve deformált mag esetén a rotáció-vibráció modellel, néhány atommagban extra kollektív  $0^+$  és  $2^+$  állapotokat találtak, illetve ezekre épülő forgási sávokat, amik nem illenek bele a modellbe. Ezeknek a mibenléte ma sem egyértelműen tisztázott és ma is intenzív kutatás alatt áll.

A fenti geometriai kollektív modell állapotainak mikroszkopikus modellekkel történő értelmezése segít megmagyarázni a geometriai modell paramétereit és általánosságban a magszerkezet jobb megértését segíti elő, ezért ilyen irányú kutatások a geometriai modellek előrejelzéseinek kísérleti ellenőrzésével párhuzamosan folytak, és folynak. Az oktupól vibráció mikroszkopikus modellekkel (pl. véletlen-fázis közelítés (RPA) modell) történő értelmezése rámutatott a valencianukleonok közötti oktupól-kölcsönhatás szerepének fontosságára. Ez a kölcsönhatás az olyan egyrészecske állapotok között a legerősebb, amelyekre a pályaimpulzusmomentumok és a teljes impulzusmomentumok különbsége is  $3\hbar$  ( $\Delta l=3$  és  $\Delta j=3$ ). Kis deformációk esetén (normáldeformált atommagok) ilyen egyrészecske-állapot párok a  $g_{9/2} - p_{3/2}$ , a  $h_{11/2} - d_{5/2}$  és az  $i_{13/2} - f_{7/2}$ . Az oktupól vibráció szerepe ott várható jelentősnek, ahol ezek az egyrészecske-állapot párok energiában közel van-

nak egymáshoz és a Fermi-szinthez. Ezért normáldeformált atommagok esetén lényegesen kevesebb atommagban található kis-energiás oktapól vibráció mint kvadrupól vibráció, és energiában általában a kvadrupól vibrációnak a háromtengelyűség-irányú ágához, a gamma-vibrációhoz tartozó  $2^+$  állapot a legkedvezőbb. A atommagok erősebben deformált állapotaiban azonban más lehet a helyzet.

Az atommagok héjszerkezetének átlagtér-moddal történő leírásához a legegyszerűbb és leggyakrabban használt átlagtér-potenciál a harmonikus-oszcillátor potenciál. Hogy realiztikus eredményeket kapjunk a héjszerkezetre, ehhez persze még hozzá kell venni más fontos tagokat is (pl. spin-pálya kölcsönhatás), de bizonyos jelenségek lényegét az egyszerű harmonikus-oszcillátor potenciállal kapott eredmények is jól tükrözik. Ilyen például az új zárt héjak kialakulása deformált atommagok esetén speciális deformációs paramétereknél. A tengelyszimmetrikus deformált harmonikus-oszcillátor potenciál esetén kialakuló függetlenrészesce állapotokat a 6.1 ábra mutatja a deformációs paraméter függvényében. Látszik, hogy bizonyos speciális deformációk esetén több függetlenrészesce állapot energiája is ugyanazt az értéket veszi fel, vagyis az állapotok adott energiákkal jellemzett héjakba tömörülnek, amelyek között viszonylag nagy energiakülönbség van. Ez különleges stabilitást biztosít a lezárt héjakat tartalmazó atommagoknak. A speciális deformációk, amelyeknél kifejezett héjszerkezetek alakulnak ki a gömbszerű alaknak illetve a 2:1 és a 3:1 tengelyarányú forgási ellipszoid alakoknak felelnek meg. Ez utóbbiakat szuperdeformált illetve hiperdeformált alakoknak nevezzük. A gömbszerű alak esetén az egy héjba rendeződött állapotok paritása héjanként felváltva pozitív és negatív. A szuper- és hiperdeformált alakhoz tartozó héjakon viszont egyszerre pozitív és negatív paritású állapotok vannak jelen, így a fenti ( $\Delta l=3$  és  $\Delta j=3$ ) feltétel teljesülése sokkal inkább várható ezekben az esetekben. Ezért a szuper és hiperdeformált állapotokban várható az oktapól vibráció, vagy akár a stabil oktapól deformáció létrejötte. Az egyszerű harmonikus oszcillátor potenciál mellett figyelembe veendő egyéb tagok persze némileg módosítják ezt az egyszerű képet. A gömbszerű alakhoz



6.1. ábra. Új zárt héjak kialakulása speciális deformációs paramétereknél tengelyszimmetrikus deformált harmonikus-oszcillátor potenciál esetén.

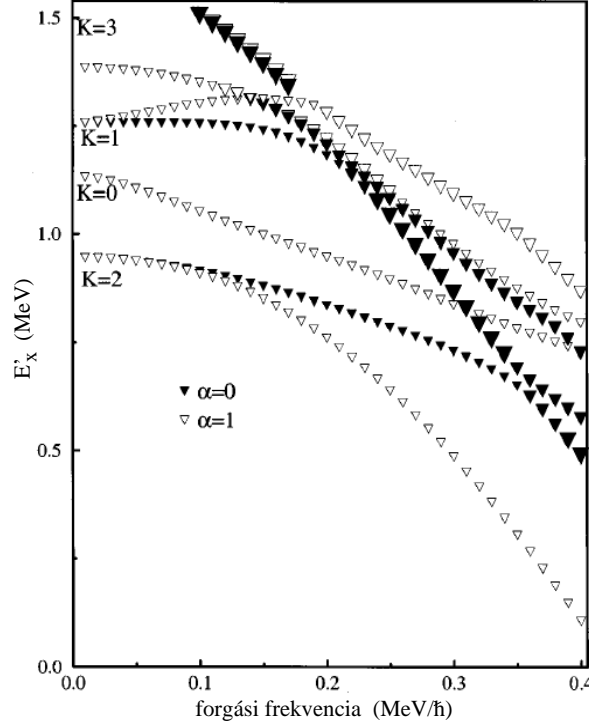
tartozó valóságos héjak szintén tartalmaznak ellentétes paritású állapotokat az eggyel nagyobb héjból az erős spin-pálya kölcsönhatás miatt. A superdeformált esetben sem pontosan ugyanazok a héjak, mint a fenti egyszerű modellben, de továbbra is igaz, hogy egy héjon belül a különböző paritású állapotok sokkal inkább keverték, mint a gömbszerű vagy enyhén deformált esetben.

A superdeformált magalak létét először az aktinida tartományban mutatták ki a hasadási izomerek értelmezése kapcsán. A Strutinsky által javasolt héjkorrekciós módszerrel [St67, St68] sikerült a hasadási izomereket



úgy értelmezni, hogy azok a deformációs paraméter függvényében kb. 2:1 tengelyarányú deformációnál fellépő második potenciálvölgybeli állapotok. Ezt a második potenciálvölgyet az aktinida atommagokban a nagy protonszám következtében fellépő jelentős Coulomb-kölcsönhatás alakítja ki. Ezen magyarázat kísérleti igazolását adta, hogy Specht és munkatársai szuperdeformált alakra jellemző forgási sávot mutattak ki a  $^{240}\text{Pu}$  konverziós-elektron spektrumában [Sp72]. A Strutinsky-féle héjkorrekciós módszerrel egybekapcsolt forgatott héjmodell számítások (forgatott Nilsson-Strutinsky modell) a kisebb tömegszámú atommagokban nagy forgási frekvenciáknál szintén előre jelezték a szuperdeformált magalak megjelenését, amit először Nyakó és munkatársai mutattak ki a  $^{150}\text{Dy}$  folytonos  $\gamma$ -spektrumában [Ny84]. Nem sokkal később ugyanezen atommagban sikerült kimutatni az első szuperdeformált forgási sávhoz tartozó diszkrét  $\gamma$ -spektrumot is [Tw86]. Az első szuperdeformált forgási sáv kísérleti kimutatása után a nagy érdeklődés és a kísérleti munkákhoz szükséges nagy  $\gamma$ -detektor labdák gyors fejlődése következtében a szuperdeformált sávok kutatása intenzív fejlődésnek indult, és a 90-es évek elejére már több mint száz szuperdeformált sáv volt ismert az  $A\sim 150$ , 130, 190 és 80 magtartományokban. Ezek között nagyon sok gerjesztett szuperdeformált sáv volt, azonban a belső gerjesztett állapotok mindegyik esetben egyrészezske állapotok voltak, kollektív vibrációs állapotokat addig még nem sikerült kimutatni a szuperdeformált atommagokban.

Forgatott Nilsson-Strutinsky-BCS modellből kapott egyrészezske állapotokon alapuló véletlen-fázis közelítést (Random Phase Approximation, RPA) alkalmazó számítások eredményei [Du90, Sk93, Mi93] azt mutatták, hogy a szuperdeformált magalak esetén az oktupól vibrációs állapotok alacsonyabb energián várhatók, mint a kvadrupól vibrációs állapotok. A számítások szerint az  $A\sim 150$  és az  $A\sim 190$  magtartományban várhatók az oktupól vibrációs állapotok az egyrészezske-gerjesztéssel előálló állapotoknál kisebb energián. Ezek közül is  $^{190}\text{Hg}$  tűnt a legígéretesebbnek. A 6.2 ábra Nakatsukasa és munkatársai számításainak eredményét mutatja a  $^{190}\text{Hg}$  atommagra [Wi96]. Ezek a számítások azt is mutatták, hogy az  $A\sim 190$  Hg atommagok szuperde-



6.2. ábra. A szuperdeformált  $^{190}\text{Hg}$  atommag RPA modellel számolt oktapól-vibrációs gerjesztett állapotai a forgási frekvencia függvényében. A  $K$  érték az oktapól-vibrációs fonon impulzusmomentumának a szimmetriatengelyre vett vetülete.

formált sávjaiban a  $B(E1)$  átmeneti valószínűség különösen nagy értékűnek, néhányszor  $10^{-3}$  Weisskopf egységnek várható. Ez azt jelenti, hogy a negatív paritású oktapól vibrációra épülő szuperdeformált sávok nem csak a normáldeformált állapotokba bomlanak, hanem mérhető valószínűséggel az yrast szuperdeformált sávba is.

## 6.1. A szuperdeformált atommag oktapól vibrációjával kapcsolatos saját eredmények

Először a  $^{193}\text{Hg}$ -ban találtak szuperdeformált sávok közötti átmeneteket, amiket  $E1$  átmenetnek gondoltak [Cu90], azonban ezekről később kiderült, hogy

szignatúra-partner sávok közötti M1 átmenetek [Fa93]. Később Crowell és munkatársai a Gammasphere detektorrendszerrel végzett kísérletükben [Cr94] a  $^{190}\text{Hg}$  atommagban mutatták ki, hogy a gerjesztett szuperdeformált sáv bomlik az yrast szuperdeformált sáv alján lévő állapotokba. Azonban a gyűjtött statisztika nem volt elegendő a sávok közötti  $\gamma$ -átmenetek biztos kimutatására, így nem lehetett azt sem kimutatni, hogy valóban E1 átmenetekről van szó.

1994-ben Strasbourgban megkezdte működését az Eurogam II spektrométer, amelynek fothatásfoka és granularitása összemérhető volt a Gammasphere megfelelő paramétereivel, ugyanakkor a benne elhelyezett clover detektorok lehetőséget adtak a  $\gamma$ -átmenetek lineáris polarizációjának a mérésére is. Ez a detektorrendszer alkalmasnak látszott arra, hogy egyértelműen kimutassuk vele a  $^{190}\text{Hg}$  két szuperdeformált sávja közti  $\gamma$ -átmeneteket és ha ezek elég intenzívek, akkor megmérjük a multipolaritásukat. Ezért mérési javaslatot nyújtottam be ezen kísérlet végrehajtására az Eurogam II spektrométerrel, amit a programtanács elfogadott.

### 6.1.1. Új szuperdeformált sávok és a sávok közti átmenetek a $^{190}\text{Hg}$ -ban

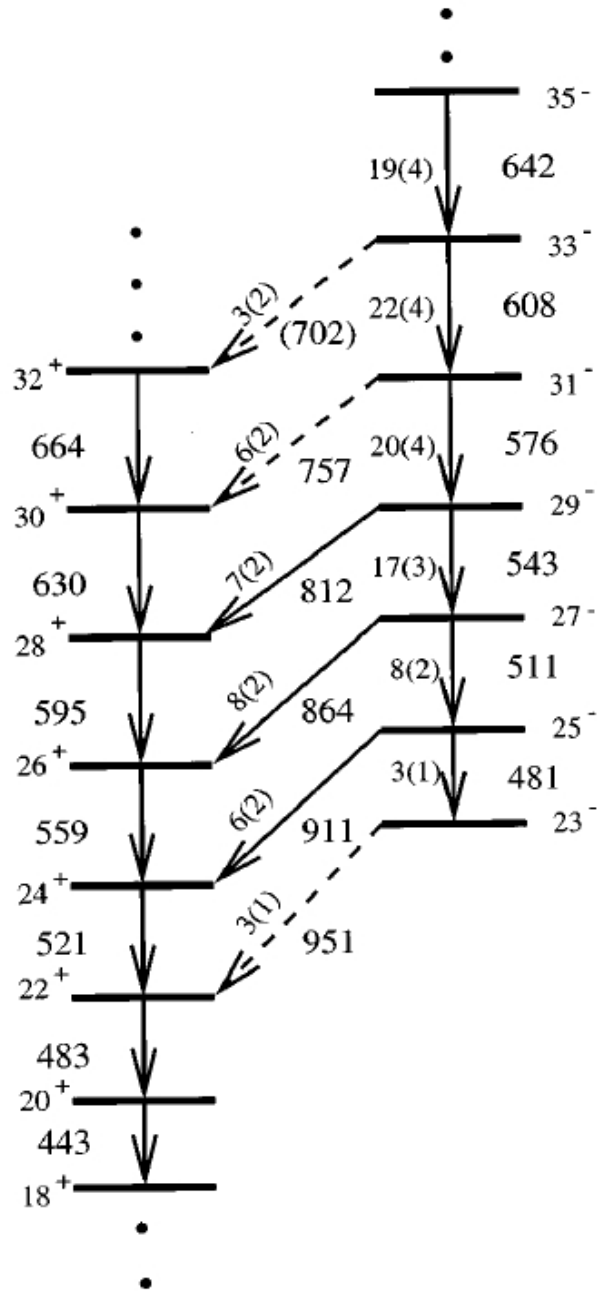
A  $^{190}\text{Hg}$  atommag szuperdeformált állapotainak gerjesztésére a  $^{160}\text{Gd}(^{34}\text{S},4n)$  fúzió-párolgás típusú magreakciót használtuk. A  $^{34}\text{S}$  nyaláb energiáját 155 MeV-nek választottuk, ugyanis a 4n csatorna relatív reakció-hatáskeresztmetszete a kevesebb illetve több neutron kibocsátással járó csatornákhöz képest ezen az energián volt a legnagyobb. A nyalábot a Vivitron tandem VdG gyorsító biztosította. A  $^{160}\text{Gd}$  céltárgy két egymás mögött elhelyezett, kb. 0.5 mg/cm<sup>2</sup> vékony, dúsított fémfólia volt. A kibocsátott  $\gamma$ -sugárzást detektáló Eurogam II spektrométer ebben a kiépítésében 15-15 nagy térfogatú koaxiális HPGe detektort tartalmazott a nyalábirányhoz képest előre és hátra szögekben, valamint 24 clover detektort a nyalábirányra merőlegesen elhelyezve. A kísérlet során azokat az eseményeket gyűjtöttük, amelyekben legalább négy Compton-elnyomott HPGe detektor detektált  $\gamma$ -sugárzást egyszerre. Körül-

belül  $5 \times 10^8$  ilyen eseményt gyűjtöttünk a kísérlet egy hete alatt. A eseményeknek kb. 80%-a tartozott a vizsgált reakciócsatornához.

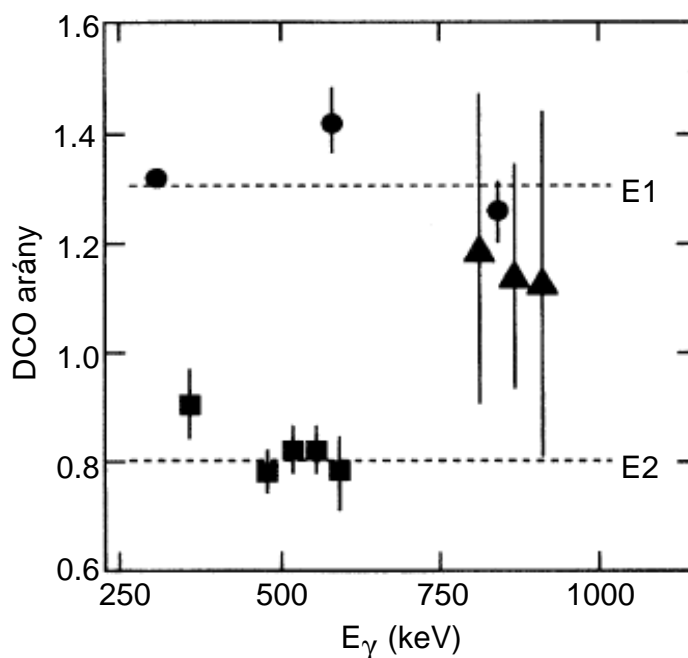
Ez a statisztika már elegendő volt ahhoz, hogy biztosan azonosítani tudjuk a korábban is ismert két szuperdeformált sáv (az yrast SD és az első gerjesztett SD sáv) közti  $\gamma$ -átmeneteket [Cr95]. A két sáv alsó részét és az összekötő  $\gamma$ -átmeneteket a 6.3 ábra mutatja.

A kísérletben gyűjtött jó statisztika szintén lehetővé tette az összekötő  $\gamma$ -átmenetek intenzitás-arányának mérését a közelítőleg merőlegesen elhelyezett clover detektorok illetve az előre-hátra elhelyezett koaxiális detektorok irányában, ami tulajdonképpen egy durva szögeloszlás mérésnek fele meg két szögnél (lásd 2. fejezet, DCO analízis). Az intenzitás-arány mérés eredményét a 6.4 ábra mutatja. Az ábrán a négyszögek és a körök ismert normáldeformált állapotok közti E2 illetve E1 átmenetkhez tartozó kísérleti pontok, a háromszögek pedig a két szuperdeformált sávot összekötő 812, 864 és 911 keV energiájú  $\gamma$ -átmenetekhez tartozó intenzitás arány. Ez az eredmény azt mutatja, hogy a két szuperdeformált sávot összekötő átmenetek dipól jelleűek. Az elektromos illetve mágneses jelleg közt az intenzitás arány nem tesz különbséget. A 6.3 ábrán feltüntetett spin értékek nem pontos értékek, hanem a legvalószínűbb értékek amiket az yrast SD sáv alján lévő állapotoknak a normáldeformált állapotokba történő bomlása alapján várunk. Nem láttunk direkt  $\gamma$ -átmeneteket az SD sávok és a normáldeformált állapotok közt. Ilyen átmeneteket viszonylag kevés atommagban találtak és ezek valószínűsége ott is nagyon kicsi. Az yrast SD sáv állapotaihoz tartozó valószínű spineket Drigert és munkatársai [Dr91] analízise alapján fogadtuk el, a gerjesztett SD sáv spineit pedig az alapján határoztuk meg, hogy az összekötő átmenetekre feszített dipól jelleget mértünk, és felhasználtuk a nagyspinű sávok közti átmenetekre szokásos feltételezést, miszerint az átmenet nagyobb spinről kisebb spinre történik. A gerjesztett SD sáv negatív paritása szintén nem kísérleti tény ebben az esetben, hanem az elmélettel való összevetésből adódik.

A kísérlet jó statisztikája lehetővé tette új szuperdeformált sávok kimu-



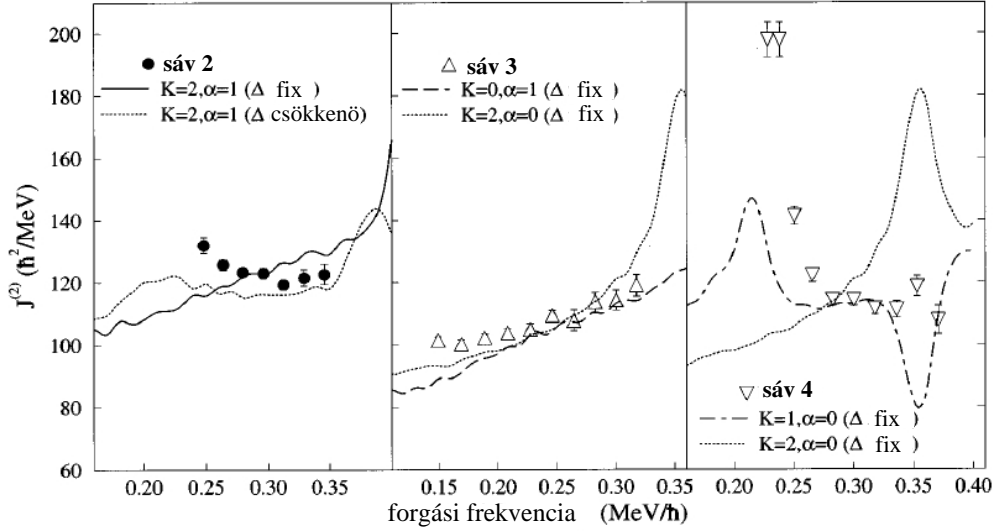
6.3. ábra. A  $^{190}\text{Hg}$  yrast (bal oldal) és első gerjesztett szuperdeformált sávja az összekötő  $\gamma$ -átmenetekkel. A spin és paritás hozzárendelések bizonytalanok. A  $\gamma$ -energiák keV-ben értendők. A gerjesztett SD sáv gammái és az összekötő gammák mellett feltüntetett intenzitások az yrast SD sáv legintenzívebb átmenetéhez képest vannak megadva.



6.4. ábra. A  $^{190}\text{Hg}$  *yrast* és első gerjesztett SD sávját összekötő átmenetekre (háromszögek) az Eurogam II spektrométerrel kapott intenzitás arányok ismert normáldeformált E1 átmenetek (körök) és SD E2 átmenetek (négyzetek) intenzitás arányaival összehasonlítva.

tatását is [Wi96]. A már ismert két SD sáv mellett két új SD sávot azonosítottunk a  $^{190}\text{Hg}$  atommagban. Az új sávok kereséséhez az adatokból háromdimenziós  $\gamma$ -koincidencia mátrixot készítettünk és ebben kerestünk viszonylag állandó energiakülönbséggel rendelkező egymással koincidenciában lévő  $\gamma$ -energia listákat egy erre írt automatikus kereső program segítségével.

A szuperdeformált sávokhoz tartozó belső konfiguráció meghatározása céljából a kapott kísérleti eredményeket összevetettük a fent említett RPA számítások eredményeivel. Mivel a kísérleti spinek nem ismertek pontosan, az SD sávok esetén a  $J^{(2)}$  dinamikus tehetetlenségi nyomaték az, amit kísérletileg meg tudunk adni, ugyanis ez csak a kaszkádban egymást követő gammák energiáinak a különbségétől függ. Természetesen a konfiguráció azonosítás során minden más kísérleti információt (sávok közti átmenetek léte, a sáv relatív intenzitása) is figyelembe vettünk. A 6.5 ábrán a kísérleti



6.5. ábra. A  $^{190}\text{Hg}$  gerjesztett SD sávjaihoz tartozó dinamikus tehetetlenségi nyomatókainak összeveteése RPA számítások eredményeivel.

és az RPA számítások eredményeként kapott dinamikus tehetetlenségi nyomatókokat hasonlítottuk össze a három gerjesztett SD sáv esetén. A 2. sáv a már ismert gerjesztett SD sáv, a 3. és 4. sáv pedig az új SD sávok.

A 2. sáv kísérleti dinamikus tehetetlenségi nyomatóka jól egyezik az RPA modell számítások által az oktapól-vibrációs  $K=2$ ,  $\alpha=1$  konfigurációra kapott tehetetlenségi nyomatókkal, ha a forgási frekvenciával csökkenő párkölcsönhatást tételezünk fel. Ezen egyezés és az a tény, hogy intenzív dipól átmeneteket észleltünk a 2. sáv és az yrast sáv közt, azt mutatja, hogy a 2. sáv a  $K=2$ ,  $\alpha=1$  konfigurációjú oktapól vibrációra épülő sáv. Ennek egyértelmű kísérleti bizonyításához azonban még meg kell mutatni, hogy a dipól átmenetek E1-ek, és hogy a  $B(E1)$  redukált átmeneti valószínűségek a  $10^{-3}$  Weisskopf egység nagyságrendjébe esnek. Az ezeket bizonyító kísérleti eredményeket a következő alfejezetekben ismertetem.

A 3. sáv kísérleti dinamikus tehetetlenségi nyomatóka elég jól egyezik az RPA modell számítások által az oktapól-vibrációs  $K=2$ ,  $\alpha=0$  konfigurációra kapott eredménnyel kb.  $0.3 \text{ MeV}/\hbar$  frekvenciáig. Azonban egyrészt a  $0.3 \text{ MeV}/\hbar$  fölött jósolt hirtelen tehetetlenségi nyomatók növekedés nem látszik

a kísérleti értékekben, másrészt a  $K=2, \alpha=0$  sáv intenzitása az elmélet szerint a gerjesztett SD sávok közül a második legnagyobb kellene hogy legyen, míg a kísérleti intenzitás lényegesen kisebb a 4. sáv intenzitásánál. A  $K=0, \alpha=1$  konfigurációra számolt tehetetlenségi nyomaték elég jó egyezésben van a kísérleti adatokkal, azonban ebben az esetben a 2. sávhoz hasonlóan intenzív E1 átmeneteket várnánk a 3. sáv és az yrast SD sáv közt, ami nem látszik. Így a 3. sáv valószínűleg nem oktupól vibrációra épül, hanem két kvázirészecske gerjesztésre. Azonban pontos konfiguráció azonosítást a kísérleti adatok nem tettek lehetővé.

A 4. sáv kísérleti tehetetlenségi nyomatékának jellegzetessége, hogy a legkisebb észlelt frekvenciáknál különösen nagy értékkel indul, ami a frekvencia növekedésével gyorsan lecsökken a felére, és kb.  $0.28 \text{ } 0.3 \text{ MeV}/\hbar$  fölött ezen a konstans értéken marad. A hirtelen csökkenő tehetetlenségi nyomaték sávkereszteződésnek a jele, amit a számítások szerint az észlelt frekvencia-tartományban az oktupól-vibrációs  $K=1, \alpha=0$  és a  $K=2, \alpha=0$  konfigurációk mutatnak. A 6.5 ábra jobb-oldali paneljén fix párkölcsönhatással számolt elméleti tehetetlenségi nyomatékok vannak összevetve a kísérleti értékkel. Ha azonban a forgási frekvenciával csökkenő párkölcsönhatást veszünk figyelembe, akkor a  $K=2, \alpha=0$  konfiguráció esetén jelentkező, sávkereszteződésnek megfelelő csúcs kisebb frekvenciák felé tolódik el, így megfelelhet a kísérleti tehetetlenségi nyomatéknak. Ez a konfiguráció valószínűbb, mivel a számítások szerint kisebb gerjesztési energiának felel meg. Ebben az esetben a 4. sáv kis frekvenciáknál a 2. sáv szignatúra partnere, nagyobb frekvenciáknál pedig két-kvázineutron gerjesztésnek felel meg, ahol az egyik kvázineutron az  $N=6$  főhéjról a másik pedig az  $N=7$  főhéjról származik.

### 6.1.2. Az összekötő $\gamma$ -átmenetek átmeneti valószínűsége és multipolaritása

Az előző alfejezetben tárgyalt Eurogam II kísérlet eredményei tehát megmutatták, hogy a 2. sáv és az yrast SD sáv közötti átmenetek dipól átmenetek, ami összhangban van a 2. sáv oktupól vibrációs értelmezésével. Az egyér-



telmüi azonosításhoz viszont meg kellett még mutatni, hogy a sávok közötti átmenetek E1 multipolaritásúak, és hogy nagy  $B(E1)$  redukált átmeneti valószínűséggel rendelkeznek.

A sávok közötti átmeneteknek a 2. sáv sávon belüli E2 átmeneteihez viszonyított relatív redukált átmeneti valószínűségeit ( $B(E1)/B(E2)$ ) meg tudtuk határozni a fenti kísérletből nyert  $\gamma$ -intenzitás elágazási arányokból feltételezve, hogy a sávok közötti átmenetek multipolaritása E1. Emellett, ha feltételeztük, hogy a 2. sáv deformáltsága ugyanolyan, mint az yrast SD sáv, akkor az oktupól vibrációs konfigurációnak megfelelő  $B(E1)$  értékeket kaptunk. A 2. sáv deformáltságának mérésére egy kísérletet végeztünk a Gammasphere detektorrendszerrel, amelyben az yrast SD sáv és a 2. sáv állapotainak életidejét mértük meg "Doppler-eltolódás csillapodás" (Doppler Shift Attenuation, DSA) módszerrel. A módszer lényege, hogy a vékony céltárgy egy vastag hátlapon van, amiben a keletkezett végmag teljesen lefékeződik. A lefékeződés sebessége jól ismert, pontosan számolható. Ha a vizsgált állapot életideje összemérhető a lefékeződés idejével, akkor a végmag által kisugárzott  $\gamma$ -sugárzás Doppler-eltolódása a fékeződés során a sebesség csökkenésével egyre csökken. Az adott  $\gamma$ -sugárzáshoz tartozó mért csúcsalakot a fékeződés különböző fázisaiban kibocsátott  $\gamma$ -sugárzásokhoz tartozó csúcsok összege határozza meg, ami a fékeződés paraméterein kívül csak az állapot életidejétől függ. Így a csúcsalakból az életidő megállapítható. Természetesen a Doppler-eltolódás, és így a csúcsalak függ a detektálás szögétől. Emiatt csak a nyálábírányhoz képest azonos szögben elhelyezett detektorok spektrumait lehetett összeadni és egy spektrumként kezelni. Így a szuperdeformált átmenetekhez tartozó  $\gamma$ -csúcsok statisztikája viszonylag kicsi volt, nem volt alkalmas arra, hogy az egyes csúcsalakokat illesszük a különböző életidőkkel számolt elméleti csúcsalakokhoz. Ezért itt a módszernek a "csúcseltolódás módszere" (centroid shift method) változatát alkalmaztuk, amelyben nem a teljes csúcsalakot, hanem csak a  $\gamma$ -csúcs súlypontjának az eltolódását illesztjük és ebből határozzuk meg az életidőt. Az illesztés során feltételeztük az egy sávba tartozó állapotok azonos deformációval rendelkeznek és ehhez a de-

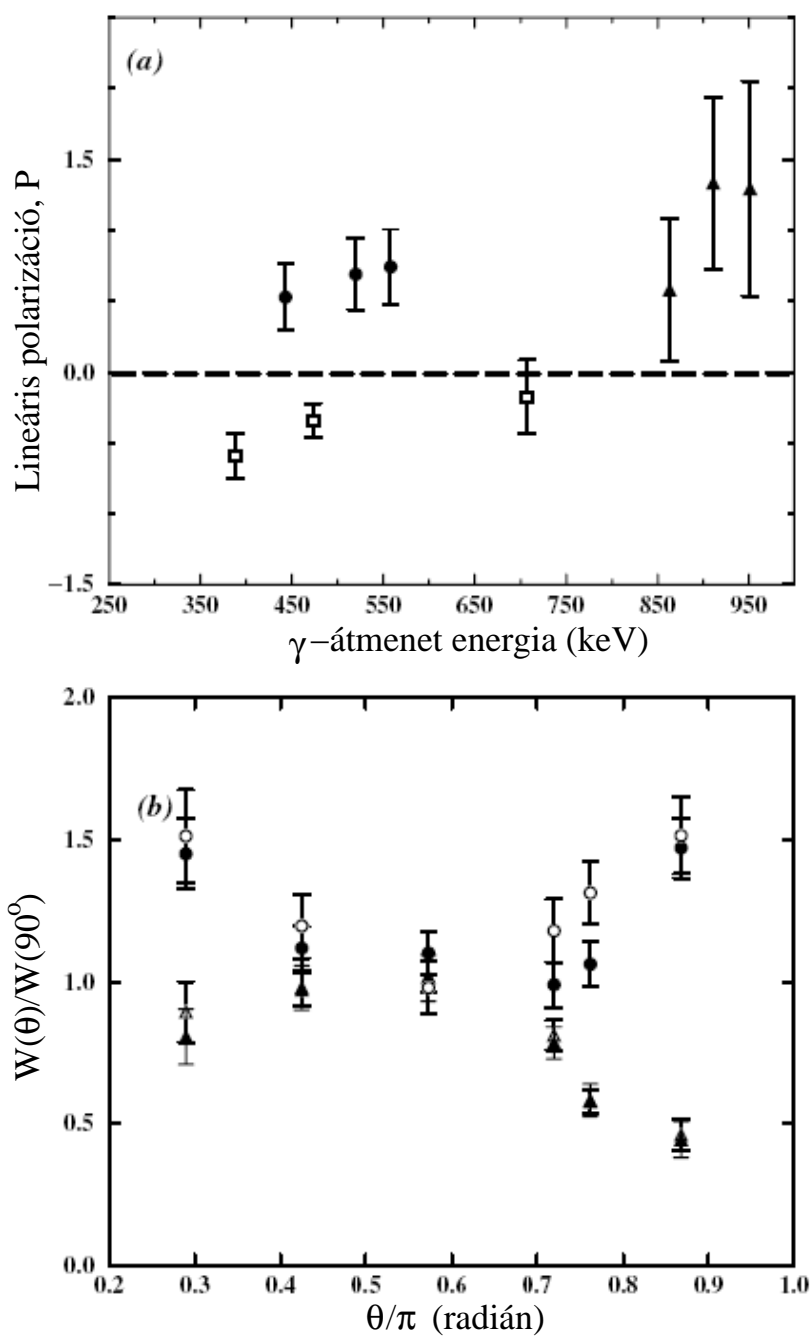
6.1. táblázat. A  $^{190}\text{Hg}$  szuperdeformált sávjai közti átmenetekre jellemző energiák, intenzitás elágazási arányok, nívó-életidők és a származtatott B(E1) értékek.

$E_\gamma(\text{keV})$	elágazási arány	nívó életidő (fs)	B(E1) (W.u. $\times 10^{-3}$ )
757	0.23(8)	110(20)	1.5(6)
812	0.29(10)	130(30)	1.2(5)
864	0.50(16)	100(20)	2.3(9)
911	0.67(27)	110(20)	2.5(11)

formációhoz tartozó  $Q_0$  kvadrupolmomentum értéket illesztettük a kísérleti csúcsetolódásokhoz.

A kísérletben a  $^{190}\text{Hg}$  szuperdeformált állapotait a  $^{160}\text{Gd}(^{34}\text{S},4\text{n})$  magreakcióval gerjesztettük 159 MeV nyalábenergiát használva. A nyalábot a Lawrence Berkeley National Laboratory 88-incses ciklotronja biztosította. A céltárgy egy 1.17 mg/cm<sup>2</sup> vékony dúsított Gd fólia volt 13 mg/cm<sup>2</sup> vastag arany fóliára párologtatva. Ebben fékeződtek le a keletkezett  $^{190}\text{Hg}$  atommagok. A kísérlet során azokat az eseményeket gyűjtöttük, amelyekben legalább 5 Compton-elnyomott HPGe detektor detektált egy időben  $\gamma$ -sugárzást. Körülbelül 10<sup>9</sup> ilyen eseményt gyűjtöttünk. Az eseményekből az adatfeldolgozás során egydimenziós spektrumokat készítettünk úgy, hogy egy spektrumba az azonos szögben elhelyezett detektorokból származó  $\gamma$ -energiák kerültek, amennyiben valamelyik SD sáv legalább három  $\gamma$ -átmenetével koincideniában voltak. Így sikerült a nagyon kis relatív intenzitású SD átmeneteket kiemelni és az energiaeltolódásukat vizsgálni.

A kísérlet eredményeként az yrast SD sávra és a 2. sávra kapott  $Q_0$  érték a kísérleti hibán belül egyformának adódott: 17.7(12) eb illetve 17.6(15) eb [Am97]. Ez bizonyította a korábbi feltevésünket, hogy a mag alakja ugyanolyan a két sávban. A 6.1 táblázatban tüntettem fel a 2. sáv azon állapotaira kapott életidőket amelyek bomlanak az yrast SD sávba is. Ezen életidők alapján kiszámoltuk az összekötő átmenetek B(E1) redukált átmeneti való-



6.6. ábra. A  $^{190}\text{Hg}$   $\gamma$ rast és első gerjesztett szuperdeformált sávját összekötő  $\gamma$ -átmenetekre az Euroball IV spektrométerrel kapott lineáris polarizáció (felső panel) és szögeloszlás (alsó panel) értékek ismert  $E2$  (körök) és  $M1$  (négyzetek) multipolaritású sugárzások megfelelő mennyiségeivel összehasonlítva.

színűségeit, amelyek a várakozásnak megfelelően néhányszor  $10^{-3}$  Weiskopf egységnek adódtak (6.1 táblázat). Már csak azt kellett bizonyítani, hogy az összekötő átmenetek tényleg E1 átmenetek.

Erre az Eurogam IV detektorrendszer adott lehetőséget, amelynek az Eurogam II-nél nagyobb fotohatásfoka lehetővé tette az Eurogam II kísérletben gyűjtötnél nagyobb statisztikájú adathalmaz gyűjtését. A kísérletben a bevált  $^{160}\text{Gd}(^{34}\text{S},4n)$  magreakciót használtuk 156 MeV energiájú  $^{34}\text{S}$  nyalábbal bombázva a két, egyenként  $0.5 \text{ mg/cm}^2$  vékony dúsított  $^{160}\text{Gd}$  fóliából álló céltárgyat. A nyalábot a Vivitron gyorsító szolgáltatta. A kísérletben azokat az eseményeket gyűjtöttük, amelyekben legalább öt Compton-elnyomott HPGe detektor (a clover és a cluster detektorok egy detektornak számítottak) és a belső labdából öt BGO kristály detektált  $\gamma$ -sugárzást egyszerre.

A kísérleti adatokból a 2. fejezetben leírt módon szögeloszlást és lineáris polarizációt sikerült meghatározni a két SD sávot összekötő  $\gamma$ -átmenetekre [Ko01b]. Az 6.6 ábra mutatja a kísérletből kapott értékeket összehasonlítva ismert multipolaritású, normáldeformált állapotok közötti intenzív átmenetek szögeloszlásaival és lineáris polarizációival. Az összehasonlítás egyértelműen mutatja, hogy az összekötő átmenetek multipolaritása E1, ami bizonyítja a 2. sáv oktupól vibrációs jellegét.

Azóta az elméleti várakozásoknak megfelelően sikerült oktupól-vibrációra épülő SD sávokat kimutatni a  $^{194}\text{Hg}$  [Fa97, Ha97],  $^{196,198}\text{Pb}$  [Bo97, Ro01, Pr01] és a  $^{152}\text{Dy}$  [La02] atommagokban is.

### 6.1.3. Sokszoros-koincidencia események kiértékelése

A szuperdeformációval kapcsolatos kutatásaim kezdete egybeesett a nagy fotohatásfokú  $\gamma$ -detektor labdák (Gammasphere, Eurogam II) használatának a kezdeti időszakával. Azelőtt kisebb hatásfokú detektorrendszereket használtak, amelyekben az az átlagos detektált- $\gamma$  multiplicitás egy eseményben 2 körül volt. A szuperdeformált sávok kimutatása az ilyen eseményekből úgy történt, hogy egydimenziós  $\gamma$ -spektrumot készítettek azokból a  $\gamma$ -energiákból, amelyek a vizsgált SD sáv valamelyik átmenetével koincidenciában voltak

és az így kapott tiszta (más koincidenzával nem szennyezett) spektrumokat összeadták. Másként fogalmazva: egydimenziós  $\gamma$ -spektrumot készítettek egy kapulistával koincidenzában lévő  $\gamma$ -energiákból, ahol a kapulista a használt spektrumokhoz tartozó energia-kapuk listája.

A nagy fotohatásfokú  $\gamma$ -detektor labdák által detektált eseményekben azonban már 3 -4 volt az átlagos detektált- $\gamma$  multiplicitás, sőt nagyon sok eseményben ennél nagyobb detektált- $\gamma$  multiplicitás is előfordult. Így a fenti eljárást valamilyen módon általánosítani kellett az ilyen eseményekből álló adatokra. Az első ilyen adatfeldolgozásokban használt általánosított eljárásról kiderült, hogy nem optimális, fölösleges (nem statisztikus) tüskéket (egy csatornához tartozó, a statisztikusan várható eltérésnél jóval nagyobb kiugrást) generál a spektrumokban, amik csökkentik az egyes  $\gamma$ -csúcsokhoz tartozó energia illetve csúcsterület meghatározásának a pontosságát. Ezért munkatársaimmal egy új eljárást javasoltunk megmutatva, hogy az új eljárás a legoptimálisabb [Be95].

Az általánosított módszerek szintén használják a kapulistát és emellett egy számot, a kapuzás fokszámát ( $p$ ), ami azt mondja meg, hogy az eseményben szereplő  $\gamma$ -energiák közül legalább  $p$  energiának teljesítenie kell a kapulista valamelyik kapujához tartozó feltételt ahhoz, hogy a velük koincidenzában lévő  $\gamma$ -energiák a spektrumban inkrementálásra kerüljenek. Ha a detektált- $\gamma$  multiplicitás nagyobb mint  $p+1$ , akkor több dimenziós kapuzott spektrumok is készíthetők. Az így kapott spektrumot  $p$ -szeresen kapuzott  $m$ -dimenziós spektrumnak nevezzük. A következőkben a hagyományos (nem optimális) és az általunk javasolt eljárást egydimenziós spektrumokon mutatunk be a könnyebb érthetőség kedvéért. Általánosítása többdimenziós esetre nem érinti a két eljárás közti különbséget.

A fenti általános elvek még nem jelentenek egyértelmű eljárást a spektrum elkészítésére. Az első adatfeldolgozásokban alkalmazott eljárás  $p$ -szeresen kapuzott egydimenziós spektrum előállítására (nevezzük hagyományos módszernek) a következő volt. Az eseményben tárolt  $n \geq p+1$   $\gamma$ -energiából  $p+1$  energiát tartalmazó csoportokat választunk ki minden lehetséges módon és

ezeket a továbbiakban független  $p+1$  multiplicitású eseményként értékeljük ki. Egy  $p+1$  multiplicitású esemény a kiértékelés szempontjából három féle lehet.

1) Ha kevesebb mint  $p$  energia elégít ki kapu-feltételt. Ekkor ebből az eseményből nem inkrementálunk a spektrumba.

2) Ha pontosan  $p$  energia elégít ki kapu-feltételt. Ekkor azt az energiát inkrementáljuk, amelyik nem elégít ki kapu-feltételt.

3) Ha minden energia kapu-feltételt elégít ki. Ekkor minden energiát inkrementálunk.

Megmutatható, hogy ezt az eljárást követve ha egy nagy multiplicitású eseményben sok gamma kielégíti valamelyik kapu-feltételt, akkor ugyanabból az eseményből bizonyos energiák sokszorosán inkrementálásra kerülnek. Ez a fent említett tüskék megjelenését eredményezi a spektrumban és rontja a csúcsparaméterek meghatározásának a pontosságát. Tekintsünk például egy öt energiát tartalmazó eseményt, amiből háromszorosan kapuzott egydimenziós spektrumba inkrementáljuk az energiákat. Ekkor négy esetet különböztethetünk meg.

1) Ha kevesebb mint 3 energia elégít ki kapu-feltételt. Ekkor ebből az eseményből nem inkrementálunk a spektrumba.

2) Ha pont 3 energia elégít ki kapu-feltételt. Ekkor a maradék két energia mindegyike egyszer inkrementálódik.

3) Ha 4 energia elégít ki kapu-feltételt. Ekkor a maradék energia négyszer inkrementálódik, míg a többi négy energia egyszer.

4) Ha mind az 5 energia kapu-feltételt elégít ki. Ekkor mind az öt energia négyszer inkrementálódik.

Látszik tehát, hogy bizonyos energiák egy eseményből sokszoros súllyal kerülnek be a spektrumba. Ez a súlyfaktor egészen nagy is lehet. Például ha egy 10 energiát tartalmazó eseményből 9 elégít ki kapu-feltételt, akkor a maradék energia 84-szer inkrementálódik a spektrumban.

Hogy ezt a problémát kiküszöböljük, a következő új eljárást javasoltuk a kapuzott spektrumok készítésére. Egy  $n$  energiát tartalmazó esemény ink-

rementálása során végignézzük az energiákat, és egy adott energiát akkor és csak akkor inkrementálunk egyszer a spektrumba, ha a többi energiából legalább  $p$  számú kielégíti valamelyik kapu-feltételt.

Ezzel az eljárással egy eseményből egy adott energia mindig csak legfeljebb egyszer inkrementálódik a spektrumba, így nem alakulnak ki tüskék. Azonban felmerülnek kérdések az eljárással kapcsolatban. Az új módszerrel inkrementált spektrum átlagosan kevesebb beütést tartalmaz egy csatornában, mint a régi módszerrel készült spektrum. A különbség Eurogam II adatok esetén körülbelül egy kettes faktor. Kérdés, hogy vajon nem veszítünk-e információt, nem nagyobb-e a relatív statisztikus hiba az így készített spektrumok esetén? Kimutattam, hogy nemcsak hogy nem nő a statisztikus hiba, hanem az új eljárás éppen a lehetséges legkisebb relatív statisztikus hibát produkálja.

Az új módszer keresése során más csoportok olyan eljárásokat is javasoltak, amelyekről kiderült, hogy az energiakapuk határain nem-folytonos spektrumokat állítottak elő. Ezekről kiderült, hogy olyan eljárások voltak, amelyben egy energia inkrementálásának feltétele függött az adott energiától is. Ez az általunk javasolt eljárásban nem így van, az inkrementálás feltétele csak a többi energiától függ. Így kimutatható, hogy a javasolt eljárással készült spektrum folytonos az energiakapuk határain is.

Az eljárás könnyen általánosítható  $m$ -dimenziós mátrixok készítésére is. Ebben az esetben egy  $n$  energiát tartalmazó esemény inkrementálása során  $m$  energiából álló csoportokat képezünk minden lehetséges módon és a csoportnak megfelelő pontot akkor és csak akkor inkrementáljuk az  $m$ -dimenziós mátrixban, ha a maradék  $n-m$  energiából legalább  $p$  számú kielégíti valamelyik kapu-feltételt.

Az általunk javasolt eljárás standard eljárássá vált a nagy fotohatásfokú  $\gamma$ -detektor labdák adatainak feldolgozásában.

## 7. ÖSSZEFOGLALÁS

Napjaink magszerkezet kutatásának egyik fő iránya az atommagok nagyspinű forgási állapotainak tanulmányozása, amit a nehézion nyalábok használata és az in-beam  $\gamma$ -spektroszkópia gyors fejlődése tett lehetővé. Nagy lendületet adott ezeknek a kutatásoknak a sok Compton-elnyomott germánium detektort tartalmazó gamma-detektor labdák alkalmazása, amelyek különösen alkalmasak a forgási állapotok legerjesztődése során kibocsátott nagy-multiplicitású  $\gamma$ -sugárzás kaszkádok nagy határfokkal és jó energiafelbontással történő detektálására. Így ezekkel a detektorrendszerekkel jól vizsgálhatók az atommag forgása és a forgó atommag belső gerjesztései közti kölcsönhatás által kialakított különleges mozgásformák, amelyek az atommag gerjesztése során viszonylag kis valószínűséggel állnak elő, ezért korábban nem voltak vizsgálhatók. Ezeknek a tanulmányozásával új ismereteket szerezhethetünk az atommagban, illetve általánosabban az atommaghoz hasonló kvantummechanikai soktestrendszerben lehetséges kollektív és függetlenrészecke típusú gerjesztésekről és ezek kölcsönhatásáról.

A disszertációban négy különleges mozgásformára vonatkozó vizsgálataimat foglaltam össze, ezek az atommag királis forgása, a szignatúra felcserélődés, a forgási sávok lezáródása és a szuperdeformált atommagban kialakuló oktupól-vibráció. Az értekezésben tárgyalt eredményeim a következőkben összegezhetők.

Új királis dublett forgási sávok kimutatásával, és tulajdonságaik vizsgálatával bővítettem az atommagok királis forgására vonatkozó ismereteinket.



- Kimutattam királis dublett forgási sávok szisztematikus megjelenését a  $^{104}\text{Rh}$  körüli atommagokban, ami azt mutatja, hogy ez a tartomány a korábban ismert  $A\sim 130$  tartományhoz hasonló királis szigeteket alkot, amelynek a közepét a  $^{104}\text{Rh}$  és  $^{105}\text{Rh}$  atommagok jelentik, a  $^{105}\text{Ag}$  pedig már a szélén helyezkedik el.
- Megmutattam, hogy a dublett sávok a páratlan-páratlan atommagok két-kvázirészecske konfigurációi mellett megjelennek az egyszerű-páratlan atommagok megfelelő három-kvázirészecske konfigurációiban is. Ez az eredmény megerősíti a dublett sávok létrejöttének királis eredetét.
- A két- és három-kvázirészecskes dublett sávok tulajdonságainak összehasonlításával modellfüggetlen módon megmutattam, hogy a dublett sávok közötti energiafelhasadás erősen függ a magtörzs tulajdonságaitól és jóval gyengébben az aktuális egyrészecske-konfigurációtól. Ez szintén jó összhangban van a királis magyarázattal.
- Dublett sáv szerkezetet azonosítottam a  $^{124}\text{Cs}$  atommagban, amit később az  $A\sim 130$  magtartomány királis sávjai közé soroltak.

Új kísérleti eredményeket kaptam a forgási sávokban fellépő szignatúra felcserélődésre, ami elősegítette a jelenség elméleti magyarázatának a fejlődését.

- Kimutattam a  $^{126}\text{La}$  és a  $^{132}\text{La}$  atommagok  $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$  sávjaiban a szignatúra felcserélődést, ezzel kísérletileg bizonyítottam, hogy az  $A\sim 130$  magtartományban a szignatúra felcserélődés megjelenése a korábbi feltételezésekkel ellentétben nem változik hirtelen a protonszám függvényében.
- Kísérletileg meghatároztam a  $^{101}\text{Rh}$  és a  $^{102}\text{Rh}$  atommagok közepes- és nagyspinű állapotait, ami alapján kimutattam a szignatúra felcserélődés jelenségét ezen atommagokban. Forgatott héjmodell számítások eredményeire alapozva megmutattam, hogy a szignatúra felcserélődés

kialakulása kvalitatíve értelmezhető a mag háromtengelyű deformációjával.

- Saját és korábbi kísérleti adatokat felhasználva rámutattam, hogy a szignatúra felcserélődés szisztematikusan megjelenik az  $A \sim 100$  magtartományban. Megmutattam, hogy a jelenség ebben a magtartományban kvalitatíve értelmezhető a proton-neutron kölcsönhatás és a Coriolis kölcsönhatás versengéseként is, majd egy elméleti csoporttal együttműködve részecske-rotor modell számításokkal kimutattuk, hogy a fenti két kölcsönhatás mellett a mag háromtengelyű alakjának is fontos szerepe van a szignatúra felcserélődés létrehozásában.

Új kísérleti eredményeket kaptam a forgási sávok lezáródására az  $A \sim 100$  és  $A \sim 130$  magtartományban és megmutattam, hogy a forgatott héjmodell számítások eredményeivel mindkét magtartományban értelmezhetőek a sávlezáródás jellemzői.

- Kísérletileg meghatároztam a  $^{100}\text{Rh}$ ,  $^{101}\text{Rh}$  és  $^{102}\text{Rh}$ , valamint a  $^{98}\text{Ru}$ ,  $^{99}\text{Ru}$  és  $^{100}\text{Ru}$  atommagok nagyspinű forgási sávjait, forgatott héjmodell eredményekkel összehasonlítva meghatároztam a konfigurációikat és sávlezáró állapotokat azonosítottam bennük. Megmutattam, hogy az ezen magtartományban talált sávlezáró állapotok a  $d_{5/2}$ ,  $g_{7/2}$  alhéjon lévő neutronok számának függvényében szisztematikusan viselkedést mutatnak, ami alapján új értéket javasoltam a neutron  $d_{5/2}$  és  $g_{7/2}$  egyrészecskepályák energiakülönbségére.
- Lezáródó forgási sávokat azonosítottam az  $A \sim 130$  magtartományban a  $^{121}\text{Xe}$ , a  $^{123}\text{Cs}$  és a  $^{124}\text{Ba}$  atommagokban, amiket forgatott héjmodell számításokkal értelmeztem, valamint a  $^{123}\text{Cs}$  és a  $^{124}\text{Ba}$  atommagokban meghatároztam a sávlezáró állapotok egyrészecske-konfigurációit.

Kísérletileg kimutattam a kollektív vibráció megjelenését szuperdeformált atommagban.

- A  $^{190}\text{Hg}$  atommagban új gerjesztett szuperdeformált sávokat azonosítottam. Az egyik gerjesztett és az yrast szuperdeformált sáv között  $\gamma$  átmeneteket találtam, amelyekről szögkorreláció és lineáris polarizáció, valamint nívó élettidő méréssel kimutattam, hogy erős (nagy  $B(E1)$  értékű)  $E1$  átmenetek. Ez azt mutatja, hogy a gerjesztett szuperdeformált sáv oktupól vibrációra épül. Ez volt az első eredmény, ami egy szuperdeformált atommag vibrációját mutatta ki.
- Új eljárást javasoltam a  $\gamma$ -detektor labdák által detektált nagy multiplisitású események statisztikailag helyes  $\gamma$ -koincidencia mátrixba történő rendezésére.

## Függelék

### Az értekezés alapjául szolgáló publikációk

1. P. Joshi, D.G. Jenkins, P.M. Raddon, A.J. Simons, R. Wadsworth, A.R. Wilkinson, D.B. Fossan, T. Koike, K. Starosta, C. Vaman, **J. Timár**, Zs. Dombrádi, A. Krasznahorkay, J. Molnár, D. Sohler, L. Zolnai, A. Algora, E.S. Paul, G. Rainovski, A. Gizon, J. Gizon, P. Bednarczyk, D. Curien, G. Duchene, J.N. Scheurer:  
*Stability of chiral geometry in the odd-odd Rh isotopes: spectroscopy of  $^{106}\text{Rh}$ ,*  
Phys. Lett. **B595** (2004) 135.
2. **J. Timár**, P. Joshi, K. Starosta, V.I. Dimitrov, D.B. Fossan, J. Molnár, D. Sohler, R. Wadsworth, A. Algora, P. Bednarczyk, D. Curien, Zs. Dombrádi, G. Duchene, A. Gizon, J. Gizon, D.G. Jenkins, T. Koike, A. Krasznahorkay, E.S. Paul, P.M. Raddon, G. Rainovski, J.N. Scheurer, A.J. Simons, C. Vaman, A.R. Wilkinson, L. Zolnai, S. Frauendorf:  
*Experimental evidence for chirality in the odd-A  $^{105}\text{Rh}$ ,*  
Phys. Lett. **B598** (2004) 178.
3. **J. Timár**, C. Vaman, K. Starosta, D. B. Fossan, T. Koike, D. Sohler, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli:  
*Role of the core in degeneracy of chiral candidate band doubling:  $^{103}\text{Rh}$ ,*  
Phys. Rev. C **73** (2006) 011301(R).
4. T. Koike, K. Starosta, P. Joshi, G. Rainovski, **J. Timár**, C. Vaman, R. Wadsworth:

*Recent progress on the investigation of spontaneous formation of chirality in rotating nuclei,*

J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **31** (2005) S1741.

5. **J. Timár**, T. Koike, N. Pietralla, G. Rainovski, D. Sohler, T. Ahn, G. Berek, A. Costin, K. Dusling, T.C. Li, E.S. Paul, K. Starosta, C. Vaman:

*High-spin structure of  $^{105}\text{Ag}$ : Search for chiral doublet bands,*

Phys. Rev. C **76** (2007) 024307.

6. A. Gizon, **J. Timár**, J.Gizon, B.Weiss, D. Barnéoud, C. Foin, J. Genevey, F. Hannachi, C.F. Liang, A. Lopez-Martens, P. Paris, B.M. Nyakó, L. Zolnai, J.C. Merdinger, S. Brant, V. Paar:

*Low-lying levels and collective bands in doubly-odd  $^{124}\text{Cs}$ ,*

Nucl. Phys. A **694** (2001) 63.

7. **J. Timár**, A. Gizon, P. Paris, J. Genevey, J. Gizon, F. Hannachi, C.F. Liang, A. Lopez-Martens, J.C. Merdinger, B.M. Nyakó, B. Weiss, L. Zolnai:

*Configuration assignments and decay of  $^{126}\text{La}$  high-spin bands,*

Eur. Phys. J. A 7 (2000) 7.

8. **J. Timár**, D. Sohler, B.M. Nyakó, L. Zolnai, Zs. Dombrádi, E.S. Paul, A.J. Boston, C. Fox, P.J. Nolan, J.A. Sampson, H.C. Scraggs, A. Walker, J. Gizon, A. Gizon, D. Bazzacco, S. Lunardi, C.M. Petrache, A. Astier, N. Buforn, P. Bednarczyk, N. Kintz:

*Experimental evidence for signature inversion in  $^{132}\text{La}$  from a revisited level scheme,*

Eur. Phys. J. A 16 (2003) 1.

9. **J. Timár**, J.Gizon, A. Gizon, D. Sohler, B.M. Nyakó, L. Zolnai, Gh. Cata-Danil, D. Bucurescu, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, C.M. Parry, S. Brant, V. Paar:

*Three-quasiparticle rotational bands in  $^{101}\text{Rh}$ : IBFBPM description*

- and signature inversion of the  $\pi_{9/2}$  orbital,*  
Nucl. Phys. A **696** (2001) 241.
10. J. Gizon, A. Gizon, **J. Timár**, Gh. Cata-Danil, B.M. Nyakó, L. Zolnai, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, N.J. O'Brien, C.M. Parry, D. Bucurescu, S. Brant, V. Paar:  
*Low-lying levels and high-spin band structures in  $^{102}\text{Rh}$ ,*  
Nucl. Phys. A **658** (1999) 97.
11. **J. Timár**, J. Gizon, A. Gizon, D. Sohler, B. M. Nyakó, L. Zolnai, D. Bucurescu, Gh. Cata-Danil, A. Boston, D. T. Joss, E. S. Paul, A. T. Semple, C. M. Parry:  
*New region of signature inversion at the  $A\sim 100$  Rh and Ag isotopes,*  
Acta Physica Polonica B 33 (2002)493.
12. R. Zheng, S. Zhu, X. Luo, **J. Timár**, A. Gizon, J. Gizon, D. Sohler, B. M. Nyakó, L. Zolnai, E. S. Paul:  
*Influence of triaxiality on the signature inversion in odd-odd nuclei,*  
Chinese Physics Letters 21 (2004)1475.
13. A. Gizon, Gh. Cata-Danil, J. Gizon, **J. Timár**, B.M. Nyakó, L. Zolnai, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, N.J. O'Brien, C.M. Parry:  
*Band structures in doubly-odd  $^{100}\text{Rh}$ ,*  
Eur. Phys. J. A 2 (1998) 325.
14. **J. Timár**, J. Gizon, A. Gizon, L. Zolnai, B.M. Nyakó, Gh. Cata-Danil, D. Bucurescu, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, N.J. O'Brien, C.M. Parry, A.V. Afanasjev, I. Ragnarsson:  
*Terminating high-spin bands in  $^{101}\text{Rh}$ ,*  
Eur. Phys. J. A 4 (1999) 11.
15. J. Gizon, Gh. Cata-Danil, A. Gizon, **J. Timár**, B. M. Nyakó, L. Zolnai, D. Bucurescu, A. J. Boston, D. T. Joss, N.J. O'Brien, C. M. Parry, E.

- S. Paul, A. T. Semple, A. V. Afanasjev, I. Ragnarsson:  
*Terminating bands in the doubly odd nucleus  $^{102}\text{Rh}$ ,*  
 Phys. Rev. C **59** (1999) R570.
16. **J. Timár**, J. Gizon, A. Gizon, D. Sohler, B. M. Nyakó, L. Zolnai, A. J. Boston, D. T. Joss, E. S. Paul, A. T. Semple, C. M. Parry, I. Ragnarsson:  
*Terminating bands in  $^{98,99,100}\text{Ru}$  nuclei: New information on the neutron  $2d_{5/2}$  and  $1g_{7/2}$  energy spacing,*  
 Phys. Rev. C **62** (2000) 044317.
17. **J. Timár**, J. Simpson, E. S. Paul, S. Araddad, C. W. Beausang, M. A. Bentley, M. J. Joyce, J. F. Sharpey-Schafer:  
*High-spin structure of  $^{121}\text{Xe}$ : triaxiality and band termination*  
 J. Phys. G **21** (1995) 783.
18. A. K. Singh, H. Hübel, J. Domscheit, G. B. Hagemann, B. Herskind, D. R. Jensen, J. N. Wilson, R. Clark, M. Cromaz, P. Fallon, A. Görgen, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, D. Ward, H. Amro, W. C. Ma, **J. Timár**, I. Ragnarsson:  
*Evidence for noncollective oblate structures at high spin in  $^{123}\text{Cs}$ ,*  
 Phys. Rev. C **70** (2004) 034315.
19. A. Al-Khatib, A.K. Singh, H. Hübel, P. Bringel, A. Bürger, J. Domscheit, A. Neußer-Neffgen, G. Schönwaßer, G.B. Hagemann, C. Ronn Hansen, B. Herskind, G. Sletten, J.N. Wilson, **J. Timár**, A. Algora, Zs. Dombrádi, J. Gál, G. Kalinka, J. Molnár, B.M. Nyakó, D. Sohler, L. Zolnai, R. Clark, M. Cromaz, P. Fallon, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, D. Ward, H. Amro, W.C. Ma, M. Kmiecik, A. Maj, J. Styczen, K. Zuber, K. Hauschild, A. Korichi, A. Lopez-Martens, J. Roccas, S. Siem, F. Hannachi, J.N. Scheurer, P. Bednarczyk, Th. Byrski, D. Curien, O. Dorvaux, G. Duchene, B. Gall, F. Khalfallah, I. Piqueras, J. Robin et al.:

*Competition between collective and noncollective excitation modes at high spin in  $^{124}\text{Ba}$ ,*

Phys. Rev. C **74** (2006) 014305.

20. A. N. Wilson, **J. Timár**, J. F. Sharpey-Schafer, B. Crowell, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, D. J. Blumenthal, I. Ahmad, A. Astier, F. Azaiez, M. Bergström, L. Ducroux, B. J. P. Gall, F. Hannachi, T. L. Khoo, A. Korichi, T. Lauritsen, A. Lopez-Martens, M. Meyer, D. Nisius, E. S. Paul, M. G. Porquet, N. Redon, J. N. Wilson, T. Nakatsukasa:

*Collective and quasiparticle excitations in superdeformed  $^{190}\text{Hg}$ ,*

Phys. Rev. C **54** (1996) 559.

21. B. Crowell, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, D. J. Blumenthal, **J. Timár**, A. N. Wilson, J. F. Sharpey-Schafer, T. Nakatsukasa, I. Ahmad, A. Astier, F. Azaiez, L. Ducroux, B. J. P. Gall, F. Hannachi, T. L. Khoo, A. Korichi, T. Lauritsen, A. Lopez-Martens, M. Meyer, D. Nisius, E. S. Paul, M. G. Porquet, N. Redon:

*Relative spins and excitation energies of superdeformed bands in  $^{190}\text{Hg}$ : Further evidence for octupole vibration,*

Phys. Rev. C **51** (1995) R1599.

22. H. Amro, E. F. Moore, R. V. F. Janssens, G. Hackman, S. M. Fischer, M. P. Carpenter, I. Ahmad, B. Crowell, T. L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, **J. Timár**, A. Wilson:

*Lifetime measurements and dipole transition rates for superdeformed states in  $^{190}\text{Hg}$ ,*

Phys. Lett. B **413** (1997)15.

23. A. Korichi, A. N. Wilson, F. Hannachi, A. Lopez-Martens, M. Rejmund, C. Schück, Ch. Vieu, G. Chmel, A. Görgen, H. Hübel, D. Rossbach, S. Schönwasser, M. Bergström, B. M. Nyakó, **J. Timár**, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi-Alvarez, P. Bednarczyk, N. Kintz,



S. Naguleswaran, A. Astier, D. M. Cullen, J. F. Sharpey-Schafer, T. Lauritsen, R. Wadsworth:

*Linear Polarization Measurement of Interband Transitions in Superdeformed  $^{190}\text{Hg}$ : Model-Independent Evidence for Octupole Vibrational Structures,*

Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2746.

24. C.W. Beausang, D. Prevost, M.H. Bergström, G. de France, B. Haas, J.C. Lisle, Ch. Theisen, **J. Timár**, P.J. Twin, and J.N. Wilson:

*Using High-fold data from the new generation of  $\gamma$ -ray detector arrays,*

Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 364 (1995) 560.

## Szerepem az eredmények létrejöttében

A disszertációban részletezett kutatások kísérleti jellegűek, amelyeket a világ élvonalbeli  $\gamma$ -detektor rendszerei és az ezeket kiszolgáló gyorsítók használatával valósítottunk meg nemzetközi együttműködésben. Egy kísérlet elvégzése általában egy nagyberendezés egy-két heti folyamatos üzemeltetésének biztosítását jelentette, ami csak több fizikus, mérnök és egyéb kiszolgáló személyzet együttes munkájával volt megvalósítható. Ez tükröződik az eredményeket ismertető közlemények szerzőlistáin is, ahol mindig sok társszerző szerepel. Ugyanakkor a kísérletet javasló (szóvivő) valamint a kísérleti adatokat feldolgozó és az eredményeket publikáló személy vagy személyek munkájának meghatározó szerepe volt az eredmények elérésében.

A jelen disszertáció alapjául szolgáló közleményekben publikált eredmények elérésében a részem általában a következő volt.

Az 1., 2., 5., 20., és 21. közleményben leírt kísérleteknek a javaslója (szóvivője) voltam, így meghatározó szerepem volt a kísérlet kidolgozásában, előkészítésében és lefolytatásában. Mivel a nehéz-ion fúzió-párolgás típusú kísérletek egyszerre több atommagra is értékes adatokat szolgáltatnak, több esetben új kísérleti javaslat benyújtása helyett csatlakoztam már benyújtott kísérleti javaslatokhoz a számomra érdekes atommagok vizsgálata céljából. Ilyen módon kaptam a szignatúra-felcserélődés és a sávlezárodás eredményeket megalapozó kísérleti adatok nagy részét.

Az első-szerzős cikkekben a kísérleti munka mellett az adatkiértékelés döntő részét, a kísérleti eredmények értelmezését és publikálását végeztem. Azon cikkekben, ahol a nevem az első néhány közt szerepel a kísérletben történő részvétel mellett az adatkiértékelés jelentős részében és az eredmények értelmezésében vállaltam szerepet. A 18. és a 19. közleményben a kísérletben történő részvétel mellett a sávlezárási állapotok CNS modellel történő értelmezése volt a részem, a 22. és 23. közlemény eredményeiből pedig a kísérletben történő részvétellel és az adatkiértékelés egy részével vettem ki a részemet. A 24. közleményben én mutattam ki, hogy az új eljárás a lehetséges legkisebb statisztikus hibát adja.

## Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni John Sharpey-Schafer és Peter Twin professzoroknak, hogy lehetőséget adtak a Liverpool-i Egyetemen a forgó atommagok nagyspinű állapotainak tanulmányozására, amely téma kutatását azóta is folytatom, és amely témában elért eredményeim képezik a jelen disszertáció alapját. Köszönetet mondok dr. Nyakó Barna munkatársamnak, és Jean Gizon-nak, a Grenoble-i CNRS-ISON kutatóprofesszorának, akik szintén segítségemre voltak ezirányú kutatásim megkezdésében.

A kísérletek előkészítése és végzése csapatmunkát igényelt, számos együttműködő partnernek és a használt nagyberendezések üzemeltetőinek, operátorainak a segítségére volt szükség az eredmények eléréséhez. Mindannyiuknak köszönettel tartozom a kísérletekben nyújtott hatékony segítségért, elsősorban dr. Algora Alejandró, dr. Dombrádi Zsolt, dr. Gál János, dr. Krasznahorkay Attila, Kunné dr. Sohler Dorottya, dr. Molnár József, dr. Nyakó Barna és dr. Zolnai László munkatársaimnak.

A disszertációban ismertetett munka jelentős részét képezte a kísérleti adatok kiértékelése és értelmezése. Ebben Kunné dr. Sohler Dorottya volt nagy segítségemre gondos, precíz munkával, amit ezúton is köszönök neki.

Az elért eredményeket megalapozó kutatások széles nemzetközi együttműködésben folytak. Prof. John Sharpey-Schafer (iThemba Labs, Fokváros, Dél-Afrika), dr. Edward Paul (Liverpool-i Egyetem, Liverpool, UK), Prof. Jean Gizon (ISON, Grenoble, Franciaország), Prof. Robert Wadsworth (York-i Egyetem, York, UK), Prof. David Fossan (SUNY, Stony Brook, US), Prof. Kris Starosta (MSU, East Lansing, US), Prof. Jean-Nicolas Scherrer (Bordeaux-i Egyetem, Bordeaux, Franciaország) és dr. Takeshi Koike (Tohoku-i Egyetem, Sendai, Japán) mindig megbízható és segítőkész együttműködő partnerek voltak, amit ezúton is köszönök nekik.

Megköszönöm Lovas Rezső akadémikusnak és dr. Fülöp Zsoltnak az ATOMKI régi és új igazgatójának, hogy munkámat elismerték, belső pályázatokban anyagilag is támogatták és ösztönöztek a disszertáció megírására.

Végül szeretném megköszönni feleségemnek, hogy a mindennapi teendők nagy részét türelemmel átvállalta, és nyugodt, harmonikus légkört teremtett számomra az eredményes munkához.

## IRODALOMJEGYZÉK

- [Af95] A.V. Afanasjev, I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A 591, 387 (1995)
- [Af99] A.V. Afanasjev, D.B. Fossan, G.J. Lane, I. Ragnarsson, Phys. Rep. 322, 1 (1999)
- [Al72] T.K. Alexander, O. Hausser, A.B. McDonald, A.J. Ferguson, W.T. Diamond, A.E. Litherland, Nucl. Phys. A 179, 477 (1972)
- [Am97] H. Amro, E. F. Moore, R.V.F. Janssens, G. Hackman, S.M. Fischer, M.P. Carpenter, I. Ahmad, B. Crowell, T.L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, J. Timár, A. Wilson, Phys. Lett. B 413, 15 (1997)
- [An76] G. Andersson, S. E. Larsson, G. Leander, P. Moller, S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, and Z. Szymanski, Nucl. Phys. A268, 205 (1976)
- [Az79] R. E. Azuma, G. L. Borchert, L. C. Carraz, P. G. Hansen, B. Jonson, S. Mattsson, O. B. Nielsen, G. Nyman, I. Ragnarsson, and H. L. Ravn, Phys. Lett. 86B, 5 (1979)
- [Ba01] R. Bark *et al.*, Nucl. Phys. A 691, 577 (2001)
- [Be83] T. Bengtsson, I. Ragnarsson, Physica Scripta T5, 165 (1983)
- [Be84] R. Bengtsson, H. Frisk, F.R. May, and J.A. Pinston, Nucl. Phys. A 415, 189 (1984)
- [Be85] T. Bengtsson, I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A 436, 14 (1985)

- [Be95] C.W. Beausang, D. Prevost, M.H. Bergström, G. de France, B. Haas, J.C. Lisle, Ch. Theisen, J. Timár, P.J. Twin, and J.N. Wilson, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 364, 560 (1995)
- [Be01] G.G. Bermúdez and M.A. Cardona, Phys. Rev. C 64, 034311 (2001)
- [Bo51] A. Bohr, Phys. Rev. 81, 134 (1951)
- [Bo53a] A. Bohr, Phys. Rev. 90, 717 (1953)
- [Bo53b] A. Bohr, Phys. Rev. 89, 316 (1953)
- [Bo69] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure I (Benjamin, New York/Amsterdam) (1969)
- [Bo75] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure II (Benjamin, New York) (1975)
- [Bo97] S. Bouneau et al., Z. Phys. A 358, 179 (1997)
- [Cr94] B. Crowell, R.V.F. Janssens, M.R. Carpenter, I. Ahmad, S. Harfenist R.G. Henry, T.L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, A.N. Wilson, J.F. Sharpey-Schafer, J. Skalski, Physics Letters B 333, 320 (1994)
- [Cr95] B. Crowell, M.P. Carpenter, R.V.F. Janssens, D.J. Blumenthal, J. Timár, A.N. Wilson, J.F. Sharpey-Schafer, T. Nakatsukasa, I. Ahmad, A. Astier, F. Azaiez, L. Ducroux, B.J.P. Gall, F. Hannachi, T.L. Khoo, A. Korichi, T. Lauritsen, A. Lopez-Martens, M. Meyer, D. Nisius, E.S. Paul, M.G. Porquet, N. Redon, Phys. Rev. C 51, R1599 (1995)
- [Cu90] D.M. Cullen, M.A. Riley, A. Alderson, I. Ali, C.W. Beausang, T. Bengtsson, M.A. Bentley, P. Fallon, P.D. Forsyth, F. Hanna, S.M. Mullins, W. Nazarewicz, R.J. Poynter, P.H. Regan, J.W. Roberts, W. Satuła, J.F. Sharpey-Schafer, J. Simpson, G. Sletten, P.J. Twin, R. Wadsworth, and R. Wyss, Phys. Rev. Lett. 65, 1547 (1990)

- [De76] M.J.A. DeVoigt, J.F.W. Jansen, F. Bruining, Z. Sujkowski, Nucl. Phys. A 270, 141 (1976)
- [De83] M. J. A. DeVoigt, J. Dudek, and Z. Szymanski, Rev. Mod. Phys. 55, 949 (1983)
- [Di01] V.I. Dimitrov, S. Frauendorf, F. Dönau, Phys. Rev. Lett. 84, 5732 (2001)
- [Dö87] F. Dönau, Nucl. Phys. A 471, 469 (1987)
- [Du86] R. Duffait, A. Charvet, K. Deneffe, R. Beraud, A. Emsallem, M. Meyer, T. Ollivier, J. Treherne, A. Gizon, F. Beck, T. Byrski, Nucl. Phys. A 454, 143 (1986)
- [Du90] J. Dudek, T.R. Werner and Z. Szymanski, Phys. Lett. B 248, 235 (1990)
- [Dr91] M.W. Drigert *et al.*, Nucl. Phys. A 530, 452 (1991)
- [Fa59] L.W. Fagg, S.S. Hanna, Rev. Mod. Phys. 31, 711 (1959)
- [Fa93] P. Fallon, J. Burde, B. Cederwall, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, I. Y. Lee, J. R. B. Oliveira, F. S. Stephens, J. A. Becker, M. J. Brinkman, E. A. Henry, A. Kuhnert, M. A. Stoyer, J. E. Draper, C. Duyar, and E. Rubel, Phys. Rev. Lett. 70, 2690 (1993)
- [Fa97] P. Fallon *et al.*, Phys. Rev. C 55, R999 (1997)
- [Fe64] A.J. Ferguson, Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy, (North-Holland, Amsterdam) (1964)
- [Fr87] H. Frisk and R. Bengtsson, Phys. Lett. B 196, 14 (1987)
- [Fr97] S. Frauendorf and J. Meng, Nucl. Phys. A 617, 131 (1997)
- [Fr93] S. Frauendorf, Nucl. Phys. A 557, 259c (1993)

- [Ga58] C.J. Gallagher and S.A. Moszkowski, Phys. Rev. 111, 1282 (1958)
- [Ga04] J. Gál, G. Hegyesi, J. Molnár, B. M. Nyakó, G. Kalinka, J.-N. Scheurer, M.M. Aléonard, J.F. Chemin, J.L. Pedroza, K. Juhász *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A 516, 502 (2004)
- [Ga06] Zao-Chun Gao, Y.S. Chena, Yang Sunc, Phys. Lett. B 634, 195 (2006)
- [Ge87] J. Genevey, A. Gizon, N. Idrissi, B. Weiss, R. Béraud, A. Charvet, R. Duffait, A. Emsallem, M. Meyer, T. Ollivier, N. Redon, in Proceedings of the International Conference NFFS, Rosseau Lake, Canada 1987, p. 419
- [Gi93] J. Gizon, D. Jerrestram, A. Gizon, M. Józsa, R. Bark, B. Fogelberg, E. Ideguchi, W. Klamra, T. Lindblad, S. Mitarai, J. Nyberg, M. Piiparinen, G. Sletten, Z. Phys. A 345, 335 (1993)
- [Gi97] J. Gizon, B.M. Nyakó, J. Timár, A. Gizon, L. Zolnai, A.J. Boston, Gh. Cata-Danil, J. Genevey, D.T. Joss, N.J. O'Brien, C.M. Parry, E.S. Paul, D. Santos, A.T. Semple, A.V. Afanasjev, I. Ragnarsson, Phys. Lett. B 410, 95 (1997)
- [Gi98] A. Gizon, Gh.Cata-Danil, J. Gizon, J. Timár, B.M. Nyakó, L. Zolnai, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, N.J. O'Brien, C.M. Parry, Eur. Phys. J. A 2, 325 (1998)
- [Gi99] J. Gizon, A. Gizon, J. Timár, Gh. Cata-Danil, B.M. Nyakó, L. Zolnai, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, N.J. O'Brien, C.M. Parry, D. Bucurescu, S. Brant, V. Paar, Nucl. Phys. A 658, 97 (1999)
- [Gi99b] J. Gizon, Gh. Cata-Danil, A. Gizon, J. Timár, B. M. Nyakó, L. Zolnai, D. Bucurescu, A. J. Boston, D. T. Joss, N.J. O'Brien, C. M. Parry, E. S. Paul, A. T. Semple, A. V. Afanasjev, I. Ragnarsson, Phys. Rev. C 59, R570 (1999)



- [Gi01] A. Gizon, J. Timár, J. Gizon, B. Weiss, D. Barnéoud, C. Foin, J. Genevey, F. Hannachi, C.F. Liang, A. Lopez-Martens, P. Paris, B.M. Nyakó, L. Zolnai, J.C. Merdinger, S. Brant, V. Paar, Nucl. Phys. A 694, 63 (2001)
- [Go74] A. L. Goodman, Nucl. Phys. A 230, 466 (1974)
- [Go95] A. Goswami, M. Saha Sarkar, U. Datta Pramanik, P. Banerjee, P. Basu, P. Bhattacharya, S. Bhattacharya, M.L. Chatterjee, S. Sen, B. Dasmahapatra, Z. Phys. A 353, 231 (1995)
- [Ha72] O. Hausser, A.J. Ferguson, A.B. McDonald, I.M. Szöghy, T.K. Alexander, D.L. Disdier, Nucl. Phys. A179, 465 (1972)
- [Ha82] G.B. Hagemann *et al.*, Phys. Rev. C 25, 3224 (1982)
- [Ha84] G.B. Hagemann *et al.*, Nucl. Phys. A424, 365 (1984)
- [Ha90] I. Hamamoto, Phys. Lett. B 235, 221 (1990)
- [Ha95] T. Hayakawa, J. Lu, J. Mukai, T. Saitoh, N. Hasimoto, T. Komatsubara, and K. Furuno, Z. Phys. A 352, 241 (1995)
- [Ha97] G. Hackman *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79, 4100 (1997)
- [Ha01] D.J. Hartley *et al.*, Phys. Rev. C 64, 031304(R) (2001)
- [He01] A.A. Hecht *et al.*, Phys. Rev. C 63, 051302(R) (2001)
- [Ik89] A. Ikeda and T. Shimano, Phys. Rev. Lett. 63, 139 (1989)
- [Ja92] A.K. Jain and A. Goel, Phys. Lett. B 277, 233 (1992)
- [Je94] D. Jerrestam, W. Klamra, J. Gizon, F. Lidén, L. Hildingsson, J. Kownacki, Th. Lindblad, J. Nyberg, Nucl. Phys. A 577, 786 (1994)

- [Jo04] P. Joshi, D.G. Jenkins, P.M. Raddon, A.J. Simons, R. Wadsworth, A.R. Wilkinson, D.B. Fossan, T. Koike, K. Starosta, C. Vaman, J. Timár, Zs. Dombrádi, A. Krasznahorkay, J. Molnár, D. Sohler, L. Zolnai, A. Algora, E.S. Paul, G. Rainovski, A. Gizon, J. Gizon, P. Bednarczyk, D. Curien, G. Duchene, J.N. Scheurer, *Phys. Lett. B* 595, 135 (2004)
- [Ka82] G. Kajrys, M. Irshad, S. Landsberger, R. Lecomte, P. Paradis, S. Monaro, *Phys. Rev. C* 26, 138 (1982)
- [Ke85] H.-J. Keller, S. Frauendorf, U. Hagemann, L. Käubler, H. Prade, F. Stary, *Nucl. Phys. A* 444, 261 (1985)
- [Kh98] B. Kharraja, S.S. Ghugre, U. Garg, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, B. Crowell, T.L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, W. Reviol, W.F. Mueller, L.L. Riedinger, R. Kaczarowski, *Phys. Rev. C* 57, 83 (1998)
- [Kh99] B. Kharraja, U. Garg, S.S. Ghugre, H. Jin, R.V.F. Janssens, I. Ahmad, H. Amro, M.P. Carpenter, S. Fischer, T.L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, W. Reviol, W.F. Mueller, L.L. Riedinger, R. Kaczarowski, E. Ruchowska, W.C. Ma, I.M. Govil, *Phys. Rev. C* 61, 024301 (1999)
- [Kh06] A. Al-Khatib *et al.*, *Phys. Rev. C* 74, 014305 (2006)
- [Ko93] T. Komatsubara, K. Furuno, J. Mukai, T. Hayakawa, T. Morikawa, Y. Iwata, N. Kato, J. Espino, J. Gascon, N. Gjorup, G.B. Hagemann, H.J. Jensen, D. Jerrestam, J. Nyberg, G. Sletten, B. Cederwall, P. J. Tjom, *Nucl. Phys. A* 557, 419c (1993)
- [Ko01] T. Koike, K. Starosta, C.J. Chiara, D.B. Fossan, D.R. LaFosse, *Phys. Rev. C* 63, 061304(R) (2001)
- [Ko01b] A. Korichi, A.N. Wilson, F. Hannachi, A. Lopez-Martens, M. Rejmund, C. Schück, Ch. Vieu, G. Chmel, A. Görge, H. Hübel, D. Rossbach, S. Schönwasser, M. Bergström, B.M. Nyakó, J. Timár, D. Bazacco, S. Lunardi, C. Rossi-Alvarez, P. Bednarczyk, N. Kintz, S. Nagu-

- leswaran, A. Astier, D. M. Cullen, J. F. Sharpey-Schafer, T. Lauritsen, R. Wadsworth, Phys. Rev. Lett. 86, 2746 (2001)
- [Ko03] T. Koike, K. Starosta, C.J. Chiara, D.B. Fossan, D.R. LaFosse, Phys. Rev. C 67, 044319 (2003)
- [Ko04] T. Koike, K. Starosta, I. Hamamoto, Phys. Rev. Lett. 93, 172502 (2004)
- [Kr73] K.S. Krane, R.M. Steffen, R.M. Wheeler, Nucl. Data Tables A 11, 351 (1973)
- [La81] A.J. Larabee, J.C. Waddington, Phys. Rev. C 24, 2367 (1981)
- [La02] T. Lauritsen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 89, 282501 (2002)
- [Le71] C.M. Lederer, J.M. Jaklevic, J.M. Hollander, Nucl. Phys. A 169, 449 (1971)
- [Le03] I.Y. Lee, M.A. Deleplanque, K. Vetter, Rep. Prog. Phys. 66, 1095 (2003)
- [Li96] Y. Liu, J. Lu, Y. Ma, S. Zhou, H. Zheng, Phys. Rev. C 54, 719 (1996)
- [Ma81] E.H. du Marchie van Voorthuysen, M.J.A. DeVoigt, N. Blasi, J.F.W. Jansen, Nucl. Phys. A 355, 93 (1981)
- [Ma91] M. Matsuzaki, Phys. Lett. B 269, 23 (1991)
- [Mi93] S. Mizutori *et al.*, Nucl. Phys. A 557, 125c (1993)
- [Mo76] H. Morinaga, T. Yamazaki, In-beam gamma-ray spectroscopy (North-Holland, Amsterdam) (1976)
- [Mr99] J. Mrazek, M. Honusek, A. Spalek, J. Bielcik, J. Slivova, J. Adam, A.A. Pasternak, Eur. Phys. J. A 5, 399 (1999)
- [Ny84] B.M. Nyakó *et al.*, Phys. Rev. Lett. 52, 507 (1984)

- [Ny89] B.M. Nyakó *et al.*, Z. Phys. A - Atomic Nuclei 332, 235 (1989)
- [Ol89] J.R.B. Oliveira, L.G.R. Emediato, M.A. Rizzutto, R.V. Ribas, W.A. Seale, M.N. Rao, N.H. Medina, S. Botelho, E.W. Cybulska, Phys. Rev. C 39, 2250 (1989)
- [Ol04] P. Olbratowski, J. Dobaczewski, J. Dudek, W. Płóciennik, Phys. Rev. Lett. 93, 052501 (2004)
- [Pa95] P. Paris, C.F. Liang, B. Legrand, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 357, 398 (1995)
- [Pe96] C.M. Petrache, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, G. de Angelis, M. De Poli, D. Bucurescu, C.A. Ur, P.B. Semmes, R. Wyss, Nucl. Phys. A 597, 106 (1996)
- [Pr01] A. Prevost *et al.*, Eur. Phys. J. A 10, 13 (2001)
- [Ra80] I. Ragnarsson, in Atomic Masses and Fundamental Constants 6, edited by J. A. Nolen, Jr. and W. Benenson (Plenum, New York, 1980), p. 87.
- [Ra86] I. Ragnarsson, Z. Xing, T. Bengtsson, M.A. Riley, Physica Scripta 34, 651 (1986)
- [Ra95] D.C. Radford, Nucl. Instr. Meth. A 361, 297 (1995)
- [Ra03a] G. Rainovski *et al.*, Phys. Rev. C 68, 024318 (2003)
- [Ra03b] G. Rainovski *et al.*, J. Phys. G 29, 2763 (2003)
- [Re93] W. Reviol, U. Garg, I. Ahmad, A. Aprahamian, M.P. Carpenter, B.F. Davis, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, T. Lauritsen, Y. Liang, S. Naguleswaran, J.C. Walpe, D. Ye, Nucl. Phys. A 557, 391c (1993)
- [Ro01] D. Roßbach *et al.*, Phys. Lett. B 513, 9 (2001)
- [Si94] J. Simpson *et al.*, Phys. Lett. B 327, 187 (1994)

- [Si97] J. Simpson, Z. Phys. A 358, 139 (1997)
- [Si99] J. Simpson, Nucl. Phys. A 654, 178c (1999)
- [Si04] A.K. Singh, H. Hübel, J. Domscheit, G.B. Hagemann, B. Herskind, D.R. Jensen, J.N. Wilson, R. Clark, M. Cromaz, P. Fallon, A. Görgen, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, D. Ward, H. Amro, W.C. Ma, J. Timár, I. Ragnarsson, Phys. Rev. C 70, 034315 (2004)
- [Sk93] J. Skalski et al., Nucl. Phys. A 551, 109 (1993)
- [Sp72] H.J. Specht *et al.*, Phys. Lett. B 41, 43 (1972)
- [Sr05] J. J. Srebrny, E. Grodner, T. Morek, I. Zalewska, Ch. Droste, J. Mierzejewski, A.A. Pasternak, J. Kownacki, J. Perkowski, Acta Physica Polonica B 36, 1063 (2005)
- [St67] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 95, 420 (1967)
- [St68] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 122, 1 (1968)
- [St01] K. Starosta *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 971 (2001)
- [St02] K. Starosta *et al.*, Phys. Rev. C 65, 044328 (2002)
- [Ta94] N. Tajima, Nucl. Phys. A 572, 365 (1994)
- [Te38] E. Teller, J.A. Wheeler, Phys. Rev. 53, 778 (1938)
- [Ti95] J. Timár, J. Simpson, E. S. Paul, S. Araddad, C. W. Beausang, M. A. Bentley, M. J. Joyce, J. F. Sharpey-Schafer, J. Phys. G 21, 783 (1995)
- [Ti99] J. Timár, J. Gizon, A. Gizon, L. Zolnai, B.M. Nyakó, Gh. Cata-Danil, D. Bucurescu, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, N.J. O'Brien, C.M. Parry, A.V. Afanasjev, I. Ragnarsson, Eur. Phys. J. A 4, 11 (1999)

- [Ti00] J. Timár, A. Gizon, P. Paris, J. Genevey, J. Gizon, F. Hannachi, C.F. Liang, A. Lopez-Martens, J.C. Merdinger, B.M. Nyakó, B. Weiss, L. Zolnai, *Eur. Phys. J. A* 7, 7 (2000)
- [Ti00b] J. Timár, J. Gizon, A. Gizon, D. Sohler, B. M. Nyakó, L. Zolnai, A. J. Boston, D. T. Joss, E. S. Paul, A. T. Semple, C. M. Parry, I. Ragnarsson, *Phys. Rev. C* 62, 044317 (2000)
- [Ti01] J. Timár, J. Gizon, A. Gizon, D. Sohler, B.M. Nyakó, L. Zolnai, Gh. Cata-Danil, D. Bucurescu, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, C.M. Parry, S. Brant, V. Paar, *Nucl. Phys. A* 696, 241 (2001)
- [Ti02] J. Timár, J. Gizon, A. Gizon, D. Sohler, B. M. Nyakó, L. Zolnai, D. Bucurescu, Gh. Cata-Danil, A. Boston, D. T. Joss, E. S. Paul, A. T. Semple, C. M. Parry, *Acta Physica Polonica B* 33, 493 (2002)
- [Ti03] J. Timár, D. Sohler, B.M. Nyakó, L. Zolnai, Zs. Dombrádi, E.S. Paul, A.J. Boston, C. Fox, P.J. Nolan, J.A. Sampson, H.C. Scraggs, A. Walker, J. Gizon, A. Gizon, D. Bazzacco, S. Lunardi, C.M. Petrache, A. Astier, N. Buforn, P. Bednarczyk, N. Kintz, *Eur. Phys. J. A* 16, 1 (2003)
- [Ti04] J. Timár, P. Joshi, K. Starosta, V.I. Dimitrov, D.B. Fossan, J. Molnár, D. Sohler, R. Wadsworth, A. Algora, P. Bednarczyk, D. Curien, Zs. Dombrádi, G. Duchene, A. Gizon, J. Gizon, D.G. Jenkins, T. Koike, A. Krasznahorkay, E.S. Paul, P.M. Raddon, G. Rainovski, J.N. Scheurer, A.J. Simons, C. Vaman, A.R. Wilkinson, L. Zolnai, S. Frauendorf, *Phys. Lett. B* 598, 178 (2004)
- [Ti06] J. Timár, C. Vaman, K. Starosta, D.B. Fossan, T. Koike, D. Sohler, I. Y. Lee, A.O. Macchiavelli, *Phys. Rev. C* 73, 011301(R) (2006)
- [Ti07] J. Timár, T. Koike, N. Pietralla, G. Rainovski, D. Sohler, T. Ahn, G. Berek, A. Costin, K. Dusling, T.C. Li, E.S. Paul, K. Starosta, C. Vaman, *Phys. Rev. C* 76, 024307 (2007)

- [Tj85] P.O. Tjom, R.M. Diamond, J.C. Bacelar, E.M. Beck, M.A. Deleplanque, J.E. Draper, F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 55, 2405 (1985)
- [To06] D. Tonev *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 052501 (2006)
- [Tw86] P.J. Twin *et al.*, Phys. Rev. Lett. 57, 811 (1986)
- [Va04] C. Vaman, D.B. Fossan, T. Koike, K. Starosta, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, Phys. Rev. Lett. 92, 032501 (2004)
- [Wh86] C.S. Whisnant, K.D. Carnes, R.H. Castain, F.A. Rickey, G.S. Samudra, P.C. Simms, Phys. Rev. C 34, 443 (1986)
- [Wi96] A.N. Wilson, J. Timár, J.F. Sharpey-Schafer, B. Crowell, M.P. Carpenter, R.V.F. Janssens, D.J. Blumenthal, I. Ahmad, A. Astier, F. Aziaiez, M. Bergström, L. Ducroux, B.J.P. Gall, F. Hannachi, T.L. Khoo, A. Korichi, T. Lauritsen, A. Lopez-Martens, M. Meyer, D. Nisius, E.S. Paul, M.G. Porquet, N. Redon, J. N. Wilson, T. Nakatsukasa, Phys. Rev. C 54, 559 (1996)
- [Xu00] F.-R. Xu, W. Satula, R. Wyss, Nucl. Phys. A 669, 119 (2000)
- [Yu88] C.-H. Yu *et al.*, Nucl. Phys. A 489, 477 (1988)
- [Zh01] Renrong Zheng, Shunquan Zhu, Nanpu Cheng, and Jiayan Wen, Phys. Rev. C 64, 014313 (2001)
- [Zh03] S. Zhu, U. Garg, B.K. Nayak, S.S. Ghugre, N.S. Pattabiraman, D.B. Fossan, T. Koike, K. Starosta, C. Vaman, R.V.F. Janssens, R.S. Chakrawarthy, M. Whitehead, A.O. Macchiavelli, S. Frauendorf, Phys. Rev. Lett. 91, 132501 (2003).
- [Zh04] R. Zheng, S. Zhu, X. Luo, J. Timár, A. Gizon, J. Gizon, D. Sohler, B. M. Nyakó, L. Zolnai, E. S. Paul, Chinese Physics Letters 21, 1475 (2004)