

Atommagok királis forgásának vizsgálata az $A \approx 130$ és az $A \approx 100$ magtartományokban

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Kuti István

Témavezetők:

Dr. Kunné Sohler Dorottya

Dr. Timár János

Debreceni Egyetem
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Debrecen, 2014

Készült
a Debreceni Egyetem
Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Magfizika programja keretében
A Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézetben
(MTA ATOMKI)

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács Fizika Tudományok Doktori Iskolájának Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2014.

Kuti István
jelölt

Tanúsítjuk, hogy Kuti István doktorjelölt 2009 - 2014 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányításunkkal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasoljuk.

Debrecen, 2014.

Dr. Kunné Sohler Dorottya
témavezető

Dr. Timár János
témavezető

Atommagok királis forgásának vizsgálata az $A \approx 130$ és az $A \approx 100$ magtartományokban

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében
a fizika tudományágban

Írta: Kuti István, okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem
Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Magfizika programja keretében.

Témavezetők: Dr. Kunné Sohler Dorottya és Dr. Timár János

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.

A doktori szigorlat időpontja: 2013. április 10.

Az értekezés bírálói:

Dr.
Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.
Dr.
Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 2014.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. Elméleti háttér	3
2.1. Az atommag forgása	3
2.1.1. Az atommag átlagtér modellje	3
2.1.2. Deformált atommagok, a Nilsson-model	4
2.1.3. Kollektív forgás	6
2.1.4. A forgatott héjmodell	9
2.1.5. Párkölcönhatás	10
2.1.6. Kísérleti adatok a forgó rendszerben	12
2.2. Kiralítás a forgó atommagban	14
2.3. A királis szerkezetek kísérleti megjelenési formája	17
3. Forgási sávok kísérleti vizsgálata	21
3.1. A nehéz-ion fúzió-párolgás típusú reakció	21
3.2. Detektorrendszerek	22
3.3. Adatfeldolgozási módszerek	26
3.3.1. Koincidenziakapcsolatok, nívóséma	26
3.3.2. Szöghorreláció analízis	27
3.3.3. Lineáris polarizáció	29
3.3.4. Belső konverzió	30
3.3.5. A RADWARE programcsomag	31

4. Eredmények	33
4.1. A ^{104}Pd atommag sávszerkezetének vizsgálata	33
4.1.1. A ^{104}Pd atommagra vonatkozó irodalom áttekintése	33
4.1.2. Kísérleti leírás	34
4.1.3. Kísérleti adatok kiértékelése	34
4.1.4. A ^{104}Pd nívósémája	35
4.1.5. A nagyspinű negatív és pozitív paritású sávok értelmezése	42
4.1.6. A ^{104}Pd kvázi-gamma sávjai, következtetések	45
4.2. A ^{103}Rh atommag forgási sávjainak vizsgálata	50
4.2.1. Irodalmi áttekintés	50
4.2.2. Kísérleti leírás, kísérleti adatok kiértékelése	52
4.2.3. A ^{103}Rh nívósémája	52
4.2.4. Következtetések a ^{103}Rh forgási sávjainak szerkezetére	54
4.2.5. A kapott eredmények jelentősége	57
4.3. A ^{134}Pr atommag forgási sávjainak vizsgálata	59
4.3.1. A ^{134}Pr atommagra vonatkozó irodalom áttekintése	59
4.3.2. Kísérleti leírás	60
4.3.3. Kísérleti adatok kiértékelése	60
4.3.4. A ^{134}Pr gerjesztett állapotainak nívósémája	61
4.3.5. Az ^{134}Pr atommaghoz rendelt sávok konfigurációjának meghatározása	68
4.3.6. A ^{134}Pr atommagra nyert eredmények	75
4.4. A ^{132}La atommag forgási sávjainak vizsgálata	77
4.4.1. A ^{132}La atommagra vonatkozó irodalom áttekintése	77
4.4.2. Kísérleti leírás	81
4.4.3. Kísérleti adatok kiértékelése	81
4.4.4. A ^{132}La nívósémája	82
4.4.5. Az észlelt sávok konfigurációjának meghatározása	86
4.4.6. Következtetések: kiralitás a ^{132}La atommagban	92
4.5. Kitekintés	95

5. Összefoglalás	97
6. Summary	101
Köszönetnyilvánítás	105
Publikációk	107
Irodalomjegyzék	112
Mellékletek	I
M.0. A disszertációban használt jelölések és rövidítések jegyzéke	I
M.1. A ^{104}Pd atommag γ -átmenetei	II
M.2. A ^{132}La atommag γ -átmenetei	VII
M.3. A ^{134}Pr atommag γ -átmenetei	XII
M.4. A disszertációban szereplő idézetek forrásai	XXVII

Time grabs you by the wrist,
directs you where to go.

Billie Joe Armstrong

1. fejezet

Bevezetés

Az elmúlt évek magszerkezet-kutatásaiban továbbra is kiemelt szerepet kapott az egzotikus atommagok és magállapotok tanulmányozása. Ezen magok és magállapotok előállítása, illetve vizsgálata korábban technikailag kevésbé volt megvalósítható, napjainkban azonban a kísérleti berendezések fejlődése egyre inkább lehetővé teszi az ezekkel kapcsolatos magszerkezeti kutatásokat. Ilyenek például az erősen neutrontús vagy neutronszegény atommagok gerjesztett állapotainak vizsgálata, különleges magalakokhoz (pl. háromtengelyű, vagy piramis alak) tartozó új mozgásformák kimutatása; vagy a különböző szimmetriasértések tanulmányozása, mint például a jelen dolgozatban több, háromtengelyűen deformált mag esetében is tárgyalt kiralitás vizsgálata.

Királisnak nevezzük azokat a térbeli szerkezeteket, alakzatokat, melyek saját tükörképükkel nem hozhatóak fedésbe. Maga a kiralitás szó a görög *cheir* szóból ered, ami kezet jelent: a jobb és a bal kezünk kézenfekvő példa a királis párokra. A hétköznapi életben is több helyen találhatunk példát; sőt, molekuláris szinten is régóta ismertek az enantiomer párok. Ám ami a kiralitás jelen dolgozat szempontjából fontosabb formája, az nagyságrenddel kisebb mérettartományba esik és mint majd láthatjuk, nem kizárólag az alak hanem a mozgás jellemzője is: ez a magkiralitás.

A magkiralitás a 90-es évek közepén felfedezett különleges mozgásfor-

ma. Az atommag királis forgása normáldeformált atommagokban, a forgó atommag valamint a valencianukleonok kölcsönhatása miatt mutatkozik. Egy háromtengelyűen deformált atommagban megfelelő valencianukleon-elrendeződés mellett a teljes impulzusmomentumvektor a deformáció fősíkjain kívül eshet, és komponenseinek jobb- illetve balsodrású elrendeződése az atommaggal együttforgó vonatkoztatási rendszerben két, energetikailag megegyező állapotot eredményez: ezek egymás királis párjai. Laborrendszerben, kísérleti megjelenésként jellegzetes, közel degenerált forgási sávstruktúrát várhatunk. Az elméleti előrejelzések alapján több magtartományban sikerült is számos ilyen sávpart kimutatni, ezek királis forgáshoz tartozásának bizonyítása azonban egyáltalán nem könnyű. A korábbi feltételezések ellenére ugyanis nem lehetséges csupán néhány egyszerű, kísérletileg megfigyelhető tulajdonság alapján meghatározni egy sávpart királis mivoltát; hanem részletes elméleti számításokkal való összevetés szükséges, ami viszont az atommag teljes nívórendszerének ismeretét kívánja meg. Napjainkban épp ezért intenzív elméleti és kísérleti tanulmányok születnek a királis forgás vizsgálatára. Modellszámítások alapján felmerült például a feltevés, hogy többszörös kirialitás is létezhet egy magon belül; azonban több esetben az is előfordult, hogy a korábban királisként értelmezett sáv párról egy újabb, célzott kísérlet bebizonyította, hogy a szerkezetükre adott magyarázat nem helytálló.

Látható hogy a kirialitás megismeréséhez úgy kerülhetünk közelebb, ha a jelölt magok gerjesztett állapotainak rendszerét a vizsgálni kívánt jelenségtől függetlenül minél teljesebb mértékben megismerjük. Mint végzős egyetemista, ezzel a témával és motivációval kerültem az MTA Atommagkutató Intézet Kísérleti Magfizika Osztályának gammaspektroszkópai csoportjához. Diplomamunkásként, majd doktoranduszként nemzetközi együttműködésekben végzett kísérletek adatainak feldolgozása lett a feladatomban, így kapcsolódtam be az $A \approx 100$ és $A \approx 130$ tömegszám-tartomány atommagjai: a ^{104}Pd , ^{132}La , ^{134}Pr és ^{103}Rh vizsgálatába. Dolgozatomban az elméleti háttér és az általam használt kiértékelési módszerek ismertetése után e magok szerkezetének kutatásában elért eredményeimet mutatom be.

What immortal hand or eye
Could frame thy fearful symmetry?

William Blake

2. fejezet

Elméleti háttér

2.1. Az atommag forgása

2.1.1. Az atommag átlagtér modellje

Az atommag atommodell analógiájára kidolgozott átlagtér modellje a nukleonok közötti bonyolult kölcsönhatás egyszerűsítéséhez a legsikeresebb megközelítésnek bizonyult. A magban a helyzet azonban nagyon különbözik az atomtól, ahol az elektronokat a centrális Coulomb-potenciál irányítja. Az átlagtér-elképzelésben a mag nukleonjai együtt hoznak létre egy átlagos V potenciált. Minden egyes nukleon mozgása e potenciál által meghatározottnak tekinthető. A modell közelítő jellege miatt egy plusz V_R potenciált is fel szoktak tételezni, ez ad számot az úgynevezett maradék-kölcsönhatásról, ami nincsen benne V -ben. Első közelítésben feltesszük, hogy V_R elhanyagolható. Az átlagtér-modellben egy nukleon Hamilton-függvénye

$$H = H_0 + V_R \quad (2.1)$$

ahol

$$H_0 = T + V \quad (2.2)$$

Alkalmas átlagtér-potenciált az atommagról nyert kísérleti tapasztalatok

alapján találhatunk. A leggyakrabban használt gömbszimmetrikus potenciálok a Woods-Saxon (WS) és a harmonikus oszcillátor (HO) potenciál. Az első pontosabb közelítése a valódi átlagpotenciálnak, a második pedig matematikailag könnyebben kezelhető analitikus megoldáshoz vezet. Ez utóbbi módosítható úgy, hogy még jobb közelítést adja a valódi potenciálnak (módosított oszcillátor-potenciál, MO). Az atombeli helyzethez képest az atommagban kifejezetten jelentős a spin-pálya kölcsönhatás szerepe, melyet egy spin-pálya kölcsönhatási tag hozzáadásával vehetünk figyelembe. A protonok elektrosztatikus kölcsönhatásából adódó járuléka egy V_C Coulomb-tag hozzáadásával vehető figyelembe. A

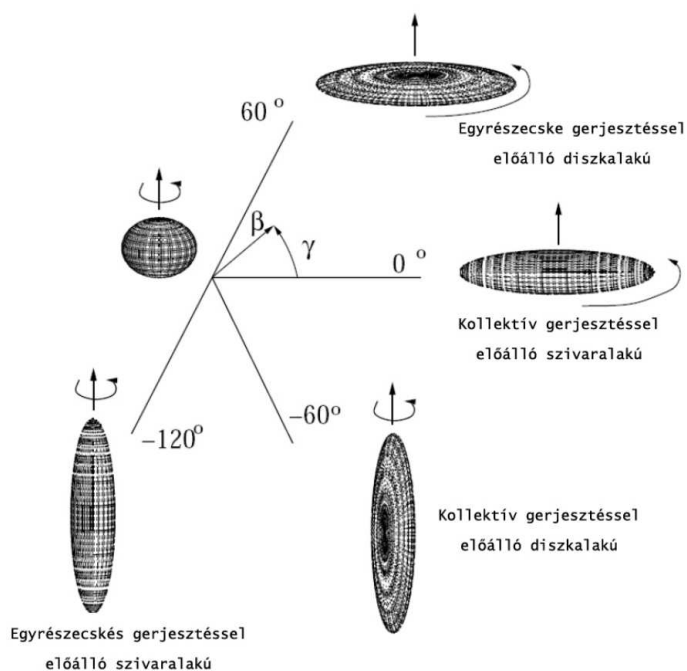
$$H_0\Psi = E_0\Psi \quad (2.3)$$

Schrödinger-egyenlet megoldása (ahol H_0 -ba belefoglaljuk a spin-pálya és a Coulomb-tagot) olyan energiaértékeket ad, amelyek $2J+1$ -szeresen elfajultak (ahol J a nukleon teljes impulzuszómomentuma) és ráadásul egymáshoz közeli „csoportokat” alkotnak. Így a nukleonok is héjakba rendeződnek az atomi elektronokhoz hasonlóan.

2.1.2. Deformált atommagok, a Nilsson-model

Az előzőekből kapott héjszerkezet az átlagtér-potenciál gömbszimmetriáját feltételezi. A tömegeloszlás gömbszimmetriája magában foglalja a protonok megfelelő elektromos töltéseloszlásának nulla kvadrupólmomentumát. Kiderült, hogy ez csak olyan magokra igaz, amelyek a mágikus számokhoz közeli nukleonszámmal rendelkeznek (olyan héjszerkezettel, ahol a legkülső héj zárt vagy közel zárt). Ezek között nullától különböző, pozitív és negatív kvadrupólmomentumok mérhetők. A magok alapállapotú deformációjának a maradék kölcsönhatáshoz van köze, amely nincs benne az átlagtér-potenciálban. A deformációról úgy tudunk számot adni, hogy deformáljuk az átlagtér-potenciált. A tömegeloszlás és a deformált potenciál önkonzisztenciája követelmény. A legtöbb atommag tömegeloszlása ellipszoiddal közelíthető. Ezeknek az alakja a β_2 és γ deformációs paraméterekkel

jellemezhető. $\gamma=0$ -ra β_2 arányos a tengelyszimmetrikus mag megnyúlásával. γ -t általában fokban adják meg és a magalak háromtengelyűségére (a tengelyszimmetriától való eltérésére) jellemző. Egy egyszerű szivaralak (prolate) $\gamma=0^\circ$ és -120° -nak felel meg, míg egy diszkalak (oblate) $\gamma=60^\circ$ és -60° -nak. Ebben a definícióban a Lund konvenciót alkalmaztuk, amely a lehetséges forgástengelynek a szimmetriatengelyhez képesti irányát is definiálja a 2.1. ábra szerint.



2.1. ábra. A magalak változása β_2 és γ függvényében.

A harmonikus oszcillátor potenciállal kapcsolatban az ε_2 paramétert szokás használni:

$$\varepsilon_2 \approx 0.95\beta_2 \quad (2.4)$$

Az átlagtér-potenciál kvadrupól-deformációja megszünteti a gömbszimmet-

rikus esetben fennálló $2J+1$ -szeres degenerációt; az energiaszintek felhasadnak.

Tengelyszimmetrikus állapotokra és nagy deformációkra a Hamilton operátor közelítő sajátértékeit lehet specifikálni. A módosított oszcillátorpotenciált használva ezeket aszimptotikus kvantumszámokkal jellemezhetjük: $[Nn_z\Lambda]\Omega^\pi$, ahol N a főkvantumszámnak felel meg, n_z az oszcillátorkvantumok száma a szimmetriatengely mentén, Λ a pályaimpulzus-momentum szimmetriatengelyre eső vetülete, Ω a teljes impulzusmomentum komponense a szimmetriatengely mentén, és π az állapot paritása. A deformált átlagtér-potenciálból számolható energiaszint-alkalmas sok mag alapállapotú spinjének magyarázatára. A deformált energiaszint-spektrumból a gerjesztett állapotok megjóslása/előrejelzése bonyolult, mert a deformáció megengedi a kollektív forgási gerjesztést, ami elfedi az egyrészecske-alkalmas struktúrát.

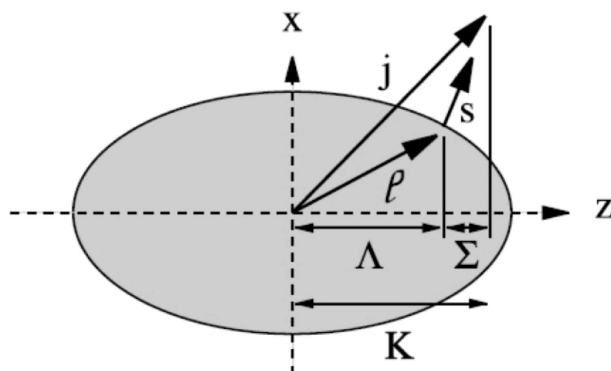
2.1.3. Kollektív forgás

Egy deformált mag, szemben a gömb alakú maggal, képes kollektív kvantummechanikai forgásra, mert kiválasztható egy rotációs tengely. Egy tengelyszimmetrikus mag esetén azonban csak a szimmetriatengelyére merőleges tengelyek lehetnek forgástengelyek, mivel bármely más tengely körüli forgás úgy tekinthető, mint egy szimmetriatengely körüli forgás, és egy arra merőleges forgás együttese. A kollektív R impulzusmomentum a következőképpen járul hozzá a teljes impulzusmomentumhoz:

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}, \quad (2.5)$$

ahol J a teljes belső impulzusmomentum. Ez egy hengersizimmetrikusan deformált atommag esetében, ami a szimmetriatengelyére merőleges tengely körül kollektív forgást végez, olyan helyzetre vezet, ami a 2.2. ábrán látható. Ezen az ábrán a testhez rögzített koordinátarendszer (XYZ) van feltüntetve.

Mivel a szimmetriatengelyek körül nem lehet kollektív forgás, a R -nek mindig merőlegesnek kell lennie erre a tengelyre, azaz R -nek a Z komponense



2.2. ábra. Hengerszimmetrikusan deformált atommag esetében használt kvantumszámok szemléltetése.

0. Ennél fogva a J belső impulzusmomentumnak a Z -re eső K komponense egyenlő a I teljes impulzusmomentumnak a vetületével ugyanerre a tengelyre, és K mozgásállandó. Ráadásul az I teljes impulzusmomentum M vetülete egy rögzített laborrendszerbeli tengelyre (itt most a Z tengelyre) konstans. A mozgásállapot teljesen jellemezhető I -vel, M -el és K -val. Alkalmassá ϑ tetetlenségi nyomatékot használva a kollektív forgás Hamilton-operátora a következőképpen fejezhető ki:

$$H = \frac{\hbar^2}{2\vartheta} (\vec{I} - \vec{J})^2 + H_{int} \quad (2.6)$$

ahol H_{int} (intrinsic) jelöli a deformált átlagtér-beli Hamilton operátort, amely a forgó mag belső állapotához tartozik. A kollektív forgás és a belső szerkezet szétválasztásával elhanyagolunk minden kölcsönhatást a mag és a forgás között. Ez a feltevés csak lassú forgásra igaz, amikor a Coriolis és a centrifugális erő kicsi. A Hamilton operátornak ez a szeparációja a következő hullámfüggvényre vezet:

$$\Psi_{IKM} = \Phi_K \phi_{IKM}(\xi, \vartheta, \zeta). \quad (2.7)$$

Itt Φ_K a mag belső mozgását írja le a testhez rögzített koordinátarendszer-

ben, és ϕ_{IKM} a magnak mint egésznek a forgását a laboratóriumi rendszerben. Ψ -nek megfelelő állapotok adott belső konfigurációjához tartozó sorozata egy rotációs sávot alkot. A sáv paritását a belső állapot paritása határozza meg:

$$\pi = \pm 1. \quad (2.8)$$

Igazolható, hogy a ϕ_{IKM} hullámfüggvény tartalmaz egy fázisfaktort:

$$\sigma = (-1)^{I+K} = e^{-i\pi\alpha}. \quad (2.9)$$

σ -t a hullámfüggvény szignatúrájának hívjuk. Egy sávon belül változó I -vel előjelet vált, mivel K konstans. A forgási sávok ennél fogva két, ellentétes előjelű szignatúrával rendelkező komponensből állónak tekinthetők,

$$I = K, K + 2, K + 4, \dots \quad \text{és} \quad I = K + 1, K + 3, K + 5, \dots \quad (2.10)$$

impulzusmomentum kvantumszámokkal. A szignatúrát gyakran az $\alpha = 0$ vagy ± 1 exponenciális fázissal fejezik ki, ami additív mennyiség.

$K=0$ -ra a belső mozgáshoz tartozó Hamilton-operátor invariáns egy szimmetriatengelyre merőleges tengely körüli 180 fokos forgatásra nézve. Kimutatható, hogy ilyen esetben a forgáshoz a sávnak csak az $\alpha=0$ szignatúrájú ága tartozik, ami csak a páros spineket engedi meg.

Minden páros-páros atommag alapállapotában $K=0$. Kiderült, hogy a páros-páros magok csak páros spinű forgási sávokat mutatnak kis forgási frekvenciák esetén. Ez a párkorrelációs kölcsönhatás miatt van, ami a nukleonokat $K=0$ -vá és pozitív paritású párokká csatolja és egy nukleonpár konjugált egyrészecske állapotai együtt $K=0$ -t adnak.

Háromtengelyűen deformált páros-páros magok esetén létezik egy $K=2$ -hez tartozó, ún. γ -sáv, mely nem csak páros, hanem páratlan spineket tartalmaz. Ezen belül a páros és páratlan spinű állapotok egymáshoz képesti helyzete függ a háromtengelyű deformáció merevségétől (amennyiben a potenciál a γ paraméter függvényében nagyon lapos, úgy ún. γ -puha atommagról és γ -vibrációról beszélünk).

2.1.4. A forgatott héjmodell

Növekvő forgási frekvenciával a növekvő Coriolis- és centrifugális erő hatása egyre jelentősebb. Konkrétan a magot már nem tekinthetjük tovább egy mereven forgó rotornak, a belső és a forgási szabadsági fokok szétválaszthatósága nem teljesül. A Coriolis- és a centrifugális erő hatása a valencianukleonokra és a forgó magtörzsre a forgatott héjmodellel írható le (Cranked Shell Model, CSM). A CSM közös elméleti keretben képes leírni a kollektív forgási sávokat és az egyrészecske-gerjesztéseket. A CSM-ben a H_{int} belső Hamilton operátor át van transzformálva a forgó rendszerbe, mely automatikusan összekapcsolja a rotációs mozgást és a belső struktúrát azzal, hogy belefoglalja a Hamilton operátorba a Coriolis- és a centrifugális erőt.

A klasszikus mechanikában egy tömegpont mozgásegyenletének áttranszformálása a Galilei-invariáns laboratóriumi (x,y,z) rendszerből (laboratóriumi inerciarendszerből) egy $(x_\omega, y_\omega, z_\omega)$ nem-inerciarendszerbe (gyorsuló rendszerbe), ami $\vec{\omega}$ szögsebességgel forog egy rögzített tengely körül, a következő egyenletre vezet:

$$m \ddot{\vec{r}} = -\nabla V - m \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}_\omega) - 2m \vec{\omega} \times \dot{\vec{r}}_\omega \quad (2.11)$$

Az egyenlet két utolsó tagja a Coriolis illetve a centrifugális erőnek felel meg. A Coriolis erő arányos a tömegpont forgó rendszerbeli impulzusával, a centrifugális erő pedig a forgástengelytől mért $|\vec{r}_\omega|$ távolsággal arányosan nő. Képzeljük el a szimmetriatengelyre merőleges tengely körül forgó deformált átlagtér-potenciált. Ekkor a laboratóriumi és a forgatott rendszer a következő forgatási operátorral kapcsolható össze egymással:

$$r_i(t) = \exp\left(\frac{-i\omega t}{\hbar} j_{x_\omega}^i\right) \quad (2.12)$$

ahol $j_{x_\omega}^i$ az i -edik nukleon teljes impulzuszórányának vetülete az x tengelyre a forgó rendszerben. Az egyszerűség kedvéért a továbbiakban az i indexet elhagyjuk. A forgatási operátor felhasználásával belátható, hogy a forgó rendszerbeli \mathbf{h}_ω egynukleon Hamilton-operátor tartalmazza a nem-

forgó rendszerbeli \mathbf{h} egynukleon Hamilton-operátort, és a $-\omega j_{x\omega}$ tagot, ami a centrifugális és a Coriolis erő hatásáról ad számot:

$$\mathbf{h}_\omega = \mathbf{h} - \omega \mathbf{j}_{x\omega}. \quad (2.13)$$

Az egyes nukleonokra vonatkozó egyenleteket az összes nukleonra összegezve megkapjuk a teljes forgatott Hamilton-operátort:

$$H_\omega = H_{int} - \omega J_{x\omega}. \quad (2.14)$$

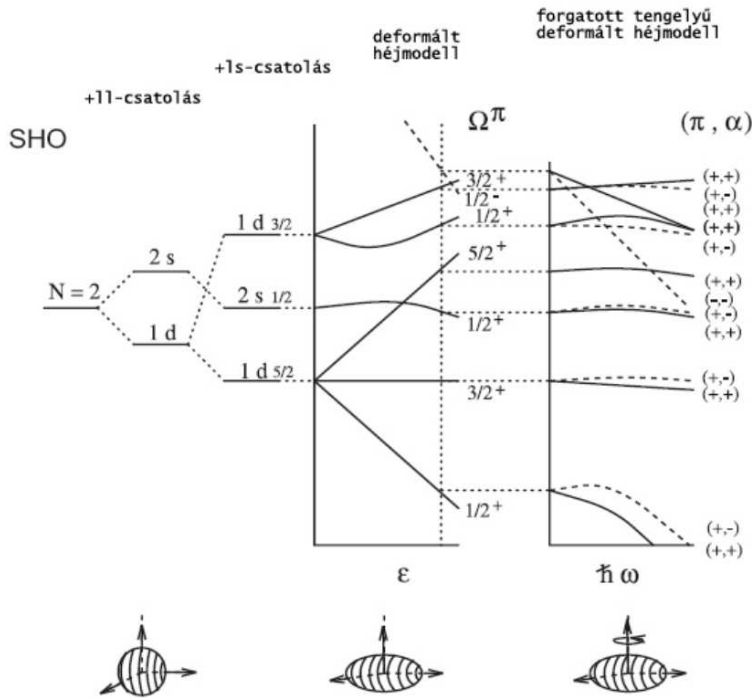
Egy, a szimmetriatengelyre merőleges forgatás esetén (legyen a forgástengely az x tengely) a forgatott Hamilton-operátor:

$$H_\omega = H_{int} - \omega J_x. \quad (2.15)$$

Ekkor a nem-forgatott egyrészecske hullámfüggvények nem sajátfüggvényei J_x -nek, a forgatás egyrészecske-állapotok keveredésére vezet. Belátható azonban, hogy a π paritás megmarad. Továbbá az állapotok rendelkeznek α szignatúrával is, így a forgatott Hamilton-operátor megoldásait (π, α) szerint csoportosítani lehet, ami négy állapotcsoportra vezet. Az $N=2$ főkvantumszámú pálya felhasadása a 2.3. ábrán látható.

2.1.5. Párkölsönhatás

Eddig a maradék kölcsönhatást nem vettük figyelembe a forgó mag CSM-leírásában. A maradék kölcsönhatás durván egy hosszú és egy rövid hatótávolságú komponensre bontható. Míg az elsőnek a mag deformációjához van köze, a másik a nukleonok párkölsönhatását írja le. A párkorreláció eredményezi a nukleonpárok csatolódását $I^\pi = 0^+$ spinű és paritású párokká. Ez felelős például a páros és páratlan magok tömegkülönbségéért. Páros-páros magokban alapállapotban minden nukleon párba van rendeződve, így páratlan-páros vagy páratlan-páratlan magokhoz képest kb. 1 MeV-vel több energia kell egy nukleon kiszakításához. Ez a többletenergia megfelel egy nukleonpár párkorrelációs kölcsönhatási energiájának, ami ahhoz kell, hogy



2.3. ábra. Az N=2 főkvantumszámú pálya felhasadása

feltörjük ezt a párt. Mivel az egyrészecske-állapotok közti energiakülönbség kisebb, mint a párenergia, az egyrészecske spektrumot a párkorreláció befolyásolja. A kölcsönhatás beépíthető a Hamilton-operátorba. A párkorrelációval ellentétesen hat a Coriolis-erő, ami növekvő forgási frekvenciával növekszik az egyrészecske-spinnek a forgástengelyre vett vetületének függvényében. A Coriolis erő eltéríteni igyekszik a párok egyrészecske pályáit egymástól. Egy nukleonpár feltörése egy más belső konfigurációra vezet az egyrészecske impulzusmomentumnak a forgástengely irányába történő beállításával. Ez kísérletileg mint sávkereszteződés vizsgálható, mivel egy új forgási sáv épül a megváltozott belső konfigurációra. A részecskék impulzusmomentumának a forgástengellyel való egybeesése változást okoz a mag-

deformációban. A tengelyszimmetria a z-tengely körül megtörik, és a mag egyre inkább triaxiálissá válik, a forgástengely körüli tengelyszimmetriára törekedve. Ez a kollektivitás csökkenésével jár együtt. Ha a valencianukleonok többségének impulzusmomentuma beáll a forgástengely irányába, ez a forgástengely körüli tengelyszimmetrikus alakhoz vezet. Ebben az esetben a kollektív forgás teljesen megszűnik, és az impulzusmomentum a valencianukleonok egyrészezske-spin járulékaiból épül fel. Ez a jelenség a sávlezáródás.

2.1.6. Kísérleti adatok a forgó rendszerben

Abból a célból, hogy összehasonlítsuk a kísérleti adatokat a forgatott héjmodell jóslataival, mindkét adatsort ugyanazon koordinátarendszerben kell kifejeznünk. Általában a kísérleti adatokat transzformáljuk át a forgatott rendszerbe a forgási frekvencia függvényeként. Ez figyelembe veszi a Coriolis és a centrifugális erőt az egyrészezske-mozgásra, de megengedi a kollektív forgás szeparálását a belső gerjesztéstől. Az itt következő leírás a következő korábbi irodalmakon alapul: [1–3].

A gerjesztési energia (az E' , 'Routhian') a forgó rendszerben

$$E' = E - I_x \omega, \quad (2.16)$$

ahol I_x az impulzusmomentum vetülete a forgástengelyre, és E a gerjesztési energia a laboratóriumi rendszerben. A forgási frekvencia a következő parciális differenciálegyenletből kapható:

$$\omega = \frac{\partial E(I)}{\partial I_x}. \quad (2.17)$$

A differenciálhányadost differenciahányadossal közelítve és I_x -et kvantumszámmak tekintve,

$$\hbar\omega = \frac{E^{I+1} - E^{I-1}}{I_x^{I+1} - I_x^{I-1}}, \quad (2.18)$$

ami kizárólag a $(I+1 \rightarrow I-1)$ kvadrupól átmenetek forgási folyamataira vonatkozik. Nagy spinekre ez a formula

$$\hbar\omega = \frac{E\gamma}{2} \quad (2.19)$$

közelítő értéket adja.

Ha a magnak van a szimmetriatengelyre K vetületű belső impulzusmomentuma, akkor az I_x impulzusmomentum-vetületet a következő módon számoljuk:

$$I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}. \quad (2.20)$$

K értékét a sáv ismert vagy sejtett konfigurációja alapján választjuk meg. Megjegyzendő, hogy K csak az $\omega=0$ határesetben jó kvantumszám. A nagy forgási impulzusmomentumok esetén azonban K hatása elhanyagolható, így a $\hbar\omega$ forgási frekvencia körülbelül ismét fele az átmenet energiájának. A teljes E' Routhian és az I_x impulzusmomentum mind a kollektív forgásból, mind a belső gerjesztésből tartalmaz járulékot. Abból a célból, hogy szeparáljuk ezt a két járulékot, a következő két mennyiséget, a relatív e' Routhian-t és az i spinbeállást (alignment) definiáljuk a következőképpen:

$$e'(\omega) = E'(\omega) - E^{ref}(\omega) \quad (2.21)$$

$$i(\omega) = I_x(\omega) - I_x^{ref}(\omega). \quad (2.22)$$

Ezekben az összefüggésekben $E^{ref}(\omega)$ és $I_x^{ref}(\omega)$ egy olyan referenciatorornak felel meg, ami a kollektív rotációt képviseli. Páros-páros magokra az alapállapotú sáv választható ilyen referenciaként, mivel nem tartalmaz belső gerjesztést. Általában a gerjesztett állapotok az alapállapotinál lényegesen nagyobb spin értékekkel rendelkeznek, így a referenciát ki kell terjeszteni magasabb frekvenciákra. Ezt úgy tehetjük, hogy az alapállapotú sáv tagjait illesztjük a Harris által [4] megadott formulákat használva.

2.2. Kiralítás a forgó atommagban

Frauendorf és Meng 1997-ben vetette fel először a magkiralítás jelenségének lehetőségét [5]. A jelenség leírását megelőzte egy elméleti számítás és egy kísérleti eredmény. Az első elméleti leírás Frisk és Bengtsson nevéhez köthető [6]. Ennek alapján, 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 vektor (a két részecske impulzusmomentumainak valamint a magtörzs forgásából adódó impulzusmomentumnak az eredője) nem esik a deformált mag főtengelei által meghatározott egyik fősíkba sem. Petrache és munkatársai kísérleti eredménye [7] pedig a ^{134}Pr atommag egy új forgási sávjának felfedezése volt, mely tulajdonságaiban jelentős hasonlóságot mutatott a már ismert $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációjú yrast (azaz adott spinnekhez tartozó legalacsonyabb gerjesztési energiájú) sávval és bele intenzív γ -átmenetekkel bomlott. Az újonnan azonosított sávban az azonos spinű állapotok energiája pedig sokkal közelebb volt egymáshoz, mint ahogy az egyrészecske-gerjesztés vagy γ -vibráció esetén várható lett volna. Frauendorf és Meng felismerte, hogy a ^{134}Pr forgási állapotai a Frisk és Bengtsson által leírt eset megfelelője: ebben a magban a $h_{11/2}$ proton részecske típusú, míg a $h_{11/2}$ neutron lyuk típusú, és a deformáció várhatóan háromtengelyű.

Ebben az esetben a proton pályaimpulzusmomentuma a deformált magtörzs kistengelye irányába áll be, hogy a hullámfüggvénye leginkább átfedjen a magtörzssel így biztosítva a legkisebb kölcsönhatási energiát. A lyuk típusú neutron kölcsönhatási energiája viszont éppen akkor a legkisebb, ha a pályaimpulzusmomentuma a deformált magtörzs nagytengelei irányába áll be. Végül a magtörzs forgási energiája akkor minimális, ha az 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 főtengelek által meghatározott fősíkokból, ahogy azt Frisk és Bengtsson is találta. A másik, hogy az összetevő vektorok jobb- és bal-

sodrású 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 királis szimmetria transzformáció viszi át:

$$|b\rangle = TR_y(\pi)|j\rangle, \quad (2.23)$$

$$|j\rangle = TR_y(\pi)|b\rangle, \quad (2.24)$$

ahol T az időtükrözés, $R_y(\pi)$ pedig az y tengely körüli π szöggel történő elforgatás operátora. A laboratóriumi vonatkoztatási rendszerben viszont az állapotok - amiket kísérletileg meg tudunk figyelni - szimmetrikusak a transzformációra nézve [8], így a kísérletileg megfigyelt állapotok a $|j\rangle$ és $|b\rangle$ állapotok olyan lineáris kombinációi, amelyek ezt a feltételt teljesítik. A

$$|I^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|j\rangle + |b\rangle) \quad (2.25)$$

$$|I^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|j\rangle - |b\rangle) \quad (2.26)$$

állapotokra teljesül a fenti feltétel:

$$TR_y(\pi)|+\rangle = |+\rangle \quad (2.27)$$

$$TR_y(\pi)|-\rangle = |-\rangle \quad (2.28)$$

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

$$E_+ = \varepsilon - \Delta, \quad (2.29)$$

$$E_- = \varepsilon + \Delta, \quad (2.30)$$

ahol

$$\varepsilon = \langle j|H|j \rangle = \langle b|H|b \rangle, \quad (2.31)$$

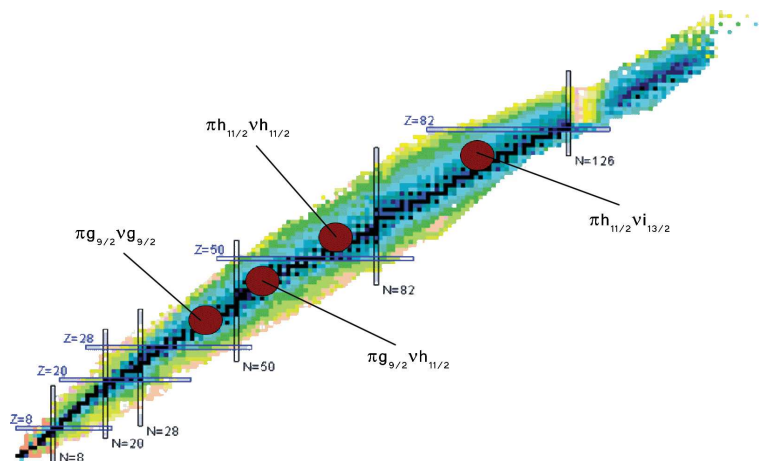
$$\Delta = \sqrt{\langle j|H|b \rangle \langle j|H|b \rangle}. \quad (2.32)$$

Így a kísérletekben a $|+ \rangle$ és $|- \rangle$ állapotokra épülő forgási sávokat látjuk. Erős szimmetriasértésnek (ún. sztatikus kiralitás) nevezzük azt a határesetet, amikor $\langle j|H|b \rangle = 0$. Ekkor $E_+ = E_-$, vagyis a két sávhoz tartozó állapotok degeneráltak. A gyenge szimmetriasértés (ún. királis vibráció) esetén, amikor $E_+ \neq E_-$, 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 is hasonlóak, 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, valamint a valencianukleonok speciális egyrészecske állapotai.

A jelenség elméleti tárgyalására különösen alkalmas két modell: a ferde tengelyű forgatott-héjmodell (tilted axis cranking, TAC) [9], és a két-kvázirészecske plusz háromtengelyű rotor modell (PRM), melyek kiegészítik egymást. A TAC modell alapján megtalálhatjuk azokat az atommagokat, ahol a kiralitás megjelenése várható, de a modell nem alkalmas a királis forgás dinamikai leírására, mivel a belső vonatkoztatási rendszerben dolgozik. A PRM ellenben laborrendszerbeli modell, és a kísérletekkel közvetlenül összehasonlítható eredményeket ad a konkrét magállapotokra és átmenetekre; viszont az atommag alakját és tehetetlenségi nyomatékát bemenő paraméterként kezeli.

A TAC modell egy háromdimenziós változatával Dimitrov és mtsai bizonyítani tudták, hogy a ^{134}Pr és a ^{188}Ir esetén teljesülnek Frauendorf és Meng feltevései [10], majd később Frauendorf átfogó számításokat végzett arra vonatkozóan, hogy a magtérképen mely tartományokban és milyen konfigurációk esetén várható királis szimmetriasértés. Az eredményként kapott

tartományok a megfelelő konfigurációkkal a 2.4. ábrán láthatók.



2.4. ábra. Az elméleti számítások eredményeképp kapott várható királis tömegszámtartományok.

2.3. A királis szerkezetek kísérleti megjelenési formája

Két forgási sávról ahhoz, hogy megállapíthassuk: királis dublettet alkotnak, több tulajdonságukat is meg kell vizsgálnunk. Az előzőekben leírtak alapján először is majdnem degenerált, azonos héjmodell-konfigurációhoz tartozó forgási sávpárokat kell keresnünk. A konfigurációk kísérleti azonosításának így alapvető jelentősége van.

Az úgynevezett kivételes paritású állapotok esetén a konfigurációk kísérleti azonosítása gyakorlatilag a paritás meghatározására redukálódik. 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 paritá-

sa 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 állapotok esetén a paritás meghatározása elegendő a konfiguráció azonosításához. Így a királis forgás kísérleti kutatása olyan valencia-nukleon konfigurációk esetén célszerű, amelyekben a részecske- illetve lyuk-típusú kvázirészecske állapotok kivételes paritású állapotok. A ^{134}Pr körüli páratlan-páratlan atommagban talált forgási sáv-párok $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ konfigurációja kivételes paritású konfiguráció.

Azt, hogy energiában milyen közelinek várhatók az azonos spinű állapotok, elméleti számításokból tudhatjuk meg. Koike és munkatársai PRM modell számítások valamint alapvető szimmetria megfontolások alapján vizsgálták a jelenség dinamikáját arra az esetre, amikor a páratlan proton és neutron ugyanazon egyrészecske állapotban van (pl. $h_{11/2}$) [11, 12]. A számítások eredményei a ^{128}Cs atommag esetében jól adták vissza a kísérletileg talált energiaeltolódás forgási frekvenciától való függését. Kis forgási impulzusmomentum esetében 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 R értékek esetén azonban $\langle j|H|b\rangle$ egyre kisebb és elég nagy R értéknél nulla körülire csökkenhet. Ekkor azt várjuk, hogy az energiakülönbség is minimálisra csökken.

A számítások szerint tehát az azonos konfigurációhoz tartozó, azonos spinekre igen közeli energiaszinteket tartalmazó sáv párok megjelenését a királitással magyarázhatjuk.

További kísérleti jeleit is várhatjuk annak, hogy két forgási sáv királis dublettet alkot. Olbratowski és munkatársai forgatott héjmodell számításokkal kimutatták, hogy a királis forgás csak egy kritikus forgási frekvencia felett lép fel [13], 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.

Az $S(I)=[E(I)-E(I-1)]/2I$ értékeknek az I spin függvényében mutatott viselkedése szintén jellemző a kiralitásra. Ezen mennyiség „ugrálása” az I spin függvényében a gerjesztési energiának az $E\sim(I+1)$ szabálytól való eltérését mutatja, ami a Coriolis-erő hatására lép fel, ha a valencianukleon impulzusmomentuma kis szöveget 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. Ha ez teljesül, az tovább erősíti a királis magyarázatot.

Koike és mtsai a PRM modell segítségével végzett számítások során további speciális kiválasztási szabályok érvényesülését találták a $B(M1)$ és $B(E2)$ redukált átmeneti valószínűségekre a forgási sávokon belüli illetve a sávok közötti átmenetek esetén [11, 12], melyeket közel egyformának várhatunk a két sávra.

Ezen legutóbbi elvárás alapján viszont, bármennyire megalapozottnak is tűnt például a ^{134}Pr és a környező páratlan-páratlan atommagok forgási sávpárjaira adott királis magyarázat, a legújabb kísérleti eredmények ennek ellentmondani látszottak. A forgási állapotok életidejének mérésével több csoport is kimutatta, hogy a két forgási sávban a $B(E2)$ redukált átmeneti valószínűségeket lényegesen különbözöek mind a ^{134}Pr [14], mind a ^{132}La esetében is [15]. Királishoz 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.

Kiderült, hogy pusztán a királis jelölt sávok néhány, kísérletből származtatható tulajdonsága alapján – a korábbi feltételezésekkel ellentétben – nem lehet egyértelműen meghatározni a gerjesztett atommag királis jellegét. Az utóbbi évek elméleti számításai arra mutatnak, hogy a sávpárokon belül egyedül a $B(E2)$ átmeneti valószínűségeket hasonlósága az, ami a többi jellemzőtől függetlenül biztos kísérő jelensége a kiralitásnak. A korábban a kiralitás egyértelmű nyomának feltételezett többi tulajdonság megjelenése az atommag ideális királis geometriájától, az attól való eltérésétől is függ.

Az új elméleti számítások ezeken felül nem zárják ki az egy atommagon belüli többszörös kiralitás lehetőségét sem. Sőt, erre is több lehetőséget jósolnak: egy atommagon belül több konfigurációhoz tartozó királis sávpárok is megjelenhetnek, vagy ugyanazon konfigurációhoz tartozhat egy 'alapállapotú' és egy 'gerjesztett' sávpár is [16].

Ezek a legújabb eredmények azt sugallják, hogy érdemes a királis-jelölt atommagok minél teljesebb sáv szerkezetét feltérképezni. Egyrészt új királis sávpárok keresése céljából, másrészt, hogy az elméleti számításokhoz minél pontosabb paramétereket kapjunk, és így minél biztosabban azonosíthassuk a királis szerkezeteket.

The true method of knowledge is
experiment.

William Blake

3. fejezet

Forgási sávok kísérleti vizsgálata

A doktori munkám jelentős részét a kísérletekből nyert adatok offline feldolgozása tette ki. Ezen fejezetben először a kísérletek, kísérleti eszközök jellemzőit, majd a kutatásaim során alkalmazott feldolgozási módszereket fogom bemutatni.

3.1. A nehéz-ion fúzió-párolgás típusú reakció

A disszertációban vizsgált atommagok szerkezetét fúzió-párolgás reakciókban vizsgáltuk. Az ilyen típusú magreakciókban a céltárgyat kevéssel a Coulomb-gát fölötti energiájú nehézionokkal bombázzuk. Az ütközést követően a bombázó nehéz ion és a céltárgy mag összeolvad egy közbenső atommaggá. A közbenső mag tipikusan néhányszor tíz MeV gerjesztési energiájú, impulzusmomentuma pedig néhányszor tíz \hbar . Az erősen gerjesztett állapotban előállt közbenső mag néhány neutron és/vagy proton, illetve α -rész kibocsátással gyorsan a neutronszeperációs energia alá hűl. E folyamat sok energiát, de viszonylag kevés (néhány \hbar) impulzusmomentumot visz el a rendszerből. Az atommag ezután tovább hűl nagy energiájú statisztikus gamma-sugárzás kibocsátásával, amely szintén csak néhány \hbar impulzusmo-

momentumot 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. Az ezt követő folyamatban az energiát a forgási sávon belüli vagy a sávok közötti energiaátmenetek során kisugárzott gamma fotonok viszik el. Mivel ezek a fotonok legnagyobb valószínűséggel kvadrupól illetve dipól jellegűek, tehát 2 illetve $1 \hbar$ -al csökkentik az atommag impulzusmomentumát, ez nagy számú, de viszonylag kis energiájú (néhányszor 100 keV) gamma foton kibocsátását jelenti néhány ps időintervallumon belül.

Ez a reakciótípus tehát különösen alkalmas a vizsgálni kívánt nagyspinű állapotok előállítására, mivel az adott spinből a legalacsonyabb energiájú, ún. yrast sávot és az annak környékén levő forgási sávokat gerjesztjük leginkább. Amennyiben a vizsgálni kívánt atommag többféle reakcióban is előállítható, és az ezekhez szükséges nyaláb és céltárgy is rendelkezésre áll; abban az esetben a reakció kiválasztásakor törekedni kell arra, hogy a reakcióban a vizsgálandó magot eredményező csatorna relatív intenzitása minél nagyobb legyen, valamint hogy a választott reakció a vizsgálni kívánt spin-tartományt gerjessze. A nyalábenergia megválasztása a fentiekkel egyező célok alapján, előzetes szimulációs számítások elvégzése után történt. A céltárgyak általában dúsítottak, és vékonyak ($0.5-1 \text{ mg/cm}^2$) voltak, a zavaró reakciók csökkentése és a közbenső mag kis energiavesztesége – így a Doppler-kiszélesedés elkerülése – érdekében.

3.2. Detektorrendszerek

Az elvégzett kísérletek tipikus nehézsége, hogy a legjobban populált állapotok nem minden esetben a vizsgálni kívánt izotópokhoz tartoztak és a királis sávok a vizsgált atommagon belül is viszonylag kis intenzitással állnak elő; emellett a legjobban populált atommagok legerjesztődése során kibocsátott γ -sugárzások dominálták a spektrumokat. A gyengén előálló forgási sávokhoz tartozó gamma-átmenetek vizsgálata során az erős szennyező csúcsokon túl a nem fotocsúcsban detektált (Compton-szórt) gamma-sugárzás

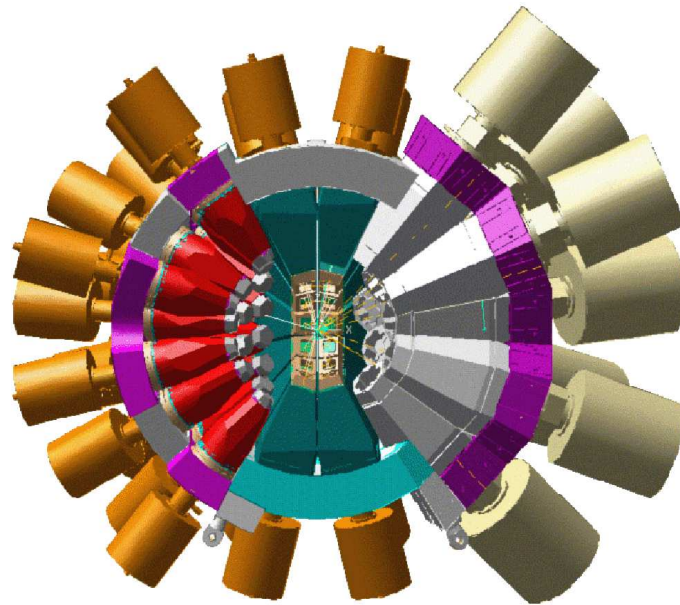
is zavaró háttérrel okozott.

Annak érdekében, hogy a vizsgált atommagok szempontjából fontos, igen kis intenzitású gamma-sugárzásokat el tudjuk választani a lényegesen nagyobb intenzitású és meglehetősen komplex háttértől, egy nagy hatásfokú és érzékenységgel ún. gamma-detektorlabdát kellett használni. Az ilyen típusú detektorrendszerek elegendően nagy hatásfokkal alkalmasak a kis relatív gyakorisággal előálló gamma-kaszádok három vagy négy gamma-sugárzásának egyidejű észlelésére. Az ilyen nagy multiplicitású koincidenciák detektálása lehetővé tette a vizsgált reakciócsatorna kiemelését. A többszörös-koinciden-cia-detektálás hatásfokának javítását a detektorrendszer „granularitásának” növelésével, azaz több detektor alkalmazásával érhetjük el. Ezek a közel teljes 4π térszöget lefedő detektorrendszerek már több mint száz hipertizta germánium (HPGe) kristályból állnak.

A Compton-háttér csökkentését a csúcs/totál arány (a fotocsúcsban detektálás hatásfokának és a teljes detektálási hatásfoknak az aránya) növelésével lehet megvalósítani, amihez jó energia-feloldású és Compton-elnyomott detektorokat kell használni. A HPGe detektorok napjainkban a legjobb gamma-detektorok a 0.1 - 10 MeV energiatartományban. Az energia-feloldásuk igen jó: kb. 2 keV 1.3 MeV gamma-energiánál és viszonylag nagy a fotocsúcsban detektálás relatív hatásfoka: kb. 70% (szintén 1.3 MeV γ -energiánál). A csúcs/totál arányuk Compton-elnyomó szcintillációs kristályokkal kiegészítve igen nagy: kb. 50%.

Két ilyen detektorrendszert használtunk a kísérletek során: a strasbourgi IReS intézetben található EUROBALL-t, és az Lawrence Berkeley Nemzeti Laboratóriumban üzemelő Gammasphere-t [17].

A EUROBALL detektorlabdánál (3.1. ábra) az egyszerű germánium detektorok mellett újdonságnak számított a kompozit detektorok használata. Ezekben több, hipertizta germánium (HPGe) kristály helyezkedik el egy kriosztátban, amit BGO szcintillátorokból álló Compton-elnyomó pajzs vesz körül. A kompozit detektorok alkalmazásának célja egyrészt a detektorméret növelése volt, mellyel csökkenteni lehetett a Compton-szóródott, majd a



3.1. ábra. Az EUROBALL detektorlabda sematikus rajza.

detektorokból kiszökött γ -sugárzások számát, ugyanakkor a kristályok számának az emelésével csökkenthető volt a Doppler-kiszéledés. Az általunk használt elrendezésben (EUROBALL IV) 26 darab ún. clover típusú kompozit detektor volt elhelyezve a céltárgy körül két gyűrűben, a nyalábirányhoz képest $\sim 90^\circ$ -os szögben. Ezek a detektorok négy, lóhereszerűen szorosan egymás mellé helyezett közös tokozású HPGe kristályból állnak. A clover detektorok úgy helyezkedtek el a nyalábsatorna körül, hogy két egymás melletti kristály tengelyét összekötő sík vagy merőleges volt a nyalábsatornára, vagy párhuzamos volt vele, mely elrendezés különösen alkalmassá tette a detektorrendszert a gamma-sugárzások lineáris polarizációjának mérésére. Ezekon kívül a nyalábirányhoz képest hátrafele 15 darab ún. cluster típusú detektor volt elrendezve. A cluster detektorok egy kriosztátban hét, nagy hatásfokú HPGe kristályt tartalmaznak, melyek a könnyebb kezelhetőség érdekében külön kapszulákba vannak zárva; így a két szomszédos kristály közti



3.2. ábra. A Gammasphere detektorrendszer (©Universal Studios).

távolság nagyobb, mint a clover detektorok esetében. Az előbb leírt kompozit detektorokon túl a rendszer 30 hagyományos koaxiális Ge detektort is tartalmazott a nyalábirányhoz képest előre irányban, három gyűrűben. Az EUROBALL detektorlabda fenti kiépítése a teljes térszög kb. 45%-át fedte le, a teljesenergia-csúcsban detektálási hatásfoka (1.3 MeV energiánál) $\sim 10\%$ volt. A Ge detektorokon kívül a detektorrendszer egy 210 BGO kristályból álló belső kaloriméter-labdát is tartalmazott a nagy multiplicitású események kiválogatása céljából. Az egyik kísérletben az EUROBALL kiegészítő detektoraként került alkalmazásra a DIAMANT detektor. A rendszer kis méretű, majdnem a teljes 4π térszöget lefedi, 88 CsI(Tl) detektorból áll. Esetünkben vétódetektorként, a könnyű töltött részecskék detektálásával a csatornaszelekcióban játszott meghatározó szerepet.

A Gammasphere detektorrendszer, mely jelenleg az Argonne Nemzeti Laboratóriumban, kísérleteink alatt pedig a Lawrence Berkeley Nemzeti La-

boratóriumban volt megtalálható, >100 egyforma hipertiszta germánium detektorból áll. Ezek a detektorok gömbszimmetrikus módon 16 gyűrűbe rendezve található, amely módon a 4π térszög jelentős részét lefedik. A rendszer megegyező típusú detektorai és a szabályos geometriája a későbbiekben részletezett előnyöket biztosít ezen detektorlabda számára.

A felsorolt előnyös tulajdonságakon kívül ezekkel a detektorrendszerekkel geometriai jellemzőiknek (Gammassphere) illetve speciális detektoraiknak (EUROBALL) köszönhetően el lehet végezni a kibocsátott gamma-sugárzások szögkorrelációjának illetve lineáris polarizációjának mérését is, amelyek a gamma-sugárzások multipolaritására adnak információt. Ezen adatok kiértékelési módszerét, alkalmazásukat részletesebben a következő alfejezetben ismertetem.

3.3. Adatfeldolgozási módszerek

3.3.1. Koincidenciakapcsolatok, nívóséma

A detektált gamma-sugárzás energiája jó közelítéssel (eltekintve a mag visszalökődésére forduló energiától) az atommag két gerjesztett állapota energiájának különbsége. Amennyiben ismerjük, hogy mely átmenetek tartoznak egy bomlási kaszkádba, meghatározhatjuk ezen állapotok energiáit. A kísérletekben a nyalábintenzitás megfelelő megválasztásával elérhető volt, hogy egy beállított időablak (~ 100 ns) alatt átlagosan csak egy atommag gerjesztődjön és bomoljon el gamma-sugárzás kibocsátásával. Az ez idő alatt detektált gamma-sugárzások adatait egy bomlási kaszkádkhoz tartozónak tekintettük.

Az adatfeldolgozás során a három- és többszöröskoincidencia-eseményeket 3-dimenziós koincidenciamátrixokba, ún. kockákba rendeztem, ahol egy kapcsolatnak egy pont felelt meg a tömbben. A mátrixok tengelyein a gamma-energiák voltak felmérve. Egy ilyen mátrixban az ún. kapuzás segítségével állapítható meg, hogy egy γ -átmenet mely más átmenetekkel tartozik egy bomlási kaszkádba. Egy 3-dimenziós mátrixban három átmenet volt koin-

cidenciában egymással, így két energiával kapuzott spektrumokban tudtam keresni az egy bomlási kaszkádba tartozó γ -átmeneteket. Ez az eljárás jelentősen megkönnyítette a vizsgált atommagok gerjesztett állapotai egymáshoz való viszonyának feltérképezését, azaz az ún. nívóséma felépítését.

3.3.2. Szögkorreláció analízis

A vizsgált atommagok gerjesztett állapotainak spin-paritás hozzárendelése a kibocsátott gamma-sugárzások multipolaritásának meghatározásával történt, a multipol sugárzásra vonatkozó kiválasztási szabályok és a már ismert állapotok spin-paritás értékeinek felhasználásával. A kísérleteinkben használt nehézion fúzió-párolgás típusú magreakcióban a keletkező magok impulzuszórája a nyalábirányra közel merőleges irányba mutat. A legerjesztődés során keletkező γ -fotonok irány szerinti eloszlása így anizotrop, azaz jellegzetes intenzitás-eloszlásuk van a nyaláb irányától mért szög függvényében. Az eloszlás alakja az átmenet multipolaritásától függ, tehát a szögeloszlás vizsgálatával az átmenetek multipol rendjére tehetünk következtetéseket. Az elvégzett kísérletekben a magreakció során keltett, sok, egymáshoz közeli energiájú γ -sugárzás közül csak koincidencafeltételekkel tudtuk az egy átmenethez tartozó sugárzást kiválasztani. Így egy átmenet szögeloszlása helyett két egymással koincidenzában levő sugárzás egymáshoz képesti szögkorrelációját mértük, melynek módja az irányított állapotokból származó γ -sugárzások iránykorrelációjának (DCO) analízise volt [18, 19]. A DCO analízis alapelve két egymással koincidenzában levő γ -sugárzás koincidenzáintenzitásának meghatározása és összehasonlítása különböző detektorgyűrűk által detektált gamma-átmenetek kombinációiban. A két különböző elrendezésben mért koincidenzáintenzitás (I) arányát nevezzük DCO aránynak:

$$R_{DCO} = \frac{I_{\gamma\gamma}(\det\Theta_1\gamma_1, \det\Theta_2\gamma_2)}{I_{\gamma\gamma}(\det\Theta_1\gamma_2, \det\Theta_2\gamma_1)} \quad (3.1)$$

A szögkorreláció arány méréséhez szükséges adatok a vizsgált magoknál

egy kivételével a Gammasphere detektorlabdánál végzett kísérletekből származnak (a ^{104}Pd atommagnál az EUROBALL detektorait használtuk). Ez a rendszer a felépítése miatt (>100 darab egyforma koaxiális HPGe detektor, a lehető legszimmetrikusabban elrendezve a nyalábirány körül) különösen alkalmas szögeloszlás és szögkorreláció méréséhez. A DCO arány meghatározásához a Gammasphere esetében a nyalábirányhoz képest $\sim 90^\circ$ -ban és $\sim 30^\circ$ - illetve $\sim 150^\circ$ -ban hengersizmetrikusan elhelyezett detektorokból álló gyűrűket használtuk (az EUROBALL esetében ezek az átlagosan 156° -ban elhelyezkedő cluster, valamint a $\sim 90^\circ$ -ban elhelyezett clover detektorok voltak). Ahhoz, hogy az R_{DCO} arányokat kísérletileg megkapjam, kétdimenziós mátrixokat hoztam létre a koincidenciaadatokból, melyben az egyik tengelyre az egyik gyűrűben, a másik tengelyre a másik gyűrűben detektált γ -sugárzások energiáját mértem fel. Ezután a mátrix egyik tengelyén a kapuzó γ -sugárzásnak megfelelő energián tettem egy kaput és a kapott spektrumban kiértékeltem a másik γ -vonalhoz tartozó csúcsterületet - majd ugyanezt végrehajtottam a másik tengelyen. Mivel a detektorok egyformák, a határfokuk hibán belül azonos, az R_{DCO} hányadost ezek alapján úgy határozhattam meg, hogy a két irányban történt kapuzás során kapott spektrumokban levő csúcsterületek arányát képeztem:

$$R_{DCO} = \frac{A\gamma\gamma(30^\circ, 90^\circ_{kapu})}{A\gamma\gamma(90^\circ, 30^\circ_{kapu})} \quad (3.2)$$

A Gammasphere-nél a várt R_{DCO} arányok: ~ 1.0 és ~ 0.5 körüli érték feszített kvadrupól és feszített dipól átmenet esetén, ha a kapuzó átmenet kvadrupól; valamint ~ 2.0 és ~ 1.0 körüli érték ugyanezen átmenetekre, amennyiben a kapuzó átmenet feszített dipól (feszítettnek az adott elektromágneses jelleghez megengedett legnagyobb spin változást okozó átmeneteket hívjuk). Nem feszített $\Delta I=0$ dipól átmenetekre a feszített kvadrupólokkal megegyező érték várható. Kevert M1 + E2 átmenetekre az R_{DCO} arány ~ 0.3 és 1.0 között várható, a keveredési aránytól függően. Az EUROBALL detektorrendszerénél használt elrendezésben erre az arányra ~ 1.0 és ~ 0.6 körüli értékeket várunk feszített kvadrupól és feszített dipól átmenet

esetén, ha a kapuzó átmenet feszített kvadrupól. Nem feszített $\Delta I=0$ dipól átmenetekre ebben az esetben is a feszített kvadrupólokkal megegyező érték várható. Kevert M1 + E2 átmenetekre az R_{DCO} arány ~ 0.4 és 1.0 között várható, az előzőekhez hasonlóan a keveredési arány függvényében.

3.3.3. Lineáris polarizáció

A korábbi alfejezetben leírtak mellett a kísérletekben használt reakcióban az irányított spinű végmagokból származó γ -sugárzás, melynek irányeloszlása függ a sugárzás elektromágneses jellegétől, polarizált is. A szögkorrelációanalízis módszerével a gamma-sugárzás multipol rendjét tudtam meghatározni, míg az átmenetek elektromos vagy mágneses jellegére a lineáris polarizáció irányának méréséből következtethettem. A lineáris polarizáció meghatározása az EUROBALL detektorrendszerben található clover detektorok nyalábiránnyal párhuzamos illetve arra merőleges kristálypárjaiban mérhető Compton-szórt γ -átmenetek számának arányán alapult. Ilyen elrendezés esetén a polarizáció arányos lesz az

$$A(\theta) = \frac{N(\perp) - N(\parallel)}{N(\perp) + N(\parallel)} \quad (3.3)$$

asszimetriával, ahol $N(\perp)$ a reakciósíkra merőlegesen, $N(\parallel)$ pedig vele párhuzamosan detektált Compton szóródások száma. Az arányossági tényező (Q) a polariméter érzékenysége, ami függ a γ -sugárzás energiájától [20]. Figyelembe kell venni még egy geometriai normalizációs faktort is, azonban ez az EUROBALL esetében $1.03(2)$ érték, függetlenül a γ -energiától [21], így ezt 1-nek vettük. A kísérleti lineáris polarizáció így

$$P = \frac{1}{Q} \frac{N(\perp) - N(\parallel)}{N(\perp) + N(\parallel)}, \quad (3.4)$$

ahol a $P > 0$ eset a feszített E1, E2 és nem feszített M1 átmenetekre; a $P < 0$ érték pedig a feszített M1 és a nem feszített E1 átmenetekre lesz jellemző.

Az $N(\perp)$ és $N(\parallel)$ értékeket az EUROBALL IV detektorrendszer adataiból készített polarizációmátrixok kiértékelésével nyertem. Ezen speciális kétdimenziós koincidenciamátrixok egyikébe („párhuzamos”) csak akkor írunk fel egy koincidenciakapcsolatot, ha az egyik gamma-sugárzás energiája egy clover detektor két, a nyalábiránnyal párhuzamos kristályában detektált gamma-sugárzás energiájának az összege. Ebben az esetben a mátrix Y tengelye az összeg-energiának felel meg, az X tengely pedig a tetszőleges detektorból származó másik gamma-energiának. A másik („merőleges”) mátrixba hasonlóan, a nyalábirányra merőleges két kristályban detektált összeg-energiák kerülnek felírásra. (A koincidenciakapcsolatok használatára ennél a módszernél, hasonlóan a szögkorreláció-analízishez azért van szükség, hogy a sok, egymáshoz közeli energiájú γ -sugárzás közül a megfelelő átmenethez tartozót ki tudjam választani.) Mindkét mátrixban az X tengelyre egyformán egy olyan energia-kaput tettem, amely energia koincidenciában van a vizsgálni kívánt gamma-sugárzással, és így a kapott két spektrumban a kérdéses gamma-sugárzáshoz tartozó csúcsterületeket az $N(\perp)$ és $N(\parallel)$ értékeknek feleltethettem meg.

3.3.4. Belső konverzió

Alacsony energiájú γ -átmenetek esetében a lineáris polarizáció vizsgálata nem minden esetben kivitelezhető. Az ilyen átmenetek (pl. a 67 keV, 96 keV, 129 keV és 160 keV energiájú γ -sugárzás a ^{132}La atommag 1. és 4. sávjában) esetében a belső konverziós együttható kísérleti meghatározásából, illetve annak elméleti számításokkal történő összevetéséből tudtam következtetni az átmenet multipolaritására.

A belső konverzió a gerjesztett állapotban lévő atommag egyik olyan legerjesztődési folyamata, mely nem jár γ -sugárzás kibocsájtásával. E folyamat során a gerjesztési energia közvetlenül átadódik az egyik belső atomi héj egyik elektronjának. Ennek következtében elektron emittálódik, melynek energiáját a magátmenet energiája és az elektronállapot kötési energiája határozza meg. A konverzió különböző atomi elektronhéjakon (K,

L, M héjakon) mehet végbe, tehát a különböző kötési energiák befolyásolják a konverziós elektron kinetikus energiáját. Az elektronkibocsátás az elektronhéj átrendeződését okozza, melyet karakterisztikus röntgensugárzás és Auger-elektronok kibocsátása követ. A belső konverzió és a γ sugárzás kibocsátásával járó átmenet kis energiánál és nagy rendszám esetében összemérhető valószínűségű legerjesztődési típusok, valószínűségeik aránya a belső konverziós együttható.

Kísérleteinkben a belső konverziós elektronokat nem mértük, viszont az intenzitásmérlegről az arányuk kiszámítható volt kis átmeneti energiák esetén. Így a kis energiás átmenetekre meg tudtuk határozni az α_{tot} belső konverziós együtthatót. A kísérletileg kapott együttható elméleti értékekkel való összevetéséből megkaptam az átmenetek multipolaritását.

3.3.5. A RADWARE programcsomag

A kísérleti adatfeldolgozásához a RADWARE programcsomagot használtam. A csomagban a GF3 program az 1- , az ESCL8R a 2- , míg a LEVIT8R a 3-dimenziós hisztogramok analízisére használatos.

A GF3 program grafikus segédfelülettel kiegészített XMGF3 változatát a szöggkorreláció- valamint a lineáris polarizáció analízishez generált spektrumok kiértékelésénél használtam. A program segítségével a spektrumokban a csúcsok pozícióját és területét lehet meghatározni, illetve alkalmas a spektrumok manipulációjára (pl. nyújtás, összeadás). A csúcsok illesztése során többféle (konstans, lineáris, kvadratikus) háttérlevonási mód alkalmazása közül választhatunk. A program a csúcsok alakját aszimmetrikus Gauss görbék összegével illeszti, a csúcsalak paraméterei előre állíthatóak be. A csúcsok félérték-szélességét választhatjuk állandónak vagy a gamma-energia lineáris függvényének. Az illesztés során a csúcsok pozícióját vehetjük fix paraméternek vagy a program által automatikusan változtathatónak. Kimenő adatként a program megadja a csúcsalak paramétereit, a csúcsok középpontját illetve pozícióját, félérték szélességét, magasságát, háttérlevonás utáni területét, valamint az illesztett értékek hibáit.

A többszörös-koincidencia-adatok kiértékelését (mely a nívóséma építéséhez volt szükséges) a 3-dimenziós koincidenciamátrixokat kezelő LEVIT8R (grafikus felülettel: XMLEV) programmal végeztem. Ebben a programban a háromszoros koincidenciakapcsolatokat maximum kétszeres kapuzás segítségével lehet vizsgálni. A kétszeresen kapuzott spektrumokon túl megjeleníthető a teljes projekció és egyszeresen kapuzott spektrumok is. A nívóséma építés folyamata során a program segítségével az építés alatt álló nívósémában szereplő gamma-sugárzások energia- és intenzitásértékeit, valamint koincidenciakapcsolatait hasonlítottam össze a mátrixban lévő kísérletileg mért energia- és intenzitásértékekkel, koincidenciakapcsolatokkal. A különböző kombinációkban tett kapuzásokkal létrehozott spektrumok vizsgálata alapján a sémában szereplő átmenet-intenzitások és -energiák értékeit tudtam meghatározni és a program segítségével ezeket az éppen épített nívósémában megváltoztatni. A teljes, mátrixból kiolvasott háttér minden kapuzásnál kapott spektrumnál levonásra kerül. Az épített nívósémából származó elméleti kapuzási spektrumok és a kísérletből kapott kapuzási spektrumok összehasonlításával, és minél pontosabb fedésbe hozásával hoztam létre a nívósémát. Az építkezés során figyelembe vettem az energia- és intenzitásmérleget is; azaz, hogy két állapot közti γ -átmenet energiája egyenlő kell legyen a két állapot energiájának különbségével, és hogy az adott állapotot tápláló gamma- és konverziós elektron-átmenetek intenzitása nem lehet nagyobb, mint az erről a szintről legerjesztődő gamma- és konverziós elektron-átmenetek intenzitásának összege. A LEVIT8R program futtatásakor kimenő adatként megkaptam a γ -sugárzások energiáját és intenzitását az illesztett hibával együtt, a gerjesztett állapotok energiáját a hozzájuk tartozó átmenetek energiájából számolt hibával együtt, a B(M1)/B(E2) átmeneti valószínűségi arányokat pedig a gamma-energiák vagy a nívó energiák szerint listázva. A program az energia- és az intenzitásmérleg sérülését is jelzi, amit további analízissel korrigálni tudtam.

The saddest aspect of life right now
is that science gathers knowledge
faster than society gathers wisdom.

Isaac Asimov

4. fejezet

Eredmények

4.1. A ^{104}Pd atommag sávszerkezetének vizsgálata

Célkitűzés

Korábbi kísérletek során sztatikus kiralitást mutattak ki a ^{104}Rh atommagban [22]. Ezt, az elmélet alapján kevésbé γ -puha, 3 tengelyűen deformált atommagokban várhatjuk. A ^{102}Ru - mely a ^{104}Rh páros-páros törzse - vizsgálata során kvázi- γ sávokat azonosítottak [23], melyek tulajdonságai alapján az atommag alakjára enyhén γ -puha háromtengelyűség adódott.

A ^{106}Ag izotóp vizsgálata során ugyan találtak királis jelleget mutató sávpárt, de tulajdonságai alapján vibráció jellegű, γ -puha törzshöz tartozó típusút [24]. Adódott, hogy a ^{104}Pd atommag forgási sávszerkezetének minél teljesebb feltérképezésével vizsgáljuk azt, hogy ebben az atommagban, mint a ^{106}Ag páros-páros törzsében megjelenik-e vagy sem a háromtengelyű deformáció, és tényleg γ -puhább-e, mint a ^{102}Ru . Célunk az atommagok kiralitásának jellege és páros-páros törzsük γ -puhasága közti összefüggés megerősítése volt.

4.1.1. A ^{104}Pd atommagra vonatkozó irodalom áttekintése

Az $A \approx 100$ magtartomány a magszerkezeti kutatások szívesen vizsgált területe volt az elmúlt évtizedekben. Több érdekes jelenség is megfigyelhető

volt ebben a tartományban: szignatúrafelcserélődés a $^{98,100-103}\text{Rh}$ izotópokban [25–29], királis sávpárok a $^{104-106}\text{Rh}$ atommagokban [22, 30, 31], és kvázi- γ -sávok megjelenése a ^{102}Ru atommagban [32].

A ^{104}Pd atommagban Grau és munkatársai kollektív és két-kvázirészecskes gerjesztett állapotok vizsgálatát végezték a $^{94}\text{Zr}(^{13}\text{C},3n\gamma)$ reakcióban [33]. Sikerült több, pozitív és negatív paritású állapotot is hozzárendelniük ezen atommaghoz, felhasználva a γ -átmenetek kísérletből kapott koincidencaikapcsolatait, szögeloszlását, valamint lineáris polarizációját. A kapott eredményeket a kölcsönhatóbozon-modellen belül egy enyhén deformált rotor-leírással értelmezték.

Pontosabb lineáris polarizáció mérést végeztek Stromswold és mtsai [34], akik egy Compton-kalorimétert használtak. Az eredményeik egyértelműen mutatták a két fő ág negatív paritását.

Egy nagyspinű forgási sáv is azonosításra került Machiavelli és mtsai által, akik ezt a szuperdeformált alak megjelenéseként értelmezték.

4.1.2. Kísérleti leírás

A ^{104}Pd szerkezetét feltáró kísérlet az EUROBALL detektorlabdával történt. A kísérletben a ^{104}Pd vizsgálatához a $^{96}\text{Zr}(^{13}\text{C},5n)$ fúzió-párolgás reakciót használtuk. A nyalábot a strasbourgi IReS intézet Vivitron tandem gyorsítója szolgáltatotta, 160 MeV energián. A γ -sugárzásokat könnyű töltött részecskékkel anti-koincidenzában detektáltuk, hogy a ^{109}Pd közbenső atommagból származó protonok és α -részecskék párolgásából előállt reakciócsatorna szennyezéseket elnyomjuk. A töltött részecskék detektálása a 88 CsI detektorból álló, nagy hatásfokú DIAMANT detektorrendszerrel [32] történt, a protonok és α -részecskék detektálását vétóként használva.

4.1.3. Kísérleti adatok kiértékelése

A kísérletben megközelítőleg $2 \cdot 10^9$ három- és többszörös koincidenca-esemény került felírásra, melyből a reakció modellezése alapján $\sim 4.5 \cdot 10^8$ esemény tartozott a vizsgálni kívánt ^{104}Pd izotóphoz. Ezek az adatok há-

romdimenziós mátrixokba lettek rendezve, a már említett töltött részecske-nemdetektálás feltételével. Ezen mátrixok RADWARE programcsomaggal történő feldolgozása során a ^{104}Pd atommaghoz rendelt 104 γ -átmenet a melléklet M.1. táblázatában látható. Az energia- és határfok-kalibráció miatti szisztematikus hibák $\sim 0.2\text{--}0.3$ keV és $\sim 5\%$.

Az átmenetek multipolaritásának meghatározásához a szögkorreláció-analízis 3. fejezetben ismertetett módszerét alkalmaztam. Ebben az elrendezésben az R_{DCO} aránya ~ 1.0 és ~ 0.6 körüli értékeket várunk feszített kvadrupól és feszített dipól átmenet esetén, ha a kapuzó átmenet feszített kvadrupól. Nem feszített $\Delta I=0$ átmenetekre a feszített kvadrupólokkal megegyező érték várható. Kevert M1 + E2 átmenetekre az R_{DCO} arány 0.5 és 1.0 között várható, a keveredési aránytól függően.

A ^{104}Pd maghoz rendelt átmenetekre kapott DCO arányok nagyrészt jó egyezést mutatnak Grau és mtsai [33] eredményeivel. Különbség, hogy míg ők M1 + E2 kevert multipolaritást rendeltek a 350 keV energiájú γ -átmenethez, az általam számolt DCO arányok alapján $\Delta I=0$ dipól karakterűként azonosítottam ezt az átmenetet. A nem feszített M1 multipolaritásúként azonosított 858 keV energiájú γ -átmenet pedig eredményeink alapján feszített dipólként értelmezhető. Az általam nyert DCO értékek a melléklet M.1. táblázatában kerültek részletezésre.

Az átmenetek multipolaritásának meghatározását a mért DCO arányokon kívül az átmenetek lineáris polarizációjának mérésével is megerősítettük. Ehhez a 90° -ban elhelyezett clover típusú detektorokat használtuk Compton-polariméterként, a 3. fejezetben ismertetett módon. Az eredményeink megerősítik a korábbi multipolaritás-hozzárendeléseket [34]. Az átmenetekhez rendelt multipolaritások a melléklet M.1. táblázatában található.

4.1.4. A ^{104}Pd nívósémája

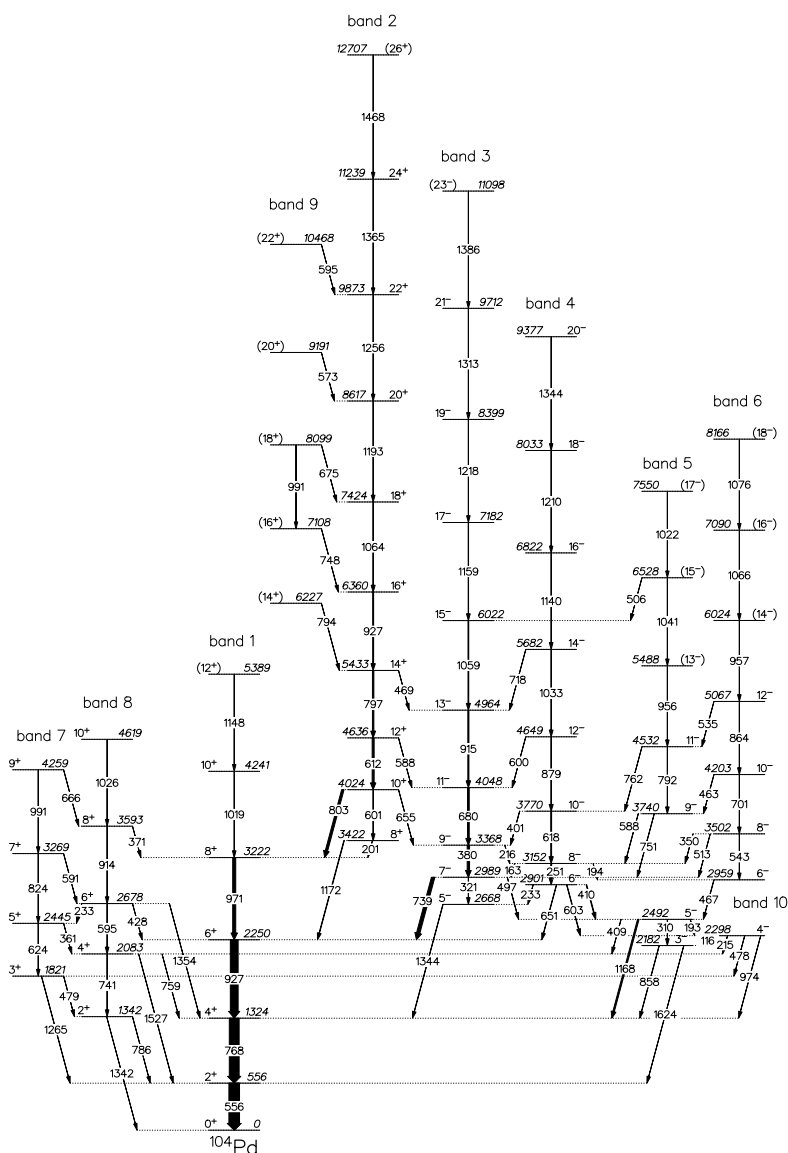
A kísérletből származó γ - γ - γ koincidenziakapcsolatokra és intenzitás-arányokra alapozva a 4.1. ábrán látható nívósémát kaptam. A séma már ismert átmenetei egy kivétellel jó egyezést mutatnak a korábbi feltételezé-

sekkel: ez a kivétel a 941 keV energiájú átmenet [33], melynek létezését nem tudtuk megerősíteni. A korábban már közölt 1., 3., 4. és 8. sávot sikeresen bővítettük nagyobb spinek irányába, emellett számos új sávot (5., 6., 7., 9.) sikerült azonosítani.

Az 1., yrast sávot korábban $8 \hbar$ spin értékig figyelték meg [33–35]. Jelen munka során a sávot 5.4 MeV energiáig azonosítottuk, két új, 1019- és 1148 keV energiájú átmenettel bomló állapotot kimutatva. Ezen átmenetek multipolaritása összhangban van a sáv állapotainak korábbi spin-paritás hozzárendeléseivel, melyeket $I^\pi=8^+$ értékig átvettünk. A 1019 keV-es átmenetet a kapott DCO arány és lineáris polarizációs érték alapján feszített E2-ként azonosítottam, ezzel a 4241 keV gerjesztési energiájú állapothoz 10^+ spin-paritást rendeltem. A 1148 keV energiájú átmenet azonban túl gyengén látható jelen kísérleti eredményekben ahhoz, hogy egyértelműen meghatározhasam multipolaritását. Mivel azonban az átmenet a forgási sáv következő tagjaként, így feszített E2 multipolaritásúként értelmezhető, így a kiinduló nívóhoz egy feltételes $I^\pi=(12^+)$ spin-paritást tudtam rendelni.

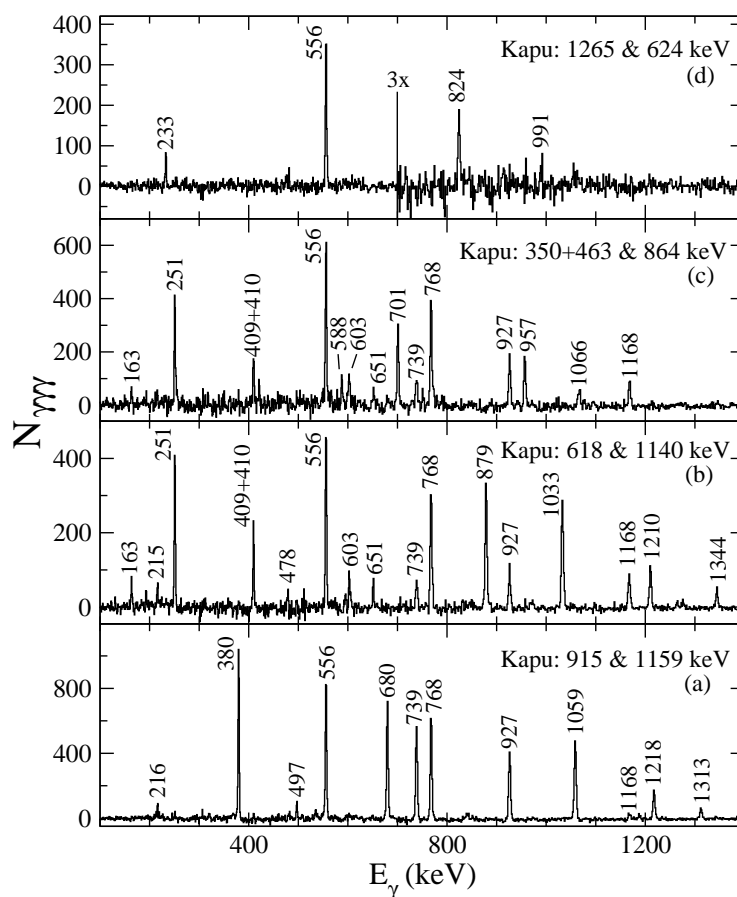
A 2. sávot korábban $I^\pi=(16^+)$ [34], $I^\pi=18^+$ [33], és $I^\pi=(26^+)$ [35] gerjesztett állapotig azonosították. Kísérleti adatainkból a nívók ezen tanulmányokban leírt elhelyezkedése valamint spin-paritás hozzárendelése megerősíthető $I^\pi=18^+$ értékig. Továbbá a DCO és lineáris polarizáció analízis eredményeképp a sáv 1193- és 1256 keV-es átmenetét feszített E2-ként, míg az 1356 keV energiájút kvadrupólként azonosítottam, mely alapján szintén határozott, $I^\pi=20^+$, 22^+ és 24^+ spin-paritásúként azonosítható a 8617-, 9873-, és 11239 keV gerjesztési energiájú állapot. Mivel az 1468 keV átmenet intenzitása nem elegendő, hogy egyértelmű következtetést vonjunk le a jellegére, így a 12707 keV energiájú állapot spin-paritás hozzárendelését feltételesen tettem meg.

A 3. sáv alacsonyabb energiájú részét ($I^\pi=15^-$ állapotig) korábban több csoport is megfigyelte [33, 34]. Az adataink egyezést mutatnak a korábbi struktúrával, és négy új nívóval egészen 11.1 MeV energiáig lehetővé teszik a sáv bővítését. A 4.2. ábra (a) részén látható koincidenciaspektrumon a

4.1. ábra. A ^{104}Pd jelen munka során felépített nívósémája.

915- és 1159 keV energiájú kivételével egyértelműen láthatóak a sáv átmenetei. Az átmenetek által meghatározott multipolaritása egyezést mutat

a korábbi adatokkal, ezenfelül a feszített E2-ként azonosítható 1159-, 1218-, és 1313 keV energiájú átmenetek lehetővé tették számunkra, hogy egyértelmű, $I^\pi=17^-$, $I^\pi=19^-$, és $I^\pi=21^-$ spin-paritást rendeljek a 7182-, 8399-, és 9712 keV gerjesztési energiájú nívókhoz. Mivel az 1386 keV energiájú átmenet gyengén látható a jelen kísérletben, azonban feszített E2 multipolaritásúként értelmezhető, mint a forgási sáv folytatása, így a kiinduló nívójához feltételesen a $I^\pi=(12^+)$ spin-paritás hozzárendelést tettem.



4.2. ábra. A ^{104}Pd újonnan azonosított sávjai átmeneteinek létezését megerősítő koincidenciaspektrumok.

A 4. sáv $I^\pi=14^-$ állapotig volt ismert [33, 34]. A jelen munkában észlelt koincidenziakapcsolataik alapján megerősíthető a 233-, 410-, 603-, 651-, 163-251-, 401-, 618-, 879- és 1033 keV energiájú γ -átmenetek pozíciója. Két új, a sávot a 3. sávval összekötő átmenetet azonosítottunk, 718- és 600 keV energiával. A sávot magasabb gerjesztési energiák felé 3 átmenettel bővítettem, melyek 1140-, 1210- és 1344 keV energiájúak. Ezen átmenetekhez tartozó csúcsok láthatóak a 4.2. ábra (b) részén. A multipolaritások meghatározásakor a korábbi feltételezéseket [33, 34] megerősítő eredményekre jutottam. Az $I^\pi=14^-$ állapot felett az 1140-, 1210-, és 1344 keV-es átmenet feszített E2 multipolaritására alapozva, a kiinduló állapotaikhoz a $I^\pi=16^-$, $I^\pi=18^-$, és $I^\pi=20^-$ spin-paritást rendeltem.

Az alacsonyenergiás, negatív paritású, 2182-, 2298- és 2492 keV energiájú gerjesztett állapotokat is kimutatták korábban [33, 34]. A 2492 keV energiánál található állapot $I^\pi=5^-$ hozzárendelését kísérleti adataink megerősítik, mivel az ebből az állapotból kiinduló 1168 keV-es γ -átmenetet feszített E1 multipolaritásúként azonosítottam. A 2182- és 2298 keV gerjesztési energiájú állapotra Grau és mtsai $I^\pi=4^+$ és $I^\pi=4^-$ értékeket javasoltak. Az utóbbival összhangban van a $I^\pi=6^-$ állapotból induló, 603 keV energiájú átmenet feszített E2 jellege. Azonban a 2182 keV energiájú nívó (amelybe a 3^- és egy 5^- állapotból egy 116- és egy 310 keV-es, valamint amelyből a 2^+ és 4^+ yrast állapotba egy 858- és egy 1624 keV-es átmenet bomlik) általam javasolt spin-paritása eltér a korábban feltételezettől. Mivel a 310 keV átmenet a DCO értéke alapján feszített kvadrupól jellegű, így a korábbi 4^+ [33] helyett $I^\pi=3^-$ hozzárendelést javasoltam ehhez az állapothoz. Ezt a feltevést erősíti a 116- és a 858 keV energiájú átmenet feszített dipól jellege.

Két új sávot figyeltünk meg, melyek a negatív paritású részbe bomlanak, ezeket a 4.1. ábrán 5. és 6. sávként tüntettem fel. A koincidenziakapcsolatok elemzése alapján az 5. sáv a 3. és 4. sávba többek között egy M1 multipolaritású, 588 keV energiájú, valamint egy E2 multipolaritású, 751 keV energiájú γ átmenettel bomlik, így az 5. sávhoz egyértelműen negatív pari-

tást rendeltem. A 751 keV-es átmenet feszített kvadrupól jellege, valamint az 588 keV energiájú átmenet feszített dipól jellege $I = 9 \hbar$ spin értéket határoz meg az 5. sáv 3740 keV energián lévő nívója számára. A sáv következő állapotából bomló két, 762- és 792 keV-es átmenet túl gyengén volt megfigyelhető ahhoz, hogy meghatározhassam a multipolaritásukat, így a nívóba bomló 535 keV-es átmenet feszített dipólként való azonosítását használtam a nívó spinjének meghatározásához. Ez az átmenet a 6. sáv 12^- állapotából bomlik, így végállapota, az 5. sáv 4532 keV energiájú állapotához az $I^\pi=11^-$ spin-paritás hozzárendelést tettem. Mivel az 5. sáv többi átmenete gyengén volt észlelhető, így a sáv energiában növekvő állapotaihoz az $I^\pi=(13^-)$, (15^-) és (17^-) spin-paritásokat feltételesen rendeltem hozzá.

A 6. sávban Grau és mtsai figyelték meg először a sáv 467- és 350 keV-es, valamint a 701 keV-es átmeneteit [33]. A 4.2. ábra (c) részén látható koincidenziakapcsolatok alapján ezeket az átmeneteket egy forgási sáv szerkezetbe rendeztem, melyet négy új átmenettel bővítettem $E_x \approx 8.2$ MeV gerjesztési energiáig, valamint három átkötő átmenetet is azonosítottam, melyekkel a 4. és 5. sávba bomlik. A 467 keV-es átmenet M1 jellege a sáv legalsó, 2959 keV energiájú nívójának spin-paritását egyértelműen $I^\pi=6^-$ értéken rögzítette. Mivel ugyanezen sáv 4203 keV energiájú állapotát egy feszített M1-ként azonosítható átmenet (463 keV) köti össze az 5. sáv 9^- állapotával, így $I^\pi=10^-$ spin-paritásúként azonosítottam ezt az állapotot. A 3502 keV-es állapot $I^\pi=8^-$ spin-paritás hozzárendelését az ebbe a 10^- állapotból bomló 701 keV átmenet feszített E2 karakterére alapoztam. Ezt erősíti az ebből a nívóból induló, 350 keV energiájú $\Delta I=0$ átmenet jellege. Az $I^\pi=10^-$ állapot felett a 864 keV-es γ feszített kvadrupól karakteréből következik a 12^- állapot spin hozzárendelése. A 957-, 1066- és 1076 keV energiájú γ -vonalak intenzitása nem tett lehetővé egyértelmű multipolaritás-meghatározást, így a 6024-, 7090- és 8166 keV gerjesztési energiájú állapotok spin-paritás hozzárendelését feltételesen tettem meg.

A pozitív paritású sávok mellett három, forgási struktúrához hasonló, az ismert sávokhoz kapcsolódó nívószerkezet is megfigyelhető volt, melyeket

a 4.1. ábrán 7., 8. és 9.-ként jelöltem. A 7. sáv legalacsonyabb energiájú nívóját az yrasttal összekötő 1265 keV-es γ -átmenetet korábban is észlelték, és M1 multipolaritásúként azonosították [33]. A kísérleti adatokból ezt megerősítettem, így a kiinduló 1821 keV energiájú nívóhoz $I^\pi=3^+$ spin-paritást rendeltem, majd a 4.2. ábra (d) részén bemutatott koincidenciaspektrum alapján $E_x \approx 4.3$ MeV gerjesztési energiáig egy új sávot azonosítottam. Ebben a 624, 824 és 991 keV energiájú γ átmenetek kvadrupól jellegét alapul véve 5^+ , 7^+ és 9^+ spin-paritást rendeltem a 2445-, 3269- és 4259 keV gerjesztési energiájú állapotokhoz.

A 2^+ és 4^+ yrare (adott spinhez tartozó második legalacsonyabb energiájú) állapotokat Grau és mtsai azonosították [33]. Adataink megerősítették a 1342-, 786-, 741-, 1527- és 759 keV energiájú γ -átmenetek általuk megadott elhelyezkedését, ezenkívül lehetővé tették a kaszkád magasabb energia felé három nívóval történő bővítését, valamint több, az yrast és a 7. sávba átkötő γ -vonal azonosítását. A 1342-, 1527- és 741 keV átmenetek feszített E2 és kvadrupól jellege az 1342- és 2083 keV energián lévő állapotok spin-paritásaival összhangban van, így elfogadjuk a hozzájuk rendelt $I^\pi=2^+$ és 4^+ spin-paritást. A DCO és lineáris polarizációs értékek alapján a 1354, 914 és 1026 keV átmeneteket is feszített E2 és kvadrupól jellegüként sikerült azonosítanom, ezzel határozott $I^\pi=6^+$, 8^+ és 10^+ értékeket rendeltem a 2678, 3593 és 4619 keV energiájú állapotokhoz. A 7. és 8. sávban tett hozzárendeléseket alátámasztja a 233-, 361-, és 666 keV energiájú $\Delta I=1$ és a 371, 428, és 759 keV energiájú $\Delta I=0$ átkötő átmenetek dipól jellege.

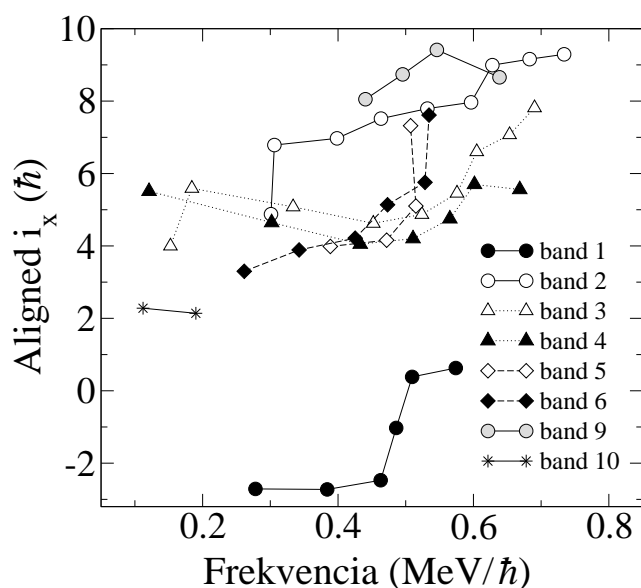
A 9. sávból főként a 2. sávba bomló átmeneteket tudtam megfigyelni. Sajnos ezen γ -átmenetek intenzitása nem tette lehetővé, hogy a multipolaritásukra bármilyen információt adjunk. Amennyiben feszített kvadrupóloként kezelnénk őket, ezek yrast állapotok lennének, amivel ellentmond az, hogy ez a sáv nagyságrenddel gyengébben gerjesztődött, mint az yrast ebben a spintartományban. Így az $I^\pi=(14^+)$, (16^+) , (18^+) , (20^+) és (22^+) feltételes spin-paritás értékeket rendeltem a 6227-, 7108-, 8099-, 9191- és 10468 keV energiájú állapotokhoz.

4.1.5. A nagyspinű negatív és pozitív paritású sávok értelmezése

A ^{104}Pd ($Z=46$) 6 valencia protonnal és ($N=58$) 8 valencia neutronnal rendelkezik a $Z=40$ és $N=50$ zárt héjak felett. A 6 valencia proton a $g_{9/2}$ alhéj felső részén, míg a 8 valencia neutron a $d_{5/2}$, $g_{7/2}$ alhéj középső részén helyezkedik el. A $d_{5/2}$, $g_{7/2}$ neutron-alhéjban már kis deformációknál megjelenik a $h_{11/2}$ pálya kis impulzuszórási-momentum-vetületű ($\Omega=1/2$) ága, vagyis gerjesztett állapotokban a valencia neutronok itt is elhelyezkedhetnek. Ennek megfelelően már a korábbi munkák [33, 34] is úgy azonosították a pozitív paritású 2. sávot, hogy a neutron $(h_{11/2})^2$, míg a negatív paritású 3. és 4. sávokat, hogy a neutron $h_{11/2}, (d_{5/2}, g_{7/2})$ két-kvázirészecskes konfigurációkra épülnek. Ezeket a feltevéseket három módszerrel is ellenőriztük: először a forgási sávok kísérleti alignment görbéit elemeztük, második módszerként a Woods-Saxon cranking formalizmuson alapuló TRS, teljes Routhian felület (azaz a deformációs paraméterek függvényében, „felületként” ábrázolva a Routhian értékeket) számításokkal vetettük össze a kísérleti eredményeket, majd végül a forgási sávok átmeneteinek intenzitásából származtatott $B(M1)/B(E2)$ átmeneti valószínűség arányokból vontunk le következtetéseket a lehetséges konfigurációkra.

A forgási sávok szerkezetének értelmezésénél első lépésként a kísérleti i_x alignment értékeket származtattuk a forgási sávokra (4.3. ábra). A pozitív paritású 2. sávnál tisztán látszik a $h_{11/2}$ neutron pár feltörése és a két neutron spinjének $\sim 10 \hbar$ maximális beállása kb. 0.4 MeV frekvenciánál, ami igazolja a korábbi konfiguráció hozzárendelést. Kb. 0.5 MeV/ \hbar frekvenciánál az 1. sáv kismértékű, $\sim 2 \hbar$ alignment növekedést mutat, ami valószínűleg egy proton $g_{9/2}$ pár feltörésének felel meg. Ugyanilyen alignment növekedés, vagyis egy proton $g_{9/2}$ pár feltörésére utaló jel észlelhető az 5. és 6. sávokban is.

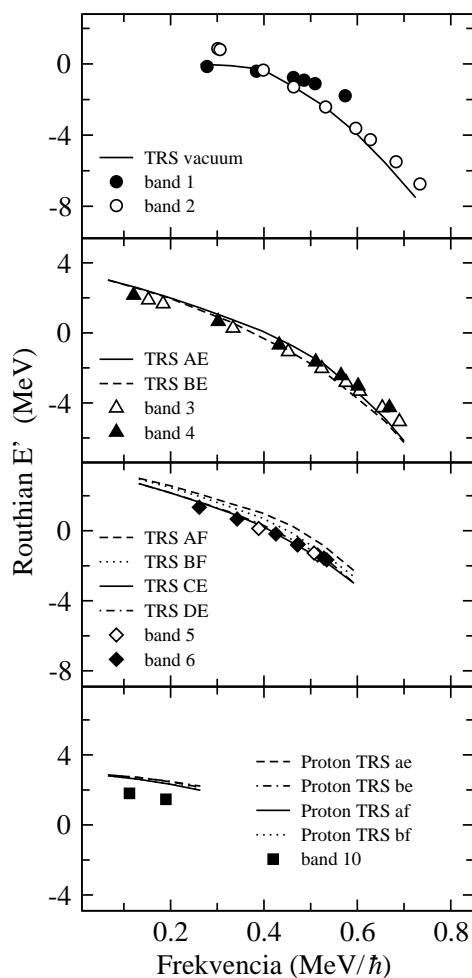
Viszont a 3., 4., 5. és 6. sávokban nem jelenik meg a neutron $h_{11/2}$ pár feltörésének megfelelő alignment ugrás ~ 0.4 MeV frekvenciánál. Ez azt a képet erősíti, hogy ezekben a sávokban legalább 1 valencia neutron a $h_{11/2}$

4.3. ábra. A ^{104}Pd sávjainak i_x alignment értékei.

pályán tartózkodik. Ugyanakkor az alignment értékeik azt mutatják, hogy két-kvázirészecskes szerkezetekről van szó. Mivel ezeknek a sávoknak a paritásuk negatív, ez csak úgy lehetséges, hogy a $h_{11/2}$ neutron kvázirészecske mellett a másik kvázineutron a $g_{7/2}, d_{5/2}$ pályákon helyezkedik el.

Ezeket a feltevéseket erősíti a kísérleti Routhian görbék összevetése a TRS számolásokkal (4.4. ábra). Ez alapján az yrast kaszkád a vákuum konfigurációnak felel meg az első neutron-kvázirészecske pár feltörése előtt, míg a 2. sáv ugyanezzel a vákuum konfigurációval írható le az első neutron-kvázirészecske pár feltörése után. Ezekben a szerkezetekben az atommag alakja kissé deformált csak, az 1. sávban a $\beta_2 \sim 0.14$ és $\gamma \sim -2^\circ$, míg 2. sávban a neutron $h_{11/2}$ pár feltörése után a kissé nagyobb $\beta_2 \sim 0.19$ és $\gamma \sim 5^\circ$ paraméterekkel írható le.

A negatív paritású sávokra is jó egyezést ad a kísérleti értékek és a TRS számolások összevetése, és hasonló, $\nu h_{11/2}, (g_{7/2}, d_{5/2})$ szerkezetet sejtet a 3., 4. és az 5., 6. sávokra. A 3. és 4. sávra szintén igen kicsi, $\beta_2 \sim 0.15$



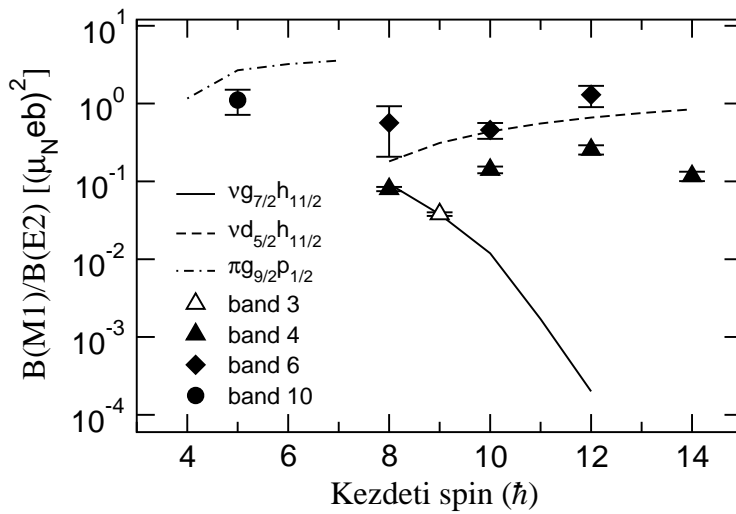
4.4. ábra. A ^{104}Pd Routhian értékei összevetve TRS számításokkal.

és $\gamma \sim -2^\circ$ deformációs paramétert kaptunk a számolásokból. Az 5. és 6. sávokra ezek az értékek egy nagyon kicsit nagyobbak: $\beta_2 \sim 0.17$ és $\gamma \sim 7^\circ$.

Fenti adatokból az alacsony γ deformációs paraméter az yrast és negatív paritású sávok kis mértékű háromtengelyűségét mutatja, míg a β_2 érték egy enyhe prolate (szivar-) alakot társít ezen sávokhoz.

A 3., 4. és 6. negatív paritású sávokra származtattuk a B(M1)/B(E2)

átmeneti valószínűség arányokat is a kísérleti $I_\gamma(\text{M1})/I_\gamma(\text{E2})$ arányok felhasználásával, mert ezek az átmeneti valószínűség arány értékek elég érzékenyek az adott sáv konfigurációjára. Az 5. sáv esetében nem észleltünk M1 átmeneteket, így erre a sávra nem tudtunk ilyen arányokat származtatni. A kísérleti arányokat a [23] publikációban leírtak szerinti elméleti értékekkel vetettük össze. A származtatott kísérleti arányok (4.5. ábra) a $\nu d_{5/2}h_{11/2}$ és a $\nu g_{7/2}h_{11/2}$ konfigurációk közé esnek, kissé közelebb a $\nu d_{5/2}h_{11/2}$ szerkezetnek megfelelő görbéhez, ami tovább erősíti a negatív paritású sávokra tett feltevés, vagyis a két-kvázineutron $h_{11/2}, (g_{7/2}d_{5/2})$ szerkezet helyességét.



4.5. ábra. A ^{104}Pd sávjaira nyert $B(\text{M1})/B(\text{E2})$ értékek

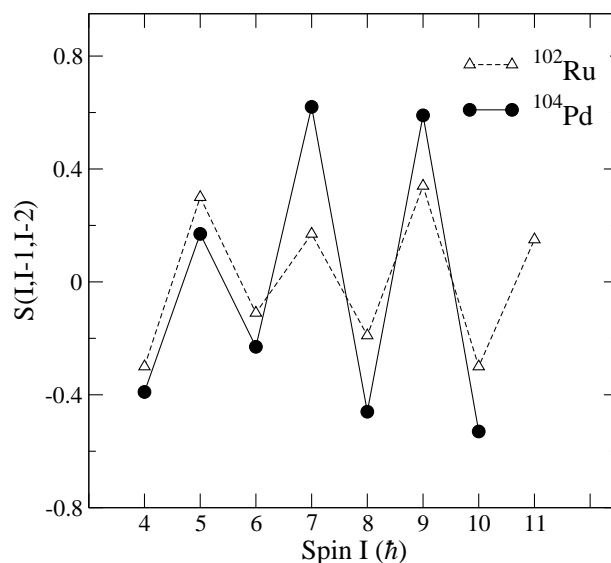
4.1.6. A ^{104}Pd kvázi-gamma sávjai, következtetések

Több Pd és Ru izotóp esetében is megfigyeltek a második 2^+ állapotra épülő, alacsony energiás kaszkádokat. A közelmúltban a ^{102}Ru esetében is sikerült egy ilyen azonosítani, melyet γ -puha háromtengelyű deformációhoz tartozó kvázi-gamma sávként azonosítottak [36]. A ^{102}Ru és a ^{104}Pd hasonlósága miatt (2 proton különbség) egy hasonló kvázi-gamma sáv megjelenését várhatjuk a ^{104}Pd atommagban is.

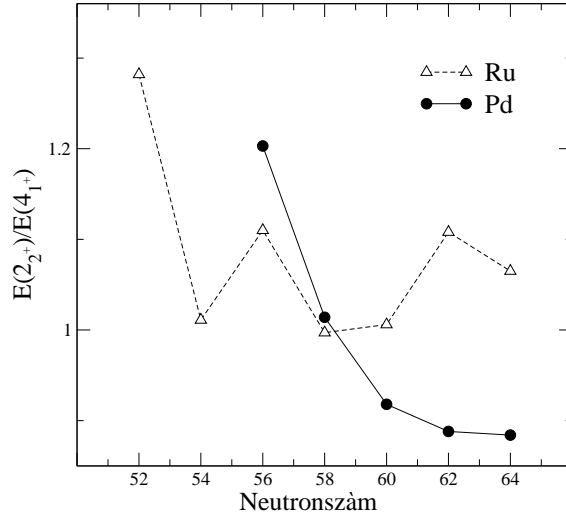
A nem-yrast alacsony energiás pozitív paritású 7. és 8. sáv a jelen munkában egy, a második 2^+ állapotra (1342 keV) épülő γ -sávként lett értelmezve. Ezt az azonosítást a nívók egymáshoz képesti elhelyezkedésére, és a szomszédos, ^{102}Ru atommaggal való szerkezeti hasonlóságokra alapoztuk. Ahhoz, hogy γ -puha vagy γ -merev gerjesztett állapotokként értelmezzük a sáv nívóit, a páros-páratlan spinek energia-ugrálásából, az ún. staggeringból nyerhetünk információt:

$$S(I, I-1, I-2) = \frac{E(I) + E(I-2) - 2E(I-1)}{(E_1^+)^2} \quad (4.1)$$

Egy háromtengelyű merev rotor esetében ez az érték pozitív a páros, míg negatív a páratlan spinek esetében. γ -puha esetben pontosan ellentétesen: párosnál 0 alatti, míg páratlannál 0 feletti értékeket várunk.



4.6. ábra. A ^{104}Pd 7. és 8. sávjában kísérletileg megfigyelt páros-páratlan spinekhez tartozó energia-ugrálás összehasonlítása a ^{102}Ru magban megfigyelt kvázi- γ sávok értékeivel.

4.7. ábra. $E(2_2^+)/E(4_1^+)$ Pd és Ru izotópokban.

A ^{104}Pd 7. és 8. sávjának kísérleti staggering értékeit a 4.6. ábrán láthatjuk ábrázolva, a ^{102}Ru hasonló értékeivel együtt [36]. Látható, hogy az értékek a két mag esetében ugyanabba a nagyságrendbe esnek, mindkét magnál -0.23 és -0.53 közt páros, valamint 0.17 és 0.62 közt vannak páratlan spinek esetében. A staggering tehát a két magnál ugyanabba a fázisba esik. Említést érdemel még, hogy míg alacsony energiáknál az energia-ugrálás nagysága hasonló a két mag esetében, a ^{104}Pd -nál ez energiával növekszik - ellentétben a ^{102}Ru magnál tapasztaltakkal -, ami egy ' γ -puhább' alakot jelenthet a nagyobb spinű tartományokban. Mindezek alapján a ^{104}Pd atommag esetében kizárható a merev háromtengelyűség, és γ -puha jelleg rendelhető a maghoz.

A Pd és Ru izotópok γ -puhaságára vonatkozó további információt nyerhetünk a második 2^+ állapotuk és az első 4^+ állapotuk energiájának arányából ($E(2_2^+)/E(4_1^+)$) a γ fluktuáló TRM alapján [31, 37]: minél puhább a mag, a 2_2^+ állapot annál alacsonyabban fekszik a 4_1^+ állapothoz képest.

Az $N = 52$ és 64 közt a Pd és Ru izotópsorra nyert adatok a 4.7. ábrán láthatóak. Megfigyelhetjük, hogy $N = 54$ felett a Ru atommagokban ez az

arány nagyjából változatlan, míg a Pd magok esetében nagyobb neutronszámok felé egyértelműen γ -puhábbak a Pd izotópok. Az $N = 58$ feletti neutronszámoktól kezdődően (ahonnan is a Pd izotópok jelentősen γ -puhábbak) ez kihatással lehet az Ag és Rh izotópokban kialakuló királis jelenségekre, mivel a Pd és Ru izotópok ezek törzseként tekinthetők.

A ^{104}Pd atommag vizsgálata során végzett munkám

A ^{104}Pd atommag szerkezetének vizsgálatában a γ -sugárzások szögkorrelációs adatainak az analízisét végeztem. A kapott eredmények és a lineáris polarizációs értékek alapján meghatároztam a gamma-átmenetek multipolaritását, valamint ezek segítségével megadtam a gerjesztett állapotok spinparitás értékeit.

A fejezethez kapcsolódó publikációk:

- D. Sohler, **I. Kuti**, J. Timár, P. Joshi, J. Molnár, E. S. Paul, K. Starosta, R. Wadsworth, A. Algora, P. Bednarczyk, D. Curien, Zs. Dombrádi, G. Duchene, D. B. Fossan, J. Gál, A. Gizon, J. Gizon, D. G. Jenkins, K. Juhász, G. Kalinka, T. Koike, A. Krasznahorkay, B. M. Nyakó, P. M. Raddon, G. Rainovski, J. N. Scheurer, A. J. Simons, C. Vaman, A. R. Wilkinson, and L. Zolnai
High-spin structure of ^{104}Pd ,
Physical Review C **85**, 044303 (2012).

-
- **I. Kuti et al.**
Observation of γ -band structure in ^{104}Pd ,
Acta Physica Debrecina **XLVI**, 75 (2012).
 - **I. Kuti et al.**
A háromtengelyűség megjelenése és következményei az $A \sim 100$ atommagokban: ^{103}Rh , ^{104}Pd
doffi2 - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2013)

4.2. A ^{103}Rh atommag forgási sávjainak vizsgálata

Célkitűzés

Alapvető motivációt jelentett a ^{103}Rh atommag vizsgálatára, hogy az erre a tartományra többszörös kiralitást jelző elméletet alátámasztó sávszerkezet került azonosításra a szomszédos, ^{105}Rh atommagban [38, 39]. Így az idáig ismerteken kívül több, akár újabb konfigurációra, akár a már ismert konfigurációjú, de azon belül 'gerjesztett állapotokra' épülő királis szerkezet megjelenése is várható volt. A mai modern kísérleti berendezésekkel a ^{103}Rh atommag gerjesztett állapotainak szerkezetére irányuló teljesebb vizsgálatra ezidáig azonban nem került sor. Így célom volt, hogy ezt a vizsgálatot elvégezzem, a korábban már azonosított sávszerkezeteket igazoljam és új forgási sávokat keressek.

4.2.1. Irodalmi áttekintés

Az $A \approx 130$ magtartomány mellett az $A \approx 100$ magtartomány volt az a része a magtérképnek, ahol mind elméleti, mind kísérleti szempontból a legtöbb kutatást végezték a kiralitás kimutatására. A Rh izotóp sor különösen alkalmasnak bizonyult a királis szerkezetek kialakulására. A ^{104}Rh atommag volt az az $A \approx 100$ magtartományban, amelyben legelőször azonosítottak királis sávpárokat [22]. Az elsődleges kísérleti jellemzők szerint (az azonos spinű állapotok degenerációja, erős $\Delta I=1$ átmenetek a sávok között, hasonló páros-páratlan spin-energia ugrálás és hasonló $B(M1)/B(E2)$ arányok) ez az atommag tűnik az egyik legjobb királis jelöltnek. Később a szomszédos páratlan-páratlan ^{106}Rh atommagban is találtak királis szerkezetet [30]. Ezeken felül a vizsgálni kívánt ^{103}Rh egyik páratlan-páratlan szomszédjában, a Rh izotópsorban a királis tartomány egyik szélének tekintett ^{102}Rh -ban is azonosítottak a közelmúltban [40] királis sávokat. Az egyszer páratlan atommagok közül a ^{105}Rh volt az egyik olyan atommag az egész magtérképen, ahol először azonosítottak királis jelölt sávokat [41]. További kutatásokban a szomszédos egyszer páratlan ^{103}Rh atommagban is találtak

már olyan sávpárt, ami királis szerkezetű lehet [39]. Meg kell jegyezni azonban, hogy idáig olyan élettídm mérést még nem sikerült végezni ezekre az atommagokra, amely teljes mértékben igazolná a királis szerkezeteket.

A kísérleti kutatásokkal párhuzamosan az elméleti számítások is ígéretes tartománynak mutatták az $A \approx 100$ magtartományt. A legújabb számítások azt jósolják, hogy egy adott atommagban előállhat nemcsak egy, hanem több, különböző konfigurációra épülő királis szerkezet is. Ez a jelenség az ún. többszörös kiralitás ($M\chi D$) [16]. Lehet olyan eset is, amikor egy atommagban egy adott konfigurációnak a legkisebb energiájú állapotára ('alapállapot') és egy magasabb energiájú állapotára ('gerjesztett állapot') is épülhet egy-egy királis sávpár. Az első elméleti jóslásra már találtak kísérleti jeletet a ^{107}Ag atommagban, amelyben többszörös konfigurációra épülő királis szerkezetet javasoltak [42]. A második esetre még nem sikerült kísérleti megvalósulást azonosítani.

A ^{103}Rh atommag nagyspinű állapotait első alkalommal H. Dejbakhsh és mtsai vizsgálták [43]. Kollektív és egyrészeske szerkezeteket kerestek $^{100}\text{Mo}(^7\text{Li}, 4n\gamma)$ reakcióban mérve a gamma-sugárzások gerjesztési függvényét, koincidenciakapcsolatait és szögeloszlását. A ^{103}Rh atommaghoz azonosították a 4.8. ábrán A és B jelölésű alacsony-energiás sávokat és kollektív $1g_{9/2}$ és $2p_{1/2}$ kváziproton konfigurációt rendeltek hozzájuk. A nagyspinű negatív paritású sávok közül a 3. és a 6. sávot figyelték meg $29/2$ és $25/2 \hbar$ spinű állapotokig. Ezekhez feltételesen a három-kvázirészeskés $\pi p_{1/2} \nu (g_{9/2})^2$ konfigurációt javasolták.

Egy későbbi munkában Timár és mtsai a lehetséges királis partner sávokat vizsgálták a ^{103}Rh atommagban a $^{96}\text{Zr}(^{11}\text{B}, 4n)$ reakcióban a Gammasphere detektorrendszerrel. Az alapállapotra és az izomer állapotokra épülő alacsony-energiás sávokon kívül sikerült megfigyelniük két pozitív paritású sávpárt (1. és 2. jelölésű sávok az 4.8. ábrán), amelyek $\pi g_{9/2} \nu h_{(11/2)}^2$ konfigurációjú királis párként lettek azonosítva [39].

4.2.2. Kísérleti leírás, kísérleti adatok kiértékelése

A ^{103}Rh atommag vizsgálatához nemzetközi együttműködésben végeztünk kísérletet, melyben a $^{96}\text{Zr}(^{11}\text{B},4n)$ reakciót használtuk, 40 MeV nyaláb-energián. A Lawrence Berkeley Nemzeti Laboratórium 88 inches ciklotronja által szolgáltatott nyalábbal egy $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú, öntartó céltárgyat bombáztunk. A kibocsájtott γ -sugárzások detektálásához a Gammasphere detektorlabdát használtuk.

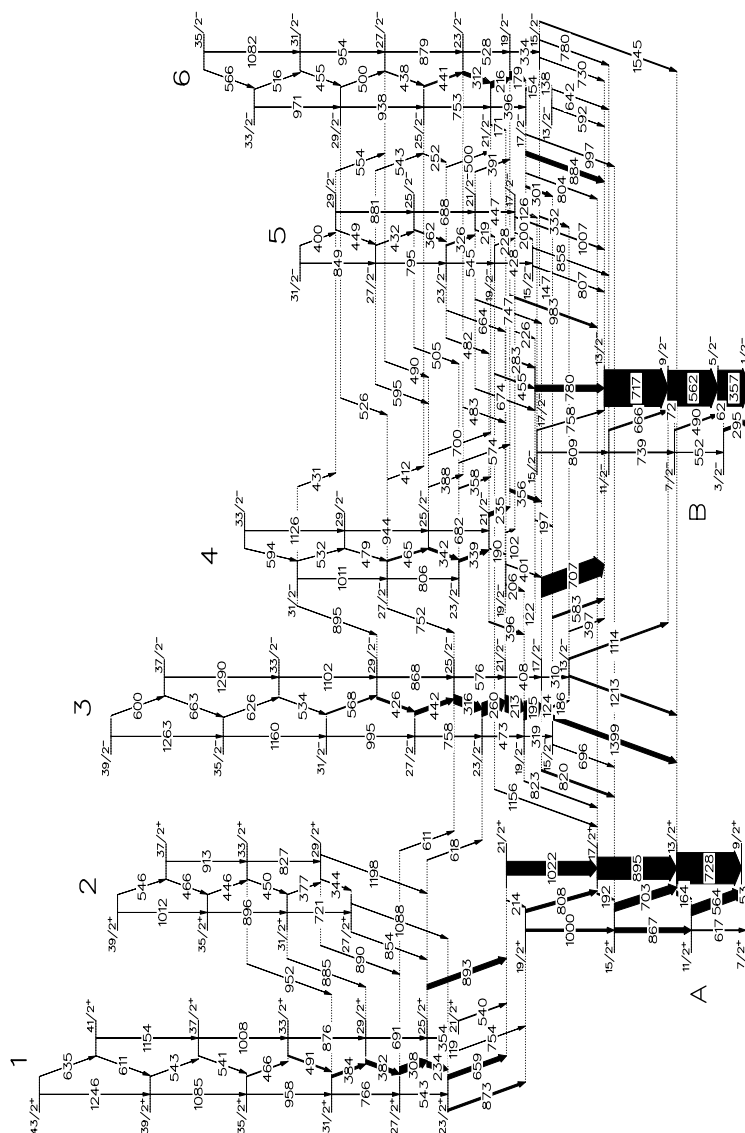
Megközelítőleg $9 \cdot 10^8$ négy- és többszörös koincidenciaesemény került felírásra a kísérlet során. Az adatokból 2- és 3 dimenziós koincidenciamátrixok készültek. A koincidenciakapcsolatok kiértékelése a RADWARE programcsomag használatával történt. A munkám során az átmenetek energiáján, relatív intenzitásán és koincidenciakapcsolatain felül a szögeloszlásukat is vizsgáltam. A DCO arányok alapján kapott multipolaritás-hozzárendelések, valamint a ^{103}Rh atommag korábban ismert állapotainak spin-paritása alapján a ^{103}Rh egy, a már közölnél jelentősen részletesebb nívósémája került felépítésre, melynek a jelen disszertáció szempontjából fontos részlete a 4.8. ábrán látható.

4.2.3. A ^{103}Rh nívósémája

A ábrán a sáv szerkezetben A és B jelölésű sávok korábban már ismertek voltak [43]. Szintén észlelték és $\pi g_{9/2} \nu h_{(11/2)}^2$ konfigurációjú királis párként azonosították az 1. és 2. jelölésű sávokat is [39]. A 3. és 6. sávot korábban $29/2$ és $25/2 \hbar$ spinekig sikerült megfigyelni, és feltételeesen a $\pi p_{1/2} \nu (g_{9/2})^2$ konfigurációhoz rendelni [43]. Ezeket a sávokat munkám során $39/2$ és $35/2$ spinekig bővítettem. A már közölt sávok spin-paritás értékeit az általam számított DCO értékek kivétel nélkül megerősítették.

Az 4.8. ábrán látható, kibővített nívósémán két, először a jelen munka során azonosított sáv is található, ezek jelölése: 3. és 4. sáv. Ezen sávoknak az azonosítására, a sávon belüli nívórend meghatározására szolgáló koincidenciaspektrumok egyike látható a 4.9. ábrán.

Az újonnan azonosított sávok állapotainak spin-paritását az őket a töb-

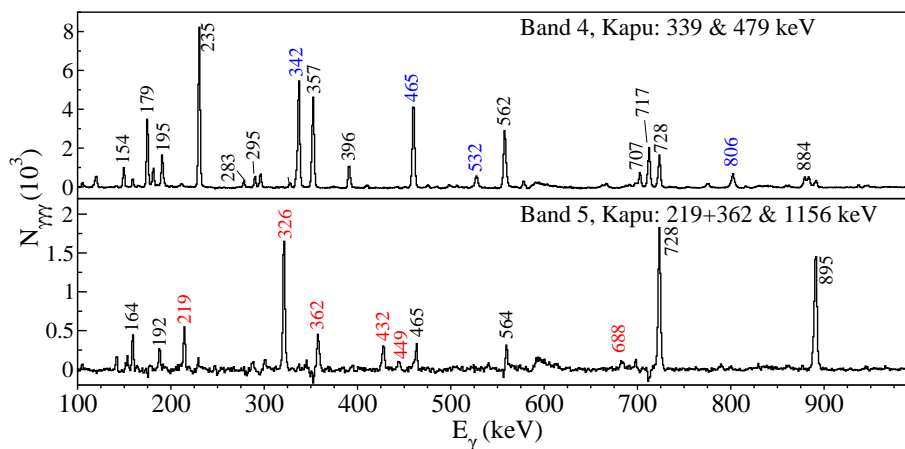
4.8. ábra. Az ^{103}Rh atommag nívósémájának részlete

bi sávval összekötő γ -átmenetek DCO arányai alapján határoztam meg. A használt geometriában az R_{DCO} arányra feszített kvadrupól kapunál ~ 1.0

és ~ 0.5 körüli értékeket várunk feszített kvadrupól és feszített dipól átmenet esetén. Az 5. sávból a B sávba bomló 674 és 1007 keV energiájú átmenet E2 multipolaritását a B sáv 717 keV-es E2 átmenetére helyezett kapu segítségével kapott 0.93(11) illetve 1.07(4) DCO arány indokolta. Hasonlóan, a 4. sávot a B sávba kötő 574 és 700 keV energiájú átmenetekhez rendelt E2 karakter a B sáv 884 keV-es átmenetére kapuzásból nyert 0.89(18) és 0.88(19) arányokon alapul. Ezen kvadrupól átmenetek alapján a 4. és 5. sáv spinjét és paritását az 4.8. ábrán látható módon határoztam meg. Alátámasztja a hozzárendelést a 4. sávot a 3. sávba kötő, valamint az 5. sávot a 6. sávba kötő 396 és 391 keV energiájú átmenetek 0.55(2), illetve 0.54(13) DCO aránya.

4.2.4. Következtetések a ^{103}Rh forgási sávjainak szerkezetére

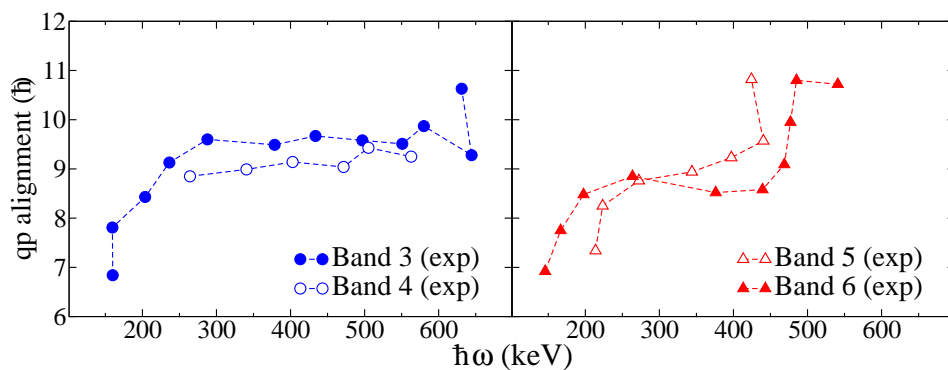
A 3., 4., 5. és 6. $\Delta I=1$ sávok mindegyike negatív paritású, és számos átmenettel bomlanak egymásba. Ezen felül az azonos spinű nívók közti energiakülönbség igen kicsi, a sávok közel degeneráltak, és nagyon ha-



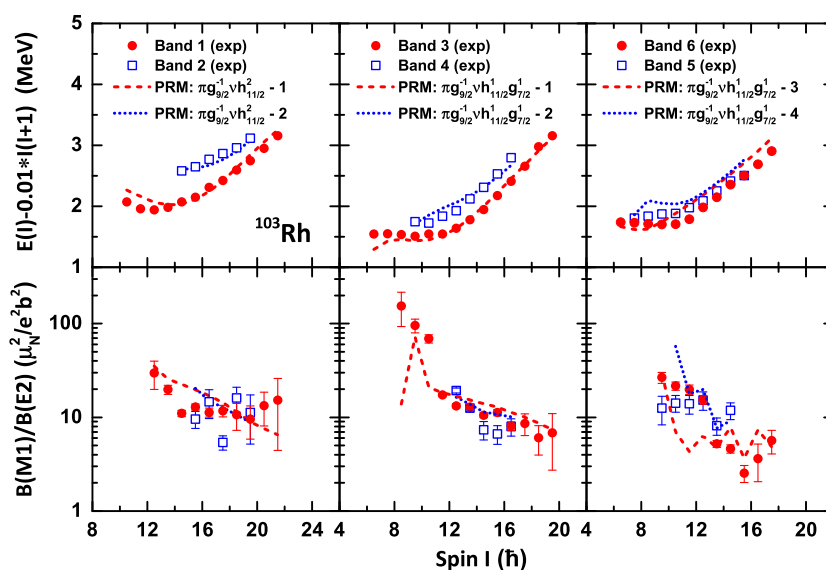
4.9. ábra. Az ^{103}Rh atommag újonnan hozzárendelt sávjai létezését megerősítő coincidencespektrum. A piros illetve kék színezés az azonosított sávokhoz tartozó γ -átmeneteket jelöli.

sonló B(M1)/B(E2) redukált átmeneti valószínűséggel rendelkeznek. $\Delta I=1$ sávpároknál ezek a tulajdonságok királis szerkezetre utalhatnak. A ^{105}Rh atommagban három, hasonló szerkezetű sávot azonosítottak, melyeket a $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}(g_{7/2}, d_{5/2})$ konfigurációhoz tartozó legkisebb energiájú sávokként értelmezték [38]. Ezek közül a legalacsonyabb energiájút olyan geometriának feleltették meg, amelyben a három impulzusmomentum vektor egy síkban van, a másik kettőt pedig a királis geometriával azonosították. A ^{103}Rh esetében négy sávot láthatunk, mely két királis párnak felel meg. A sávok összehasonlításának megkönnyítésére származtattuk az alignment (spinbeállítás) értékeiket a [1]-ben ismertetett módon, melyhez a $K=1/2$ paramétert, valamint a $J_0=7\hbar^2/\text{MeV}$ és $J_1=15.7\hbar^4/\text{MeV}^{-3}$ Harris paramétereket használtuk. A meghatározott alignment értékek a 4.10. ábrán láthatóak.

Látható, hogy bár az alignment érték a 3-6. sávra $\sim 9\hbar$ a forgási frekvencia széles tartományában, határozott hasonlóság van a 3. és 4. valamint a 5. és 6. sáv közt. Ezek a hasonlóságok teszik lehetővé, hogy a négy sávot két, királis-jelölt párként csoportosítsuk. E szerint a csoportosítás szerint az energiában legalacsonyabb nivókkal rendelkező két sáv (sorrendben a 3. és 4.) az 'yrast' királis pár, valamint az energiában következő két sáv (sorrendben az 5. és 6.) a 'gerjesztett' királis párként értelmezhető; és ezek



4.10. ábra. Az ^{103}Rh sávjaira nyert alignment értékek.



4.11. ábra. Az ^{103}Rh pozitív (bal oldalt) és negatív (középen, és jobb oldalt) paritású királis sávjainak kísérleti és háromtengelyű részecske-rotor modell-számításokból nyert gerjesztési energia- és $B(M1)/B(E2)$ értékei.

mindegyike valószínűsíthetően a $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2}(g_{7/2}, d_{5/2})$ konfigurációhoz tartoznak. Meg kell említenünk azt is, hogy a 4. és 6. sáv nívóinak energiája olyan közel esik egymáshoz, hogy az ugyanazon spinhez tartozó energiaértékek nem mindig ugyanazon sávban alacsonyabbak.

Ahhoz, hogy a ^{103}Rh sávszerkezetét megértsük, elméleti modellszámítások voltak szükségesek, hogy a lehetséges deformációkat és konfigurációkat megkeressük. Ehhez relativisztikus átlagtér (RMF) és ferde tengelyű forgatott héjmodell (TAC) [16, 44–47] számításokat végeztünk, majd a nyert információk alapján a háromtengelyű részecske plusz rotor (PRM) modellt használva [48–50] elméleti gerjesztési energiákat, valamint $B(M1)/B(E2)$ arányokat kaptunk. Ezeket, a kísérleti adatokból származtatott értékekkel együtt a 4.11. ábrán láthatjuk.

Az ábrán látható, hogy az elméleti számításokból nyert adatokkal jó

egyezőt mutat a két, $\pi(1g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(1h_{11/2})^2$ konfigurációjú, pozitív paritású sáv nívóinak gerjesztési energiája. A két sáv nívóinak energiája $29/2 \hbar$ spin értéknél ~ 500 keV-el tér el, amely érték növekvő spinnel ~ 360 keV-ig csökken $39/2 \hbar$ spinnél. A $B(M1)/B(E2)$ értékek a két sávban szintén hasonlóak. A [50] publikációban részletes leírását találhatjuk, hogy mind a ^{103}Rh , mind a ^{105}Rh atommagban a pozitív paritású királis sávok a királis vibrációból $I = 37/2$ spin környékén közel sztatikus kiralitásba mennek át, majd nagyobb spineknél újra más típus, vibráció jeleit mutatják. A pozitív paritású királis sávokra ezt a feltételezést a mi adataink alátámasztják.

A négy, negatív paritású, $\pi(1g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(1h_{11/2})^1(1g_{7/2})^1$ konfigurációjú sáv kísérletileg meghatározott nívóenergiáit az 4.11. ábrán az elméleti modellszámításokból kapott, négy legalacsonyabb energiájú sáv nívóenergia-értékeivel hasonlítottam össze. A négy elméleti sáv két királis párba csoportosítható, melyből az energiában alacsonyabb pár a jelen munkában azonosított 3. és 4. párnak feleltethető meg, míg a magasabb energiájú pár elméleti értékeivel a 6. és 5. sávra kapott adatok mutatnak egyezést. Az adatainkból származtatott $B(M1)/B(E2)$ értékek szintén jó egyezést mutatnak. A páros-páratlan spinekhez tartozó $B(M1)/B(E2)$ érték ugrálásának hiánya is egyezést mutat a [49]-ben a királis vibrációról leírtakkal.

4.2.5. A kapott eredmények jelentősége

A többszörös kiralitás eddig megfigyelt eseteivel (^{133}Ce [48], ^{107}Ag [42]) ellentétben a ^{103}Rh esetében a negatív sávoknál megfigyelt többszörös kiralitás ugyanazon konfigurációnak az első és második pár gerjesztett állapotával azonosítható. Bár a két királis pár ugyanazon konfigurációhoz tartozik, az impulzusmomentum csatolásuk eltér. Ezt mutatják a két sávpár eltérő alignment értékei, amelyek a kísérleti adatokból jól meghatározhatók. Egy ilyen többszörös királis sáv szerkezet megfigyelése azt mutatja, hogy a királis geometria fennmaradhat a növekvő belső gerjesztési energia ellenére is.

A ^{103}Rh atommag vizsgálata során végzett munkám

A ^{103}Rh atommag szerkezetének vizsgálatában a kísérletiadat-analízis meghatározó része az én feladatomból volt. A gamma-sugárzások intenzitásának, energiájának meghatározását, koincidenziakapcsolatainak vizsgálatának alapján felépítettem a ^{103}Rh atommag nívósémáját. Elemeztem az átmenetek szögkorrelációs adatait. A kapott eredmények alapján meghatároztam a gamma-átmenetek nagy részének multipolaritását, valamint ezek segítségével megadtam a gerjesztett állapotok spin-paritás értékeit. Meghatároztam a sávokhoz tartozó alignment értékeket, B(M1)/B(E2) redukált átmeneti valószínűségeket, majd elméleti értékekkel vettem össze azokat. Javaslatot tettem a sávok konfigurációjára. Jelentős részt vállaltam a publikáció írásában, az ábrák szerkesztésében.

A fejezethez kapcsolódó publikációk:

- **I. Kuti**, Q. B. Chen, J. Timár, D. Sohler, S. Q. Zhang, Z. H. Zhang, P. W. Zhao, J. Meng, K. Starosta, T. Koike, E. S. Paul, D. B. Fossan, C. Vaman, I. Y. Lee and A. O. Macchiavelli
Multiple chiral doublet bands of identical configuration in ^{103}Rh , submitted to Physical Review Letters (2014).

-
- **I. Kuti et al.**
Ugyanazon konfigurációra épülő többszörös kiralitás a ^{103}Rh atommagban
doffi3 - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2014)
 - **I. Kuti et al.**
A háromtengelyűség megjelenése és következményei az $A \sim 100$ atommagokban: ^{103}Rh , ^{104}Pd
doffi2 - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2013)

4.3. A ^{134}Pr atommag forgási sávjainak vizsgálata

Célkitűzés

Az $A \approx 130$ tömegszám-tartomány ^{134}Pr atommagjában elsőként azonosítottak királis forgási sávokat [7]. Azóta ez az atommag számos elméleti és kísérleti vizsgálat tárgya volt [14, 15, 51–56]. Ezek a vizsgálatok azonban túlnyomórészt a már ismert királis szerkezet vizsgálatára irányultak, és így a ^{134}Pr atommag szerkezete sok szempontból ismeretlen maradt. Mind a teljes nívórendszer feltárása, mind az esetlegesen eddig ismeretlen királis szerkezetek megismerése céljából végeztük tehát jelen atommag minél részletesebb mag szerkezeti vizsgálatát.

4.3.1. A ^{134}Pr atommagra vonatkozó irodalom áttekintése

A magkiralitás jelenségére vonatkozó első kísérleti adat volt, mikor a ^{134}Pr atommagban Petrache és mtsai kimutattak egy, az yrast $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ sávhoz kapcsolódó, majdnem degenerált új forgási sávot [7], melyhez szintén a $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációt rendelték. Később Frauendorf és Meng [5] ezt a két $\Delta I = 1$ sávot királis sávpárként értelmezték. A feltevést azóta többen is vizsgálták [14, 15, 51–56]; valamint a ^{134}Pr sáv szerkezetét több kutatócsoport is bővítette: Beausang és mtsai [57] valamint Hauschild és mtsai [58] is több nagyspinű forgási sávot azonosítottak munkáikban.

A ^{134}Pr atommag sáv szerkezetében a királis-jelölt sávok mellett három további forgási sáv volt ismert. Ezek közül az egyik egy négy-kvázirészecskés sáv, melyhez a $\pi [413]_{5/2} (h_{11/2})^2 \nu h_{11/2}$ konfigurációt rendelték; valamint két kétszeresen lecsatolt sáv: egy $\pi h_{11/2} \nu [530]_{1/2}$ konfigurációjú, valamint egy a sáv szerkezethez nem csatlakozó $\pi h_{11/2} \nu [660]_{1/2}$ konfigurációjú sáv, feltételes paritás-hozzárendeléssel.

Életidő méréseket az előbb ismertetett kétszeresen lecsatolt sávok állapotaira Rao és mtsai [59], a királis-jelölt sáv szerkezetre pedig Tonev és mtsai [14] végeztek.

Negatív paritású két-kvázirészecskés sávot a várakozások ellenére az ed-

digi munkák nem azonosítottak. Habár két hosszú életidejű izomer állapot is ismert volt, az nem volt meghatározva, hogy melyik az alapállapot. A spin-paritás hozzárendelés sok sáv esetében feltételes volt.

A ^{134}Pr atommagban két, hosszú életidejű izomer állapot volt ismert. Az egyik, 17 perces felezési idejűhöz a ^{134}Nd β -bomlásából egyértelmű 2^- spin-paritást rendeltek [60]. A másik, 11 perces életidejű állapotot nehézion-reakcióban azonosították. Egyértelmű spin-paritás hozzárendelés nem történt, azonban több javaslat is született: 5^- , 6^- és 7^- [61–63]. A két állapot közti energiakülönbség jelen munka előtt ismeretlen volt. Petrache és mtsai azonosították a 4.12. ábrán 12.-ként jelölt sáv M1 átmeneteit, valamint megfigyeltek ezekkel koincidenzában lévő γ -átmeneteket is [7]. Megállapították, hogy ez a kaszkád kapcsolódik az 5. sávhoz, és a 2^- izomer állapotba bomlik, de a kapcsolódás szerkezetét a kis statisztika miatt nem tudták feltárni.

4.3.2. Kísérleti leírás

A ^{134}Pr állapotainak vizsgálatához a $^{116}\text{Cd}(^{23}\text{Na},5n)$ fúzió-párolgási reakciót használtuk, 115 MeV nyalábenergián. A kísérlet a Lawrence Berkeley Nemzeti Laboratóriumban került kivitelezésre, a nyalábot az intézet 88 inches ciklotronja szolgáltatta. A kibocsájtott γ -sugárzások detektálásához a Gammasphere detektorlabdát használtuk, mely ebben az elrendezésében, a $\theta=17.3^\circ$ fokos gyűrű hiányában 99 HPGe detektort tartalmazott.

A kísérlet két fő részből állt. Az elsőben egy 1.00 mg/cm^2 vastag ^{116}Cd céltárgyat használtunk, 15 mg/cm^2 ^{208}Pb hátlapon. Ez a mérés Dopplertolódásos életidő mérésre (Doppler-Shift Attenuation Method, DSAM) irányult. A másodikban egy önhordó 1.22 mg/cm^2 vastag ^{116}Cd céltárgy használata a ^{134}Pr nagyspinű gerjesztett állapotainak tanulmányozására nyújtott lehetőséget; disszertációmban ez utóbbi vizsgálatot részletezem.

4.3.3. Kísérleti adatok kiértékelése

A kísérletben detektált γ -sugárzásokra először Doppler-korrekciót végeztünk, a meglökött mag sebességét a reakciókinematikai számításokkal jól

egyezően átlagosan $\beta \approx 1.380(5)\%$ -nak mérve.

A koincidencaadatok kiértékelése során az öntartó céltárgyas kísérletből közelítőleg $7 \cdot 10^9$ háromszoros koincidencaesemény volt kinyerhető. A jó statisztikának köszönhetően a feldolgozásnál a ^{134}Pr atommaghoz rendelt ~ 360 átmenet több mint felét jelen munka során sikerült először azonosítani. A γ -átmenetek adatai a melléklet M.3. táblázatában találhatók.

Ahhoz, hogy az átmenetekhez multipolaritást rendelhessünk, a szögkorreláció-analízis 3. fejezetben ismertetett módszerét használtam, az első mérésből nyert adatokat felhasználva. A ^{134}Pr maghoz rendelt átmenetekre számolt DCO arányok a melléklet M.3. táblázatában vannak feltüntetve.

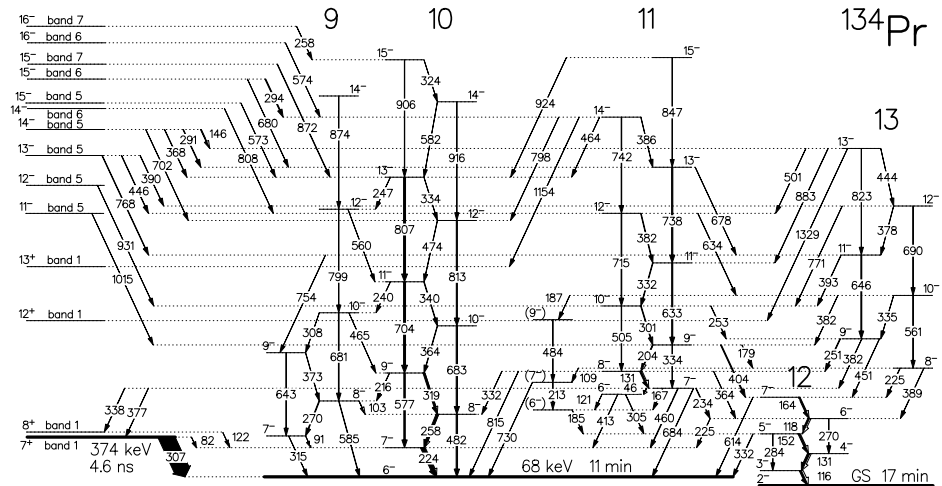
4.3.4. A ^{134}Pr gerjesztett állapotainak nívósémája

A koincidencakapcsolatok elemzése, és az átmenetekhez történő multipolaritás-hozzárendelések után a ^{134}Pr atommag egy, a korábbiánál jelentősen bővebb nívósémáját építettük fel. Az atommaghoz rendelt 13 forgási sávból 9 az analízisünk eredményeképp került először azonosításra. A kísérleti adatok lehetővé tették számunkra az alapállapot azonosítását, és a korábbi feltételes spin-paritás hozzárendelések határozott megerősítését is. Az általunk javasolt nívóséma három részben ábrázolva a 4.12., 4.13. és 4.14. ábrákon látható.

A ^{134}Pr kis- és közepes spinű negatív paritású sávjai

5 új negatív paritású sávot azonosítottunk alacsony- és közepes spinű állapotokkal (a 4.12. ábrán 9., 10., 11., 12. és 13. sávként feltüntetve). A 12. sáv egy 332- és egy 614 keV energiájú átmenettel bomlik a korábban a 11 perces életidejű izomerként azonosított állapotba. Mivel ezen sáv sávfeje 68 keV-al alacsonyabban fekszik és ezzel ez a legalacsonyabb energiájú állapot a nívósémában, következik, hogy ezt az állapotot a 17 perces életidejű izomerként azonosítsuk. Így, az összekötő átmenetek meghatározzák a két izomer állapot egymáshoz viszonyított helyzetét, ezzel a 17 perces életidejű nívót alapállapotként, a 11 perces életidejűt pedig 68 keV gerjesztési

energiájú, hosszú életidejű állapotként azonosítva. A 4.14. ábrán látható öt sávot több γ -átmenet is összeköti, melyek több bomlási kaszkádon keresztül is megerősítik ezen állapotok helyzetét.



4.12. ábra. A ^{134}Pr jelen munka során azonosított kis- és közepes spinű negatív paritású sávjai. A nívóséma többi részéből és részére bomló átmenetek az ábra bal oldalán láthatók. Az átmenetek energiái keV-ben vannak feltüntetve, a nyilak vastagsága a relatív intenzitásukat jelöli.

A 12. sáv spin-paritás hozzárendeléseit az ismert 2^- alapállapotba menő γ -átmenetek által meghatározott DCO arányaira, és az intenzitásmérlegből számolt belső konverziós együtthatókra alapoztam. A 12. sáv öt, alacsony energiás átmenetének DCO aránya feszített dipól hozzárendelést tesz indokolttá ezen γ -átmenetekhez. Ahhoz, hogy M1 vagy E1 mivoltukat megállapíthassam, vizsgáltam a relatív intenzitásukat a 404-152 keV és 404-131 keV energiájú kétszeresen kapuzott spektrumpárban. Ezekben a spektrumokban a relatív összes (γ + elektronkonverziós) átmeneti intenzitásnak a 116-, 131-, 152-, 118-, és 164 keV átmenetre azonosnak kell lennie. A 164 keV energiájú átmenetet M1 karakterűnek feltételeztem, és az α_{tot} konverziós együtthatót a 3. fejezetben ismertetett módon származtattam.

Ezt a feltételezést erősíti, hogy a 13. sáv legalacsonyabban fekvő, 389- és 451 keV energiájú átmenetei kvadrupólok. Minthogy ezek a γ -átmenetek az ugyanazon állapotból bomló M1 átmenetekkel összehasonlítható intenzitásúak, így E2 karakterűnek kell lenniük, ebből fakadóan a 164 keV-es átmenet kiinduló és végállapotának ugyanolyan paritásúnak kell lennie. A kísérleti eredményekből számított, valamint az M1 és E1 átmenetnek megfelelő elméleti konverziós együtthatók [64] a 4.1. táblázatban találhatóak. Itt látható, hogy az átmenetek valószínűsíthetően M1 típusúak, kevés E2 keveredéssel, amennyiben a 164 keV-es átmenet M1. A táblázat utolsó oszlopának értékei abból a feltételezésből indulnak ki, hogy a 164 keV átmenet E1. Ekkor a kísérleti értékek az elméleti M1 értékeknél kisebbek, míg az E1 értékeknél lényegesen magasabbak, ami erős M2-kevert E1 átmeneteket jelentene. Azonban, mivel az M2 keveredés miatt várható hosszú élettartam nem volt megfigyelhető ezeknél a nívóknál, ezt a megoldást elvetettük. Így tehát a kapott konverziós együtthatókból levonható következtetés tovább erősíti a 164 keV átmenet M1 voltát. Minthogy a 12. sávban mindegyik dipól átmenet feszített M1, így minden állapothoz negatív paritás rendelhető, valamint az egymást követő állapotok spinje $1 \hbar$ lépésekkel tér el. Növekvő spin rendelhető az állapotokhoz a gerjesztési energia növekedésével, a következő okok miatt:

- A 11 perces élettartamú állapotokra a 12. sáv 5^- és 7^- állapotai feszített dipól átmenetekkel bomlanak. Amennyiben ezek kisebb spinnel rendelkeznének, az izomer állapot $4 \hbar$, vagy annál kisebb spinű lenne. Ebben az esetben azonban az alapállapotba bomlás valószínűsége nagyságrendekkel rövidebb élettartamot indokolna.
- Amennyiben csak a 7^- állapot rendelkezne alacsonyabb, $5 \hbar$ spinnel, és így a 11 perces élettartamú állapothoz $6 \hbar$ lenne rendelhető, akkor több sávösszekötő átmenet „természetellenes” mintázatot követne, ami nagyspinű forgási sávok között nem várt. Például, ha a 12. sáv legnagyobb energiájú állapotának spinje $5 \hbar$ volna, akkor 11. és az 5. sáv összes állapota a 4.12 nívósémán feltüntetett spineknél $2 \hbar$ -al kevesebb

lenne. Ebben az esetben az 5. sáv legalsó nívói csak erős M2 átmenetekkel bomlanának az 1. sávba, nem pedig $\Delta I=0$ E1 átmenetekkel, ami - nem észlelt - hosszabb élettideket eredményezne.

E_γ [keV]	α_{M1}	α_{E1}	$\alpha_{exp}(1)$	$\alpha_{exp}(2)$
115.7	0.88	0.17	0.97(29)	0.57(17)
117.9	0.83	0.16	0.86(26)	0.49(15)
131.3	0.62	0.12	0.81(24)	0.45(14)
152.5	0.40	0.08	0.65(19)	0.33(10)

4.1. táblázat. A 12. sáv dipól átmeneteinek konverziós együtthatói. Az $\alpha_{exp}(1)$ értékek a 164.5 keV M1-nek, míg az $\alpha_{exp}(2)$ értékek E2-nek való feltételezésével számítottam. Az α_{M1} és α_{E1} elméleti modellből számolt értékek.

A korábban közölt [65] első gerjesztett állapot spin-paritásaként 1^- lett meghatározva [65]. Ezen állapot energiájával megegyező gerjesztési energián található a 12. sáv második nívója, a mi kísérleti adataink alapján azonban ehhez a nívóhoz 3^- spin-paritás érték rendelhető. A 11 perces élettidejű izomer állapot spin-paritását a 12. sávból induló 332- és 614 keV energiájú feszített dipól átmenetek erősítik meg, melyek egyedül a $6 \hbar$ érték hozzárendelését engedik meg ehhez az állapothoz. Ez jó egyezést mutat a korábbi feltételes hozzárendeléssel [63].

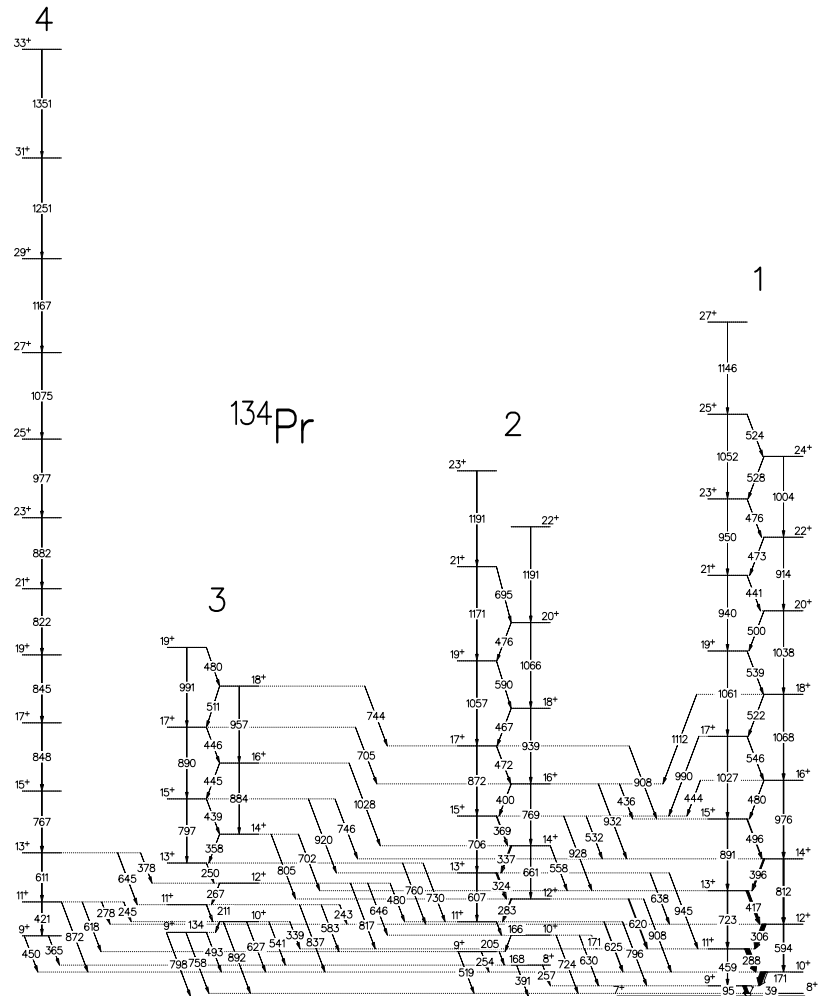
A 4.12. ábrán látható sávok paritás-hozzárendelése azon, az átmeneti valószínűségekre alapozott józan feltevésen alapul, hogy az M1 átmenetekkel versengő (azaz összehasonlítható intenzitású), párhuzamosan bomló kvadrupól átmenetek E2 multipolaritásúak. E feltételezés alapján az összes, 4.12. ábrán feltüntetett sáv negatív paritásúnak bizonyult, mely megerősíti a 11 perces felezési idejű állapot korábbi, feltételes paritás-hozzárendelését [63]. A spinek az általam számolt DCO arányok alapján kerültek hozzárendelésre, annak a feltételezésnek a figyelembe vételével, hogy növekvő gerjesztési energiájú állapotokhoz egy sávon belül növekvő spineket rendelünk.

A 11. és 13. sáv állapotai egymáshoz közeli gerjesztési energiákkal bírnak, és egymásba sok, M1 és E2 átmeneten keresztül bomlanak - ami hasonló belső szerkezetre utal. Ezenfelül a 10. és 9. sáv is szerkezeti hasonlóságot mutat, bár itt kevesebb, és csak M1 összekötő átmenetek figyelhetők meg.

Egy kisebb, három nívóból álló szerkezetet is észleltünk, mely főleg a 10., 11. és 12. sávba bomlik. Ezt a 4.12. ábrán a 10. és 11. sáv között ábrázoltam.

A ^{134}Pr pozitív paritású sávjai

A jelen munkában megfigyelt pozitív paritású sávok a 4.13. ábrán láthatók. Ezek a sávok a már korábban azonosított [63], rövid (4.6 ns) idejű izomer állapotba bomlanak. Ez a nívó feltételesen 7^+ spin-paritásúként volt azonosítva [63], mely a kísérleti adatainkból megerősíthető a következőkben leírt módon. Ez az állapot a 11 perces életidejű 6^- izomer állapotba egy 307 keV-es, a DCO aránya alapján feszített dipól karakterű γ -átmenettel bomlik. Ez a kiinduló állapot számára $7\hbar$ vagy $5\hbar$ spint tesz lehetővé, mindkét esetben mindkét paritást megengedve. A 4.6 ns életidejű állapotba egy korábban ismert [63] 39 keV energiájú, egy 95 keV energiájú M1 és egy 171 keV energiájú átmenetektől álló kaszkád bomlik. A kísérleti adatokból megfigyelhető egy a 39 keV-es átmenettel bomló állapotból, és egy a 4.6 ns állapotból induló γ -átmenet is. Mindkettő a 10. sáv 7^- nívójába bomlik, mely pedig a 6^- állapotot táplálja egy 224 keV energiájú átmeneten keresztül. A 95-, 82-, és 122 keV-es átmenetek relatív intenzitásának a 171 és 224 keV kettős koincidenziakapuban való vizsgálata alapján egyértelmű spin-paritás rendelhető a 4.6 ns életidejű állapothoz, mivel az intenzitásértékek (a belső konverziót is figyelembe véve) függenek az átmenetek multipolaritásától, így a végállapot spin-paritásától. A 4.2. táblázatban látható a 95, 82, és 122 keV energiájú γ -átmenetek relatív intenzitására kapott kísérleti adatok elméleti értékekkel való összehasonlítása, a 4.6 ns-os állapot négy lehetséges spin-paritása esetén. A helyes esetben a 82 és 122 keV energiájú átmenetek intenzitásösszegének egyenlőnek kellene lennie a 95 keV energiájú átmenet



4.13. ábra. A ^{134}Pr pozitív paritású sávjai. Az átmenetek energiái keV-ben vannak feltüntetve, a nyilak vastagsága a relatív intenzitásukat jelöli.

intenzitásával. Látható, hogy a bizonytalanságokat is figyelembe véve ez csak a 7^+ lehetőség esetén teljesül. Így ezt fogadtam el a 4.6 ns állapot spin-paritásaként, mely a korábbi feltételezésekkel jó egyezést mutat [63].

A 4.13. ábrán látható, magasabb energiájú állapotok spinjeinek hozzá-

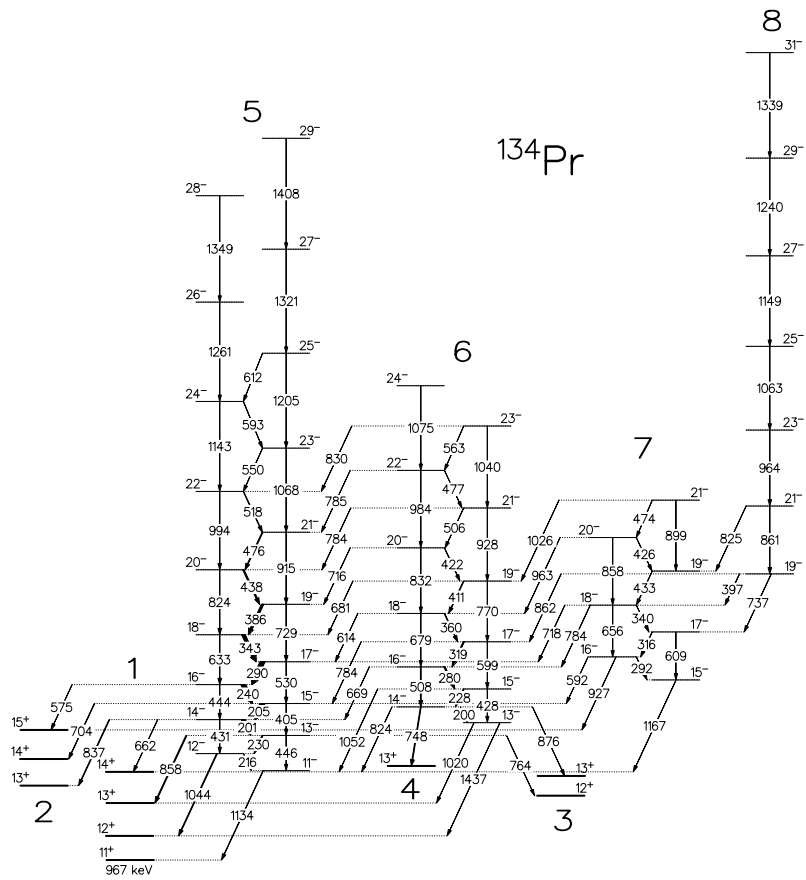
E_γ [keV]	$I_{\gamma\text{exp}}$	$I_{tr}(7^+)$	$I_{tr}(7^-)$	$I_{tr}(5^-)$	$I_{tr}(5^+)$
94.6	13(4)	33(10)	33(10)	33(10)	33(10)
82.4	19(6)	27(9)	62(20)	103(34)	550(180)
121.9	13(4)	15(5)	23(7)	23(7)	15(5)

4.2. táblázat. A γ átmenetek 171 és 224 keV kettős koincidenciakapuból származó intenzitásai, valamint a 4.6 ns állapot négy lehetséges spin-paritása esetére számolt elméleti értékek.

rendelését a belőlük bomló γ -átmenetek DCO arányai alapján végeztem, feltételezve, hogy feszített átmenetek esetén növekvő energiához növekvő spin értékek tartoznak. Ezeket a hozzárendeléseket számos sávok közti átmenet DCO aránya is megerősítette. A sávok paritását a dipól átmenetekkel párhuzamosan bomló, versengő kvadrupól átmenetek határozták meg, melyeket E2 multipolaritásúaknak fogadtam el. Ezzel a 4.13. ábrán látható mind a négy sáv pozitív paritásúként azonosítható. Az 1., 2. és 4. sáv korábban már ismert volt, ám az ezekben intenzív dipól és kvadrupól átmenetekkel bomló 3. sáv jelen munka eredményeként került először azonosításra.

A ^{134}Pr nagyspinű, negatív paritású sávjai

A jelen munka során megfigyelt negatív paritású, nagyspinű sávok a 4.14. ábrán láthatók. Az 5. sáv korábban már azonosításra került [7, 57], míg a többi sáv a munkám során volt először megfigyelhető. Az 5., 6., és 7. sáv a nívóséma pozitív paritású részének alacsony energiájú, valamint a közepes spinű, negatív paritású részébe bomlik. Az összekötő átmeneteknek a kísérletből származtatott DCO aránya egyértelműen meghatározza az 5., 6. és 7. sávokhoz tartozó állapotok spin-paritását, melyeket a sávokon belüli és sávokat összekötő átmenetek DCO értékei megerősítenek. Ezekre alapoztam a 4.14. ábrán látható sávok negatív paritását. Az 5. sáv érdekessége, hogy az 1. sávba kizárólag $\Delta I = 0$ átmenetekkel, és a 2. sávba csak feszített dipól átmenetekkel bomlik. A 6. sáv az 5. sávba több feszített dipól és kvadrupól, míg a 7. sáv a 6. sávba feszített kvadrupól átmenetekkel bomlik.



4.14. ábra. A ^{134}Pr nagyspinű, negatív paritású sávjai. A nívóséma többi részéből és részére bomló átmenetek az ábra bal oldalán láthatók.

4.3.5. Az ^{134}Pr atommaghoz rendelt sávok konfigurációjának meghatározása

A ^{134}Pr sávjainak konfiguráció-meghatározásához figyelembe vettük a kísérleti adatokból származtatott $B(M1)/B(E2)$ arányokat, az alignment értékeket, a sávfejek spin értékét, a szomszédos magok sávjainak egyrészecske-konfigurációit, valamint több elméleti modell (TRS, TAC) alapján végzett számítást is.

Redukált átmeneti valószínűségek arányai

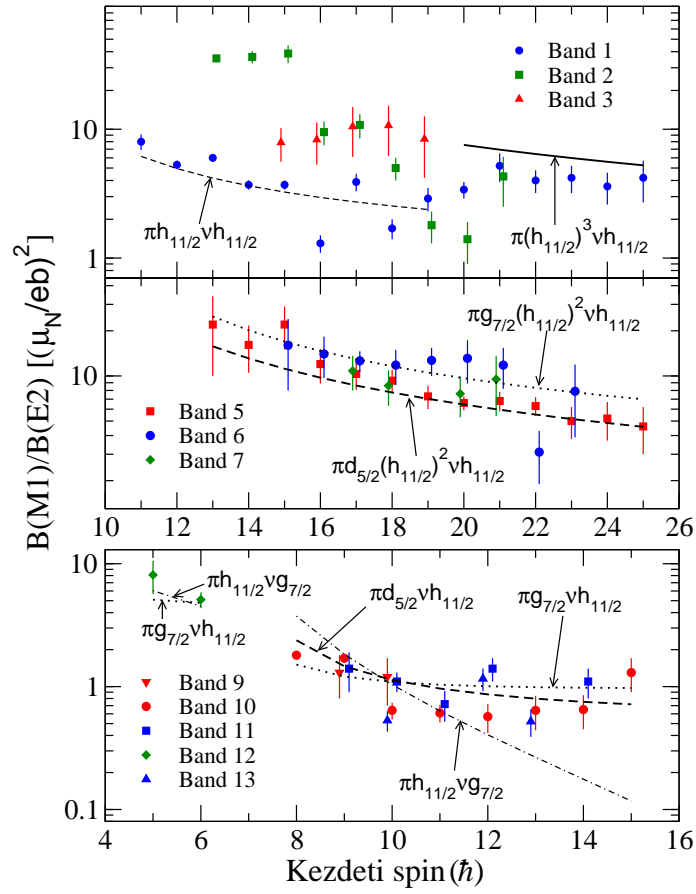
A $B(M1)/B(E2)$ arányok elméleti értékekkel való összehasonlításakor az elméleti értékek számolásához egy, a Dönau és Frauendorf által kidolgozott geometriai modell általánosított változatát használtuk [66–68]. A számítások során a K és az i_x értéket konstansokkal közelítettük (az értékek a 4.3. táblázatban láthatók, a [69, 70]-ből származó g értékekkel együtt). A Q_0 elektromos kvadrupólmomentum és a γ deformációs paraméterek TRS számításokból származnak. A számítások bizonytalansága (nem teljes egyezés a kísérleti adatokkal, TAC figyelembe vétele lehetőségének hiánya) ellenére az eredmények segítséget nyújtottak a konfigurációk meghatározásában, mivel a különböző konfigurációhoz tartozó $B(M1)/B(E2)$ értékek akár nagyságrendekkel is eltérhetnek. Az összehasonlítás eredménye a 4.15. ábrán látható.

Konfiguráció	g -faktor	K -érték	i_x
$\pi h_{11/2}$	1.33	1.5	4.5
$\pi g_{7/2}$	+0.75	2.5	1.5
$\pi d_{5/2}$	1.40	1.5	1.5
$\nu h_{11/2}$	-0.18	4.5	2
$\nu s_{1/2}$	-1.27	0.5	0
$\nu g_{7/2}$	+0.3	3.5	1

4.3. táblázat. Az elméleti $B(M1)/B(E2)$ arányok számításához használt paraméterek.

Alignment és Routhian értékek

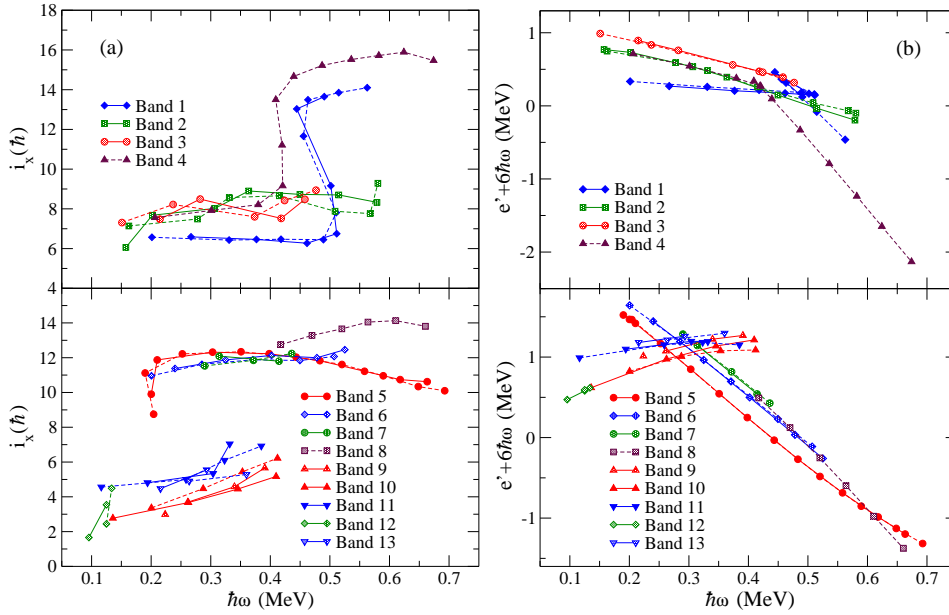
A konfiguráció-hozzárendelések további megerősítése érdekében vizsgáltam a sávok [1]-ben leírt módon definiált kísérleti alignment (i_x) és Routhian (e') értékeit is. Számításaink során egy $J_0=12\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ és $J_1=29\hbar^4\text{MeV}^{-3}$ Harris-paraméterekkel jellemzett $J_{ref}=J_0+\omega^2J_1$ forgási referenciát vontam le, ami megfelel a páros-páros törzs forgásának. Az 1., 2., 3., 5., 6., 7., 9., 10., 11. és 13. sávokra $K = 6$ értéket vettünk, $K = 1$ tartozott a számítások



4.15. ábra. A ^{134}Pr állapotaira kapott $B(M1)/B(E2)$ értékek.

során a kétszeresen lecsatolt 4. és 8. sávhoz, míg a 12. sávhoz $K = 2$ értéket feltételeztünk. Az eredmények a 4.16. ábrán láthatók.

A teljes Routhian és impulzusmomentum értékeket összehasonlítottuk a Woods-Saxon formalizmuson alapuló TRS számításokkal is [71–73]. A negatív paritású két-kvázirészecskes sávokra az eredmények a 4.17. ábrán láthatók, a pályák elnevezését a 4.4. táblázat tartalmazza.



4.16. ábra. A ^{134}Pr atommag sávjainak alignment és Routhian értékei a forgási frekvencia függvényében.

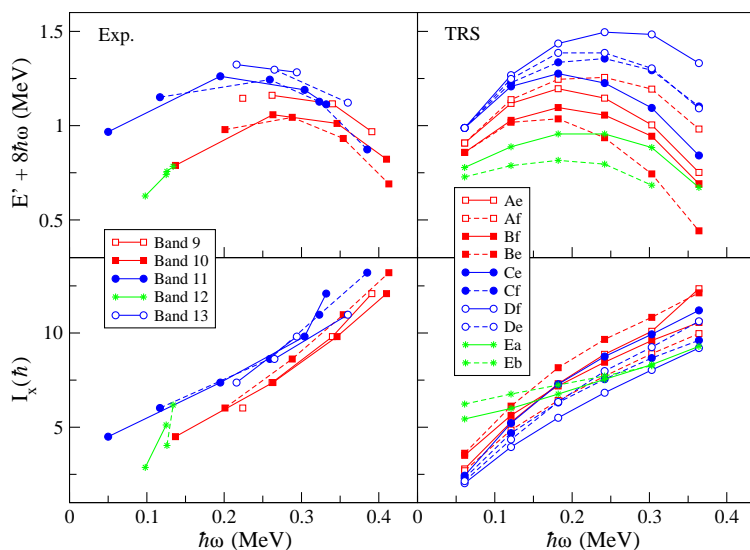
A pozitív paritású sávok konfigurációja

Az 1. és 2. sávok konfigurációja és lehetséges királis jellege már több tanulmány témája is volt [5, 14, 51–56]. Ezek eredményei alapján mindkét sávot $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ konfigurációjuként azonosították. Adataink megerősítik a sávok állapotainak korábbi spin hozzárendeléseit, a korábbi feltételezésekkel ellentétes információt nem nyertünk ezen sávokra. Így elfogadjuk a korábbi hozzárendeléseket.

A 4. sávhoz a $\pi h_{11/2}\nu(f_{7/2}, h_{9/2})$ konfigurációt rendelték korábban [56, 58, 59]. Ebben a tartományban az $f_{7/2}$ és $h_{9/2}$ neutron pályák erősen kevertek. Keveredés nélkül az előbbi egy kétszeresen lecsatolt, páratlan spinű állapotokkal rendelkező sávra, míg utóbbi páros spinű állapotokkal rendelkező sávra vezetne. Adataink szerint a sáv állapotainak spinje páratlan, így

p			n		
$(\pi, \alpha)_n$	jelölés	pálya	$(\pi, \alpha)_n$	jelölés	pálya
$(+, +1/2)_1$	A	$d_{5/2}, g_{7/2}$	$(+, +1/2)_1$	a	$g_{7/2}$
$(+, -1/2)_1$	B	$d_{5/2}, g_{7/2}$	$(+, -1/2)_1$	b	$g_{7/2}$
$(+, +1/2)_2$	C	$d_{5/2}, g_{7/2}$	$(-, -1/2)_1$	e	$h_{11/2}$
$(+, -1/2)_2$	D	$d_{5/2}, g_{7/2}$	$(-, +1/2)_1$	f	$h_{11/2}$
$(-, -1/2)_1$	E	$h_{11/2}$			
$(-, +1/2)_1$	F	$h_{11/2}$			
$(-, -1/2)_2$	G	$h_{11/2}$			

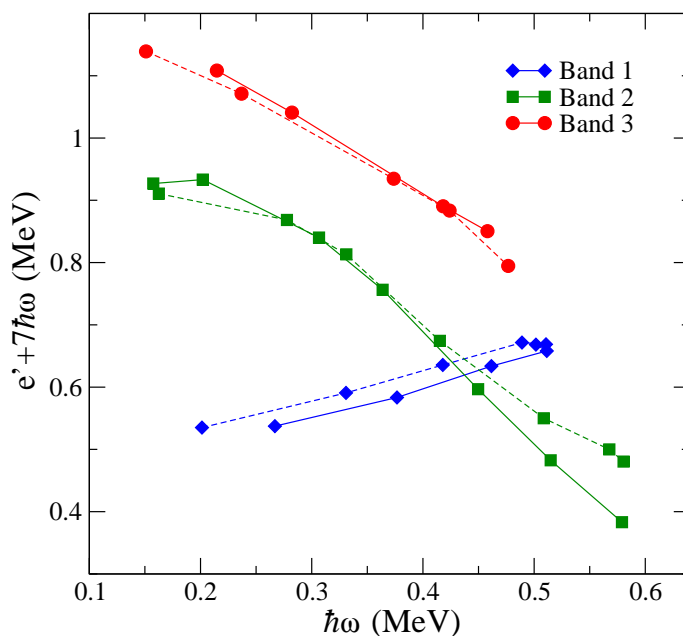
4.4. táblázat. A kváziproton (p) és kvázineutron (n) állapotokra használt jelölések; n az n-edik állapotot jelöli az adott (π, α) kvantumszámú állapotok közül.



4.17. ábra. A ^{134}Pr negatív paritású sávjaihoz tartozó kísérleti Routhian és impulzusmomentum értékek (bal oldal) TRS számításokkal (jobb oldal) való összevetése.

a sáv konfigurációjának fő komponenseként a proton $h_{11/2}$ és neutron $f_{7/2}$ pályákat fogadjuk el. Ezt a hozzárendelést erősíti a sávfej spinjének várt $9\hbar$ -al egyezőnek mért érték.

A 3. sávot jelen munka során sikerült először azonosítani. Ez a $\Delta I = 1$ sáv pozitív paritású, és számos M1 és E2 átmenettel bomlik az 1. és 2. sávba. A sávra vonatkozó alignment érték $\sim 8\hbar$, ami egy két-kvázirészecskes konfigurációnak felel meg. Ezen jellemzők a 3. sávra $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$, azaz az 1. és 2. sávval megegyező konfigurációt mutatnak. A sávra vonatkozó $B(M1)/B(E2)$ értékek két-háromszorosai az 1. sáv megfelelő értékeinek, azonban közel vannak a 2. sáv $17\hbar$ spin környéki értékeihez. Ez a hasonlóság felveti a két sáv királis partner jellegét.



4.18. ábra. A ^{134}Pr három pozitív paritású $\Delta I=0$ sávjának szignatúrafelhasadása.

Mivel királis geometria esetén kis szignatúrafelhasadás várható, így a királis feltevés alátámasztása érdekében ilyen megközelítésből is érdemes vizs-

gálni a három $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ sávot. A 4.18. ábrán a sávok Routhian értékei láthatók. Az 1. sáv egy állandó, ~ 30 keV-es felhasadást mutat a teljes ábrázolt frekvenciatartományban. A másik két sáv esetében ez sokkal kisebb, 10 keV alatti a $\hbar\omega=0.3-0.4$ MeV frekvenciatartományban. Ez azt sejteti, hogy amennyiben királis párokat keresünk ebben a sávhármasban, a 2.-3. sávpárt érdemes vizsgálnunk, nem pedig az 1. és 3. sávokat. Ezt a feltételezést erősíti a 2.-3. sávra hasonló, ám az 1. esetében jelentősen eltérő alignment érték. Ezeken felül az 1. sáv szignatúrafelhasadása felcserélt. A felcserélődés ezen tömegszám $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ sávjai esetében tipikusnak mondható [74], de mivel az oka jelenleg részleteiben nem ismert, így ezen jelenség alapján nem tudunk az atommag alakjára következtetéseket levonni.

A negatív paritású két-kvázirészecskes sávok konfigurációja

A 9., 10., 11., 12. és 13. sávokat jelen analízis során sikerült először azonosítani. A 4.16. ábrán is látható kis alignment értékük arra utal, hogy két-kvázirészecskes konfigurációjuként azonosíthatóak. Mindegyikük negatív paritású $\Delta I = 1$ sáv, így a $\pi[541]3/2\nu([400]1/2$ vagy $[404]7/2)$, vagy a $\pi([413]5/2$ vagy $[411]3/2)\nu[514]9/2$ konfigurációhoz tartozhatnak.

A negatív paritású négy-kvázirészecskes sávok konfigurációja

Az 5., 6. és 7. $\Delta I = 1$ sávokat számos γ -átmenet köti össze, ami alapján hasonló konfigurációjúnak sejtethetjük őket. Ezek a sávok $\hbar\omega = 0.3$ MeV-nél keresztezik a 9., 10., 11. és 13. sávokat, kb. $8\hbar$ alignment többlettel. Ezek az értékek közelítenek a CSM számítások által az első $h_{11/2}$ proton-párnak jóslott alignment értékekhez. Emellett a sávokra vonatkozó $B(M1)/B(E2)$ értékeket a modellszámításokból csak akkor tudjuk visszakapni, ha a sávokat vagy $\pi d_{5/2}(h_{11/2})^2\nu h_{11/2}$ vagy $\pi g_{7/2}(h_{11/2})^2\nu h_{11/2}$ konfigurációjúnak vesszük. Így ezt tekintjük a sávok konfigurációjának, habár adataink alapján nem tudjuk meghatározni, hogy mely konfiguráció mely sávhoz tartozik. Az 5. sáv esetében mindenesetre ez a feltételezés jó egyezést mutat a korábbi hozzárendeléssel [7].

A 8. sáv egy kétszeresen lecsatolt negatív paritású sáv, mely típusból egyet (feltételes negatív paritással) már korábban azonosítottak ebben az atommagban [58, 59], és a $\pi h_{11/2}\nu i_{13/2}$ konfigurációt rendelték hozzá. Mi is észleltünk ezt, a 8. sávnál másfélszer nagyobb intenzitású átmenetekkel rendelkező sávot, azonban a nívóséma többi részével a sávot összekötő átmenetet nem tudtunk azonosítani. Ez utóbbi sávhoz tartozó nívókhöz feltételesen páros spin értékeket rendeltek, ami jó egyezést mutat azzal, hogy a $[660]1/2(i_{13/2})$ neutron pálya $\alpha=+1/2$ ága, míg a $[541]3/2(h_{11/2})$ proton pálya $\alpha=-1/2$ ága van betöltve. A 8. sáv állapotai páratlan spinűek. Így ez a sáv megfelelhet a $\pi h_{11/2}\nu i_{13/2}$ konfigurációnak, akár az $\alpha=+1/2$ akár a $\alpha=-1/2$ ágként, mindkét pályán. A szignatúrafelhasadás kisebbnek várt a protonpályán, így a 8. sáv valószínűsíthetően a fenti konfigurációhoz tartozik, $\alpha=+1/2$ értékkel mindkét pályán.

4.3.6. A ^{134}Pr atommagra nyert eredmények

A ^{134}Pr atommag vizsgálata során a korábban ismert nívósémát jelentősen kibővítettük. Egyértelműen meghatároztuk a korábban feltételes spinparitásokat, valamint 9 új forgási sávot azonosítottunk. Az újonnan felfedezett sávok közül az egyik királis partnersávja lehet a $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ konfigurációhoz tartozó yrare (azaz az adott spinhez tartozó második legalacsonyabb energiájú) sávnak. Ötöt közülük két-kvázirészecskés, negatív paritású sávként azonosítottunk. A korábban ismert izomer állapotok helyzetét meghatároztuk, így ezen atommag alapállapota is azonosításra került. Meghatároztuk a vizsgált sávok konfigurációját. Az a tény, hogy új királis jelölt sávpárt találtunk, feloldhatja az ellentmondást miszerint az elmélet királis viselkedést vár ebben az atommagban, de az életidő-mérések eredményei cáfolják a korábbi jelölt sávpár királis jellegét. Eredményeink alapján a ^{134}Pr azonban mégis lehet királis atommag.

A ^{134}Pr atommag vizsgálata során végzett munkám

A ^{134}Pr atommag analízisének jelentős részem volt gerjesztett állapotok nívósémájának felépítésében. Szöghorreláció-analízis segítségével meghatároztam az átmenetek nagy részének multipolaritását. Részt vettem a sávok kísérleti adatokból származtatható jellemzőinek elméleti modellszámításokból kapott értékekkel való összevetésében, valamint a sávok konfigurációjának meghatározásában.

A fejezethez kapcsolódó publikációk:

- J. Timár, K. Starosta, **I. Kuti**, D. Sohler, D. B. Fossan, T. Koike, E. S. Paul, A. J. Boston, H. J. Chantler, M. Descovich, R. M. Clark, M. Cromaz, P. Fallon, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, C. J. Chiara, R. Wadsworth, A. A. Hecht, D. Almeded, and S. Frauendorf
Medium- and high-spin band structure of the chiral-candidate nucleus ^{134}Pr ,
Physical Review C **84**, 044302 (2011).

-
- J. Timár , **I. Kuti** *et al.*
Some recent experimental results related to nuclear chirality
Journal of Physics: Conference Series (2014)
 - **I. Kuti** *et al.*
Kiralitás vizsgálata a 130-as magtartományban: ^{134}Pr és ^{132}La ,
Magyar Fizikus Vándorgyűlés, Debrecen (2013)
 - **I. Kuti** *et al.*
Spin determination in ^{132}La and ^{134}Pr nuclei using DCO method,
Acta Physica Debrecina **XLIV**, p.59 (2010)

4.4. A ^{132}La atommag forgási sávjainak vizsgálata

Célkitűzés

A ^{132}La atommagban egy királisnak gondolt $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációjú sávról kimutatták, hogy a tapasztalható jelenségek nem magyarázhatók a kiralitással, mivel a hasonlóan várt $B(E2)$ értékek a jelölt sávok közt nagyságrendnyi eltérést mutattak. Egy új jelölt sáv esetében azonban többek közt ezen értékek hasonlósága is arra mutatott, hogy királis partnersávja lehet az yrast sávnak; azonban sávot észlelő kutatóknak a sáv állapotaihoz nem sikerült egyértelmű spin-paritás hozzárendelést tenniük [15]. Ezek a kísérleti eredmények arra ösztönöztek, hogy a ^{132}La atommag új jelölt sávjához megpróbálják egyértelmű konfiguráció-hozzárendelést adni, mely alapján egyértelmű kijelentést tehetnek a sáv királis mivoltára vonatkozóan. Ezen felül ^{132}La gerjesztett állapotstruktúrájának részletes megismeréséhez minél több, ezen maghoz rendelhető γ -átmenet azonosítására és azok multipolaritásának meghatározására volt szükség, hogy először is egyértelmű spin-paritást tudjak rendelni az új királis jelölt sáv gerjesztett állapotaihoz.

4.4.1. A ^{132}La atommagra vonatkozó irodalom áttekintése

A ^{132}La atommag gerjesztett állapotaira vonatkozó első kísérleti eredményeket a ^{132}Ce atommag béta bomlásából nyerték [75, 76]. Az alapállapot spin-paritás értékét $J^\pi=2^-$ -nak határozták meg és azonosítottak egy $J^\pi=6^-$ spin-paritású $T_{1/2}=24.3$ perces felezési idejű metastabil állapotot 188 keV gerjesztési energián.

A ^{132}La atommag forgási sávjait először Oliveira és mtsai [77] tanulmányozták in-beam gamma-spektroszkópiai módszerekkel. A nagyspinű állapotokat a $^{124}\text{Te}(^{11}\text{Be}, 3n)$, $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)$ és a $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)$ fúziós-párolgási reakcióban állították elő 45 illetve 55 MeV bombázó energiát alkalmazva. A kilépő gamma-sugárzásokat 2 nagy tisztaságú Ge detektorral észlelték, így a gamma-sugárzások koincidenziakapcsolatait és szögeloszlásait is meg tudták határozni. Két, a hosszú életidejű izomer állapotra épülő dipól forgási sávot

találtak. A (14^+) spin értékig felépített pozitív paritású sávot a $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációhoz és háromtengelyűen deformált magalakhoz rendelték, míg a (10^-) spin értékig észlelt negatív paritású sávot a $\pi g_{7/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációval és kissé nyújtott alakkal jellemezték.

Starosta és mtsai vizsgálták kísérletileg először királis partner sávok létezését a ^{132}La atommagban [52]. A forgási sávokat alkotó állapotokat a $^{123}\text{Sb}(^{13}\text{C},4n)$ reakcióban állították elő 64 MeV nyalábenergiánál. A gamma-detektor-rendszer 6 Compton-elnyomott Ge detektorból állt egy 14 elemű BGO multiplicitás filterrel kiegészítve, amely a nagy multiplicitású eseményeket válogatta ki. A koincidienciában észlelt gamma-kaszkádot mátrixokba rendezve építették fel a ^{132}La atommag gerjesztett állapotait tartalmazó nívósémát. A gamma-sugárzások multipolaritását szögkorrelációs analízissel állapították meg, majd ezeket az információkat felhasználva adták meg a gerjesztett állapotok spin-paritás értékeit. Az adatanalízis alapján az yrast $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációjú sávot (20^+) spin értékig bővítették ki. Ezen kívül találtak egy másik pozitív paritású sávot, ami számos gamma-sugárzással bomlott az yrast sávba. Az összekötő γ -átmenetek erős M1/E2 keveredéséből arra következtettek, hogy a partnersáv ugyanarra a $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációhoz tartozó páros paritású állapotra épül, mint az yrast sáv. Ezek alapján annak királis partner sávjaként azonosították. Az elmélettel való jobb egyezés miatt a szerzők javasolták, hogy az yrast sáv sávfej állapotának spin értékét $1\hbar$ egységgel $J^\pi=8^+$ értékre növeljék.

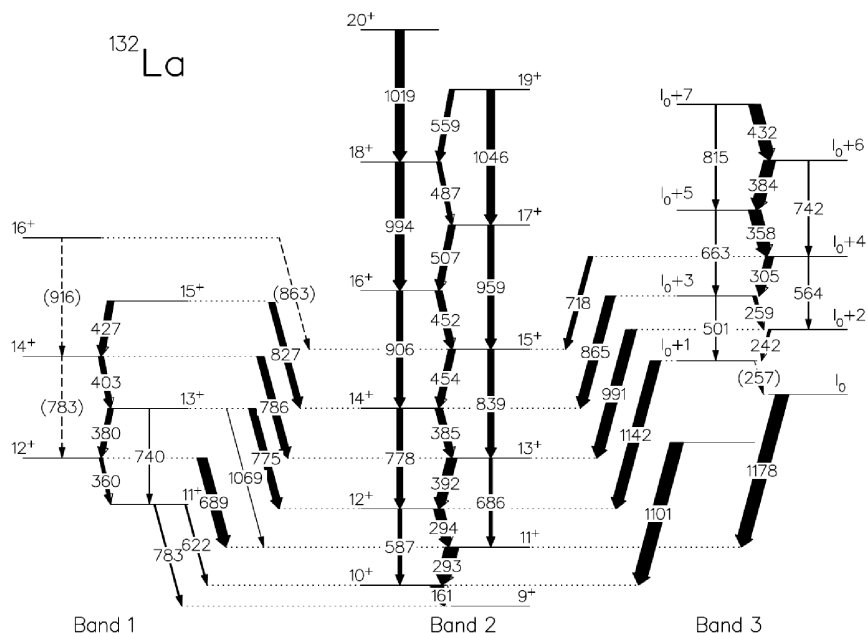
A kapott kísérleti eredményeket elméletileg a fenomenologikus törzsrészecske-lyuk csatolási (Core Particle Hole Coupling) modellel értelmezték. A kísérleti eredményeknek a modellszámításokkal való összevetéséből arra a következtetésre jutottak, hogy a tapasztalt közel degenerált sávszerkezet nem magyarázható a valencia-nukleonoknak a gamma-sávhoz való csatolásával, hanem a kiralitás feltételezésével értelmezhető csak. Azonban, míg az yrast sáv energiaszintjei és elágazási arányai jó egyezésben voltak az elméleti eredményekkel, az újonnan talált partnersávra ezek a számítások kevésbé jól reprodukálták a kísérleti adatokat.

Az yrast $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ sávnak az izomer állapotba való bomlását vizsgálták Timár és munkatársai [78] a $^{100}\text{Mo}+^{36}\text{S}$ reakciót alkalmazva 160 MeV bombázó energián. A kísérlet során az EUROBALL IV detektorrendszert használták. Az észlelt gamma-sugárzásokat 3-dimenziós E_γ - E_γ - E_γ kockába rendezve határozták meg azok koincidenziarelációit. A pontos multipolaritás azonosítást szögkorreláció és lineáris polarizáció analízissel végezték el. Egy 38 keV-es kisenergiás gamma-átmenet betoldásával a nívósémába kibővítették a $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ yrast sáv alsó részét és több összekötő gamma-sugárzás azonosításával egyértelművé tették az izomer állapotba bomló alacsony energiás állapotok spin-paritás hozzárendelését.

Kumar és szerzőtársai [79] a ^{132}La közepes- és nagyspinű gerjesztett állapotait állították elő $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N},4n)$ reakcióban 60 MeV nyalábenergián. A kilépő gamma-sugárzás méréséhez 8 darab Compton-elnyomott nagy tisztaságú germánium detektort használtak. A koincidenzia és szögkorrelációs adatok elemzése alapján 3 forgási sávot találtak, a legerősebben populáltat a már jól ismert, pozitív paritású yrast sávval azonosították. Nagyon gyengén bár, de ők is észlelték a királis partner sáv néhány, sávon belüli M1 átmenetét. A korábban már azonosított negatív paritású sávot tovább építették (15^-) spin értékig. Ezen kívül találtak még egy valószínűleg negatív paritású sávot, amit a ^{130}Ba páros-páros törzshöz viszonyítva kétszeresen lecsatolt sávként értelmeztek.

A varsói nehézion ciklotronnál a ^{132}La atommag szerkezetének vizsgálatára a $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N},4n)$ reakciót alkalmazták 70 MeV nyalábenergiánál [15, 80]. A gamma-gamma koincidenziakapcsolatokat az OSIRIS-II multidetektor-tömbbel mérték, ami 10 darab Compton-árnyékolt Ge spektrométert tartalmazott. A mérés célja az volt, hogy egyértelműen bizonyítani lehessen az yrast sávhoz rendelt partner sáv királis jellegét. Ennek érdekében meghatározták a pozitív paritású sávokat alkotó gerjesztett állapotok életidejét a Doppler-eltolódás változási módszerrel, valamint az adott állapotokból bomló γ -sugárzások elágazási arányát. A mért életidőkből a sávon belüli gamma-sugárzások B(E2) és B(M1) redukált átmeneti valószínűségeit származtat-

ták, feltételezve, hogy a sávon belüli I→I-1 átmenetek tiszta M1 átmenetek. Ezeknek az átmeneti valószínűségeknek nagyon hasonló értékeket kell adniuk a királis sávpároknál az azonos konfigurációk miatt. A γ - γ coincencia- adatok alapján a már ismert pozitív paritású sávokon túl (yrast és annak a partnersávja, a 4.19. ábrán Band 2 és Band 1-ként jelölve) egy harmadik sávot (ugyanazon ábrán 3. sáv) is azonosítottak, ami az yrast sávhoz viszonylag erős sávok közti átmenetekkel kapcsolódott. A spinek és paritások meghatározását ebben az új sávban nem tudták egyértelműen elvégezni. Az általuk közölt nívósémát és a szemléletett relatív átmeneti intenzitásokat az 4.19. ábra mutatja.



4.19. ábra. A ^{132}La Srebrny és Grodner által javasolt nívósémája.

A szerzők eredetileg az yrast (1.) és a 2. sávot tételezték fel királis sávpárnak. Ám ezekben a sávokban a méréseik alapján a belső B(E2) redukált átmeneti valószínűségek erősen különböztek (10-30-szor nagyobbak voltak),

míg az M1 átmeneti valószínűségek viszonylag hasonlóan adódtak (csak néhányszor voltak nagyobbak). Ezzel ellentétben, az yrast (2. sáv) és az általuk újonnan észlelt 3. sávban az B(E2) redukált átmeneti valószínűségek jó egyezést mutattak. Ebben a mérésben vizsgálták a ^{128}Cs atommag királisnak feltételezett partnersávjaiban is az átmeneti valószínűségeket, amelyek sokkal közelebb estek egymáshoz, mint a ^{132}La esetében.

4.4.2. Kísérleti leírás

A ^{132}La gerjesztett állapotainak vizsgálatára szolgáló adatok több, nemzetközi együttműködésben végzett kísérletből származnak.

Az egyik ilyen kísérlet az EUROBALL detektorrendszerrel zajlott, melyben 15 cluster és 24 darab clover kompozit detektor üzemelt. A kísérletben a ^{132}La gerjesztett állapotai előállításához a $^{100}\text{Mo}(^{36}\text{S},\text{p}3\text{n})$ fúzió-párologási reakciót használtuk. A nyalábot a Strasbourgi IReS kutatóintézet Vivitron tandemgyorsítója szolgáltatta 160 MeV energián, ~ 30 enA intenzitással. A kalibrációhoz ^{133}Ba és ^{152}Eu forrásokat használtunk.

A másik kísérlet, melyből a ^{132}La atommagra vonatkozó adatok származtak, a Gammasphere detektorgömb segítségével került kivitelezésre. Jelen kísérleti elrendezésben a Gammasphere 99 darab HPGe detektorból állt. Ebben a kísérletben ^{132}La gerjesztett állapotai a $^{116}\text{Cd}(^{23}\text{Na},\alpha 3\text{n})$ reakcióban álltak elő.

4.4.3. Kísérleti adatok kiértékelése

A γ - γ koincidenciaadatok kiértékelése során az első kísérletből származó, közelítőleg $1.5 \cdot 10^9$ négy- és többszörös koincidenciaesemény került feldolgozásra. A feldolgozás során a ^{132}La atommaghoz rendelt átmenetek a melléklet M.2. táblázatában láthatóak. Az energia- és hatásfok-kalibráció miatti szisztematikus hibák ~ 0.2 keV és $\sim 5\%$. A táblázatban szereplő 107 γ -átmenet közel negyede a jelen fejezet alapját képező kiértékelés során került először kimutatásra.

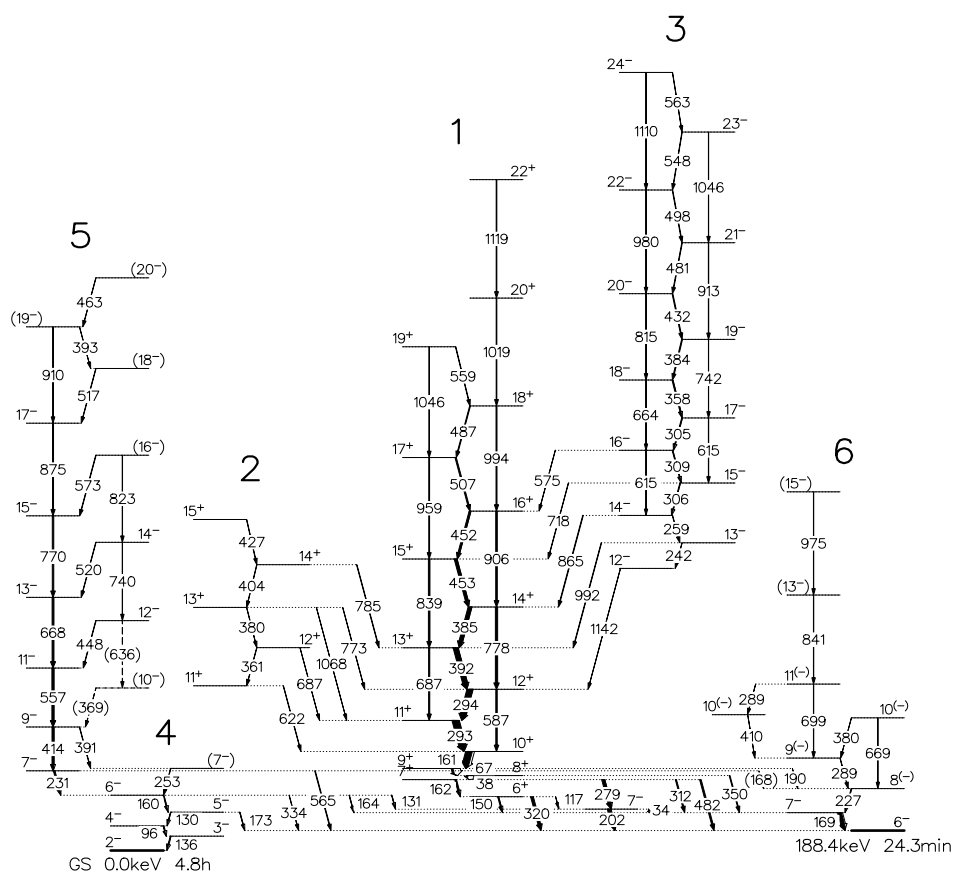
A Gammasphere-nél végzett kísérlet adatainak feldolgozása során a szögkorreláció-analízis 3. fejezetben ismertetett módszerét használtam. A ^{132}La maghoz rendelt átmenetek több, mint feléhez sikerült DCO arányt meghatároznom. Az értékek a melléklet M.2. táblázatában vannak feltüntetve.

Az átmenetek multipolaritásának meghatározását a kapott DCO arányokon kívül az átmenetek lineáris polarizációjára és az alacsony energiájú átmenetek belső konverziós együtthatójának mérésére alapoztuk. A meghatározott multipolaritások a melléklet M.2. táblázatában találhatóak.

4.4.4. A ^{132}La nívósémája

A $\gamma\gamma\gamma$ -koincidenziakapcsolatok elemzése után, az átmenetek tulajdonságainak figyelembevételével elkészítettem a ^{132}La korábbi eredményekhez képest jelentősen kibővített nívósémáját, mely a 4.20. ábrán látható. A nívóséma 6 sávot, 63 állapotot, és 107 γ -átmenetet tartalmaz, melyből 22 a munkám eredményeképp először lett hozzárendelve a ^{132}La atommaghoz. A gerjesztett állapotok spin-paritás hozzárendeléseit az alacsony energiájú állapotok korábban is ismert spin-paritás értékeit figyelembe véve határoztam meg. A javasolt értékeket a nívókat összekötő gamma-átmenetek munkám során meghatározott belső konverziós együtthatói, lineáris polarizációi, és DCO arányai a korábban részletezett módon indokolták. Határozott paritást akkor rendeltem egy nívóhoz, ha E1-, M1-, vagy kvadrupólként beazonosítható átmenettel csatlakozott egy, már korábban ismert paritású állapothoz. Figyelembe vettem a spin-paritás meghatározásakor azt is, hogy a kísérletben használt nehéz-ion fúziós-párolgási reakcióban az yrast és yrast-közeli állapotok gerjesztődnek a legnagyobb valószínűséggel. Így, ha több lehetséges érték közül választhattam, az összekötő átmenet tulajdonságai által megengedhető legnagyobb spin értéket rendeltem az állapothoz.

A korábban közölt nívósémán több változtatást végeztem. A korábban ismert 3. sáv 306 keV (305 keV-nek jelölve a [15]. hivatkozásban) energiájú γ -átmenettel bomló állapota fölé egy új átmenet került beillesztésre. Ugyanehhez a sávhoz 4, magasabb energiájú gerjesztett állapotot sikerült



4.20. ábra. A ^{132}La jelen munka során azonosított nívósémája. Az átmenetek energiái keV-ben vannak feltüntetve, a nyilak vastagsága a relatív intenzitásokat jelöli.

hozzárendelni. A 3. sávot az yrast sávval (a nívósémán 1. sáv) összekötőként azonosítottam egy 575 keV energiájú átmenetet is. Az yrast sáv egy új állapotát azonosítottam, mely egy 1119 keV energiájú átmenettel bomlik a korábban ismert 20^+ állapotba. Korábban az 5. sávnak csak az energetikailag kedvező szignatúrájú ága, és pár, abba bomló állapot volt ismert [79]. Munkám eredményeképp a sáv korábbi legmagasabb, 17^- spinű állapotnál nagyobb energiájú 3 új állapotot sikerült a sávhoz hozzárendelni. Egyúttal

az ebbe bomló állapotokat összekötő átmeneteket is észleltem, amellyekkel kialakult kaszkádot a sáv energetikailag kedvezőtlen szignatúrájú ágaként azonosítottuk. Valószínűsíthetően a szimmetrikusabb reakciónak köszönhetően a 2. sáv és a 3. sáv alacsonyabb energiájú része kevésbé volt észlelhető, mint a korábbi munkákban. Emiatt a korábban már azonosított átmenetek közül nem tudtam megerősíteni az 501-, 564-, 827-, 863-, 1101-, és 1178 keV energiájú átmeneteket [15], valamint a 740-, 783-, 827-, 830-, 862-, 916 keV energiájú átmeneteket [52], és a 455 keV átmenet [77] létezését sem.

A ^{132}La alapállapota 4.8 h életidejű, és 2^- spin-paritású [81]. Ebbe az alapállapotba bomlik egy 5 γ -átmenetből álló kaszkád, melynek tagjait korábban dipólként azonosították [79], illetve határozott M1 jelleget rendeltek a 136 keV-es átmenethez [76]. A kapott eredményeim megerősítik ezen átmenetek elhelyezkedését, illetve az elektromágneses jellegüket. A 4. sáv 96-, 130-, és 160 keV energiájú átmenetét ezeken túl a belső konverziós együtthatójuk intenzitásmérlegből történő meghatározásával sikerült M1 multipolaritásúként azonosítani.

Egy 188 keV energiájú, 24.3 perc felezési idejű izomer állapot is ismert volt, melyhez a korábbi tanulmányokban a 6^- spin-paritást rendeltek [75, 81]. A spin-paritás értékekkel a munkám során nyert eredmények egyezésben voltak. A 6. sáv második állapota az izomer állapotba egy M1 multipolaritású 169 keV energiájú átmenettel bomlik [81]. Az általam meghatározott 0.65(25) DCO arány, valamint a -0.50(30) lineáris polarizációs érték megerősíti ezt a jelleget. Így a második gerjesztett állapot spin-paritása 5^- vagy 7^- lehet. Mivel forgási sávokban a növekvő energiájú állapotokhoz spinbeli növekvés tartozik, így az állapot spinjeként a $7\hbar$ értéket fogadtuk el.

Az 1. sáv alapállapota egy 320 keV $\Delta I=0$ E1 átmenettel bomlik a 6^- izomer állapotba. Az általam meghatározott DCO arány, és lineáris polarizációs érték jó egyezést mutat ezzel a hozzárendeléssel, ezáltal megerősíthetem ennek az állapotnak a 6^+ spin-paritását. A 1. sáv második állapota az első 7^- állapotba bomlik egy 312 keV $\Delta I=0$ E1 gamma-átmenettel. Ennél fogva egy 7^+ spin-paritást rendeltem ehhez az állapothoz. A 162 keV

energiájú feszített átmenet, mely a 6^+ állapotra és a 482 keV-es feszített E1 átmenet, mely a 6^- állapotra bomlik, megerősíti ezt a hozzárendelést. A 7^+ állapot egy 279 keV-es átmenettel is bomlik egy olyan szintre, ami nem tartozik azonosított sávhoz. Megerősítettük, hogy ez az átmenet $\Delta I=0$ E1 jelleggel rendelkezik, így egy 7^- spin-paritás rendelhető ehhez a szinthez. Ez jó egyezést mutat az izomer állapotba bomló 202 keV energiájú átmenet M1 multipolaritásával. Az 1. sáv harmadik legalacsonyabb energiájú állapota 350 keV energiájú feszített E1 átmenettel bomlik az első 7^- állapotba. Ez 8^+ vagy 6^+ spin-paritást enged meg a kiinduló állapot számára. Minthogy ez az állapot egy, az 1. sávhoz rendelt 7^+ -os állapotba is bomlik, így a sáv nagyobb energiájú tagjaként, 8^+ spin-paritásúként azonosítottam. A DCO arányok és belső konverziós együttható értékek alapján az energiában következő két nívóból bomló 67- illetve 161 keV energiájú γ -átmenet is feszített M1 multipolaritással bír. Így ezek kiinduló állapotait 9^+ és 10^+ spin-paritásúnak fogadhatjuk el. Ezen sáv magasabban fekvő szintjei feszített E2 valamint feszített M1 átmenetekkel bomlanak egymásba, ezzel az állapotok spinjei és paritásai a 4.20. ábra szerintinek adódnak. A feszített E2 és M1 multipolaritás-hozzárendeléseket számos, a M.2. táblázatban feltüntetett DCO arány és lineáris polarizáció érték is megerősítette.

A korábbi királis jelölt sáv (a 4.20. ábrán 2. sáv) több állapota is bomlik az yrast sávba (ugyanezen ábrán az 1. sáv). Adataink megerősítik a 2. sáv korábban ismert szerkezetét, de nem tudtam újabb átmenetekkel illetve állapotokkal bővíteni. Így elfogadtam a [15] hivatkozásban közölt sáv szerkezetet.

A 3. sáv öt átmenettel bomlik az yrast sáv 12^+ és 16^+ közti öt állapotába. A DCO arányok számításából és a kapott lineáris polarizációs értékekből az 575 keV és a 865 keV energiájú átmenet egyaránt $\Delta E=0$ E1 átmenetnek adódott. Ezen eredmények alapján egyértelműen 14^- és 16^- spin-paritást tudtam rendelni a 3. sáv harmadik és ötödik nívójához. Ennek a sávnak a második nívója a 14^- állapothoz egy 259 keV M1 gamma átmenettel kapcsolódik, és a sáv ismert legalacsonyabb szintjébe egy 242 keV energiájú

átmenettel bomlik, ezért 12^- és 13^- spin-paritást rendeltünk a 3. sáv első és második állapotához. Ezen sáv magasabb energiájú állapotai a feszített M1 átmenetek mellett feszített E2 sávközi átmenetekkel bomlanak egymásba. Ebből következően a spin-paritásaik a 4.20. ábrán látható módon adódnak. Ez a sáv korábban az általunk 20^- -ként azonosított állapotáig volt ismert [15]; munkám eredményeképp a sávot 24^- állapotáig sikerült azonosítani.

Az 5. sáv sávfeje 231 keV feszített M1 átmenettel bomlik a 4. sáv 6^- állapotába. Ez 7^- vagy 5^- spin-paritás hozzárendelését engedi ehhez a nivóhoz. A 4. sáv 4^- és 3^- állapotára vezető átmenetek hiányában, és a 6. sáv alacsonyan fekvő állapotaira menő átmenetek jellegét figyelembe véve a sávfejet 7^- állapotként azonosítottam. Ez a hozzárendelés jó egyezésben van a korábbi feltételezéssel [79], és egyértelműen meghatározza ezen sáv negatív paritását. A sáv határozott spin hozzárendelése $17\hbar$ értékig a sávon belüli átmenetek E2 vagy kvadrupól jellegén alapulnak. A 448 keV átmenet M1, és a 520 keV átmenet feszített dipól jellege 12^- és 14^- spin-paritást ad az energetikailag kedvezőtlen szignatúrájú ág második illetve harmadik állapotára.

4.4.5. Az észlelt sávok konfigurációjának meghatározása

A ^{132}La atommag vizsgálatának - a mag szerkezetének teljesebb feltérképezése melletti - célja a Grodner és mtsai által megfigyelt (jelen munkában 3. sávként jelölt) sáv [82] konfigurációjának meghatározása volt. A kísérleti adatainkból sikerült ezt a sávot jelentősen bővítenem, és egyértelmű spin-paritás hozzárendelést adnom a nivóihoz. Ezen felül a 4. és 5. sáv állapotai is egyértelmű spin-paritás hozzárendelést kaptak. Így, egy teljesebb kép birtokában ellenőrizhettem a korábbi feltételes konfiguráció-hozzárendelésekkel való egyezést, illetve új javaslatokat tehettem a konfiguráció-hozzárendeléssel még nem rendelkező sávokra.

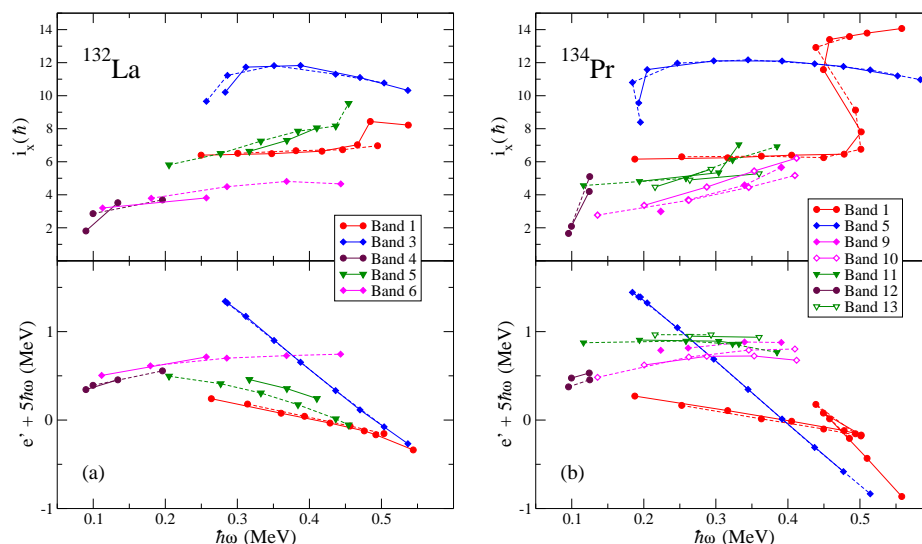
A konfigurációk meghatározásához származtattam a kísérleti alignment (i_x) és Routhian értékeket a [1]-ben meghatározott módon, majd ábrázoltam azokat (4.21. ábra bal oldala). Számításaink során egy $J_0=11\hbar^2\text{MeV}^{-1}$

és $J_1=42\hbar^4\text{MeV}^{-3}$ Harris-paraméterekkel jellemzett $J_{ref}=J_0+\omega^2J_1$ forgási referenciát vontam le, ami megfelel a páros-páros törzs forgásának. Az 1., 3., 4., 5. és 6. sávra $K = 5, 6, 2, 1,$ és 6 értékeket feltételeztem. Mint az a 4.21. ábrán látható, a hasonlóság a ^{134}Pr izotónnal [83] szembeötlő. Ez a hasonlóság a ^{132}La sávjainak konfiguráció-meghatározásában, valamint ezen atommag sávszerkezetével kapcsolatos feltételezések megalapozásában is nagy szereppel bírt. Az 4.21. ábra jobb oldalán a ^{134}Pr atommag legalacsonyabb energiájú negatív paritású sáv, az yrast $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ sáv, és a $\pi g_{7/2}(h_{11/2})^2\nu h_{11/2}$ sáv alignment és Routhian értékeit is feltüntettem a két mag sávszerkezetének könnyebb összehasonlíthatósága érdekében. A ^{134}Pr atommag esetében a $J_0=12\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ és $J_1=29\hbar^4\text{MeV}^{-3}$ Harris-paramétereket használtam.

Összehasonlítás a ^{134}Pr atommaggal

Ha összehasonlítjuk a ^{132}La nívósémáját a szomszédos páratlan-páratlan La atommagokéval, a fő vonásokban hasonlóságokat fedezhetünk fel, úgy mint az alacsonyan fekvő $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ sávok jelenléte, és duplázódása; valamint egy négy-kvázirészecskes sáv feltűnése. Másrésztől egyéb részletekben, mint például az alapállapotú spin-paritásban, és a negatív paritású, alacsonyan fekvő sávok tulajdonságaiban is különbségek vannak. A ^{134}Pr -el való összehasonlítás esetén viszont a két mag negatív paritású sémáinak nagyobb hasonlóságát láthatjuk. Mindkét magban 2^- az alapállapotú spin-paritás, amire egy rövid $\Delta I=1$ sáv épül (jelen munkában érvényes jelölésekkel ^{132}La : 4.sáv, ^{134}Pr : 12. sáv). Továbbá mindkét magban létezik egy alapállapot közeli 6^- izomer állapot, amelyekre sávok épülnek. A ^{134}Pr esetében két $\Delta I=1$ sáv (9. és 10. sáv) épül erre az izomer állapotra, melyek hasonló tulajdonsággal rendelkeznek, és számos γ -átmenettel kapcsolódnak egymáshoz. A ^{132}La atommagnál csak egy ilyen sáv észlelhető; azonban a kisebb statisztikájú kísérletnek is tulajdonítható, hogy ezen két sávból csak az energetikailag kedvezőbbet tudtuk megfigyelni. A helyzet hasonló a $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ sávok esetén is. A ^{134}Pr atommaggal három ilyen sávot találtunk (1., 2. és

3. sávok), míg a ^{132}La esetében csak kettőt (1. és 2.). Továbbá mindkét magban létezik egy nagyspinű, negatív paritású sáv (^{132}La 3. és ^{134}Pr 5. sávja), amely az yrast $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ -be bomlik $\Delta I=0$ E1 átmenetekkel. A ^{134}Pr -ban négy nagyspinű, negatív paritású sáv azonosítható, ezek közül az yrast sáv a ^{132}La 3. sávjához hasonló tulajdonságokat mutat.



4.21. ábra. A ^{132}La és ^{134}Pr atommagok sávjainak alignment és Routhian értékeinek összehasonlítása.

Ezen két mag sávjainak általános tulajdonságaiban talált hasonlóságokat megerősítik a sávok alignment és Routhian értékei, melyeket a 4.21. ábra mutat. A ^{132}La 3., 4. és 6. sávjának az 1. sávhoz képesti alignment és Routhian értékei nagyon hasonlóak a ^{134}Pr 5., 12. és 10. sávjainak az 1. sávra vonatkoztatott értékeivel. Azonban különbségeket is fel tudunk fedezni: a ^{132}La -ban egy másik $\Delta I=1$ sáv (5. sáv) is vizsgálható, ami egy kb. 600 keV-vel a 6^- feletti 7^- állapotra épül. Egy a sáv jelentős szignatúrafelhasadást mutat, ahol az $\alpha=1$ ág a kedvező. A ^{134}Pr -ban két sáv van, a 11. és a 13., melyek negatív paritással bírnak, és kb. 600 keV-vel a 6- izomer állapot felett helyezkednek el, azonban ezek a sávok nem mutatnak szignatúrafelhasadást.

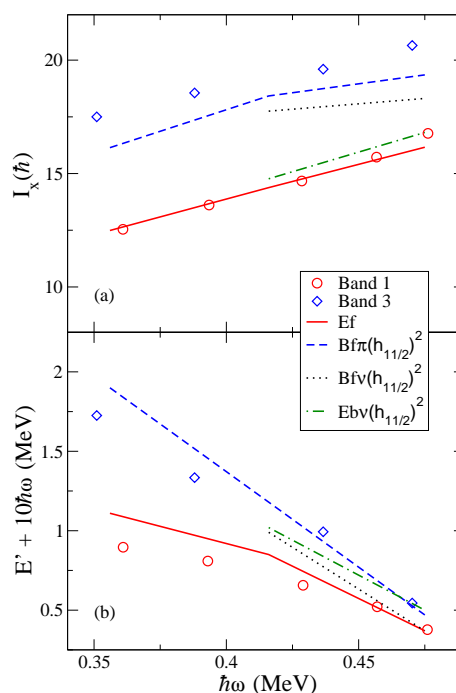
Ennél fogva ezek a sávok erősen valószínűsíthetően különböző konfigurációkkal bírnak. A származtatott alignment és Routhian értékek, melyeket a 4.21. ábrán látunk, szintén különböznek a ^{132}La 5. sávjára, és a ^{134}Pr 11. és 13. sávjaira.

Az azonosított sávok konfigurációja

Az 1. és 2. sáv konfigurációját már több tanulmányban is vizsgálták [15, 51, 52, 80, 84]. Ezek alapján mindkét sáv konfigurációja $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$, és nem értelmezhetőek, mint királis párok, a jelentősen eltérő $B(E2)$ átmeneti valószínűségek miatt. Munkám során nem találtam ezen megállapításokkal ellentétes információt, bár a 3. sávra kapott eredményeim az 1., 2. és 3. sáv természetére tett feltételezéseket [84] nem erősítik meg. Másrészt viszont a ^{132}La és ^{134}Pr közti hasonlóság felveti annak lehetőségét, hogy egy harmadik, idáig feltáratlan, $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációjú sáv is létezik, a már ismert 1. és 2. sávhoz energiában közel; mely sáv akár királis partnere is lehet a már ismert $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ sávok valamelyikének. A sáv létezését egy nagyobb statisztikájú kísérlet igazolhatná. A 3. sávot negatív paritásúként azonosítottam, mely ellentétes a korábbi feltételes hozzárendeléssel, valamint kizárja a $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfiguráció lehetőségét. Ezen felül az 1. sávnál $\sim 6\hbar$ értékkel nagyobb alignmentje is négy-kvázirészecskés konfigurációt tesz valószínűvé. A ^{132}La és ^{134}Pr közti hasonlóság $\pi g_{7/2} (h_{11/2})^2 \nu h_{11/2}$ konfigurációt sejtet, de csak ez alapján nem zárhatunk ki más lehetőséget sem.

Így a kísérleti alignment és Routhian értékeket TRS számításokkal vettük össze, mely a 4.22. ábrán látható (a modellszámításokból kapott konfigurációkhoz használt jelöléseket a 4.5. táblázat tartalmazza). Az eredmény megerősíti a ^{132}La és ^{134}Pr hasonlóságára alapozott feltevést: a 3. sáv kísérleti értékeihez az elméletből számolt $B(e,f)\pi(h_{11/2})^2$ konfiguráció áll a legközelebb. Ezen felül a sáv szignatúrafelhasadása is az ehhez a konfigurációhoz jóslattal mutatja a legjobb egyezést.

Annak érdekében, hogy a konfiguráció-meghatározás a lehető legjobban



4.22. ábra. A ^{132}La 1. és 3. sávjainak alignment és Routhian értékeinek elméleti értékekkel való összehasonlítása.

megalapozott legyen, a kísérletből származtatott $B(M1)/B(E2)$ redukált átmeneti valószínűség-arányokat is összehasonlíthatottam a megfelelő elméleti számításokkal [66]. A számításokhoz használt paraméterek a 4.6. táblázatban láthatóak. Amint az a 4.23. ábrán látható, ennek eredménye megerősíti a 3. sáv $\pi g_{7/2}(h_{11/2})^2\nu h_{11/2}$ konfigurációjuként való azonosítását.

A 4. sáv nagyon hasonló tulajdonságokkal rendelkezik, mint a ^{134}Pr 12. sávja (lásd 4.12. ábra). A negatív paritás miatt a konfigurációjának tartalmaznia kell a neutron vagy proton $h_{11/2}$ pályát, viszont az alacsony alignment érték kizárja a protonpálya $h_{11/2}$ voltát. Így a $\pi[413]5/2\nu[514]9/2$ vagy $\pi[411]3/2\nu[514]9/2$ konfigurációhoz tartozónak értelmezhetjük. A Gallagher-Moskowsky szabály alapján [85] viszont az előbbi esetén $2\hbar$ lenne a

p			n		
π, α	jelölés	héjmodell	π, α	jelölés	héjmodell
(+, +1/2)	A	$g_{7/2}, d_{5/2}$	(+, +1/2)	a	$s_{1/2}$
(+, -1/2)	B	$g_{7/2}, d_{5/2}$	(+, -1/2)	b	$s_{1/2}$
(-, -1/2)	E	$h_{11/2}$	(-, -1/2)	e	$h_{11/2}$
(-, +1/2)	F	$h_{11/2}$	(-, +1/2)	f	$h_{11/2}$

4.5. táblázat. Adott π és α kvantumszámú állapotokhoz tartozó kváziproton (p) és kvázineutron (n) állapotokra használt jelölések.

Konfiguráció	g -faktor	K	i_x
$\pi h_{11/2}$	1.33	1.5	4.5
$\pi g_{7/2}$	0.75	2.5	1.5
$\pi d_{5/2}$	1.40	1.5	1.5
$\nu h_{11/2}$	-0.18	4.5	2
$\nu s_{1/2}$	-1.27	0.5	0
$\nu g_{7/2}$	0.3	3.5	1

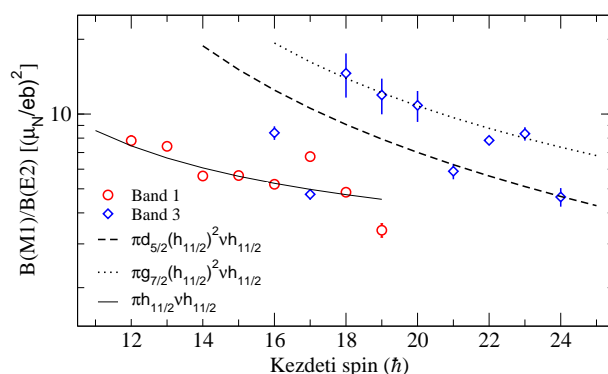
4.6. táblázat. Az elméleti $B(M1)/B(E2)$ arányok számításához használt paraméterek.

sávfej spinje, míg az utóbbiban $6\hbar$. Így a $\pi[413]5/2\nu[514]9/2$ konfigurációt javasoltam a sávhoz, hasonlóan a ^{134}Pr 12. sávjához.

Az 5. és 6. sáv állapotaira kapott spin-paritás értékek megerősítik a korábbi feltételes hozzárendeléseket. Az alacsony alignment értékek két-kvázirészecskés konfiguráció-hozzárendelést indokolnak.

Az 5. sáv kedvező szignatúrájú ágát először Kumar és mtsai azonosították [79], és a proton ($h_{11/2}, \Omega=1/2$) pálya valamint a neutron $d_{3/2}$ és $s_{1/2}$ pályák keveredéséből álló konfigurációjuként értelmezték. Ez adatainkkal egyezést mutat, így elfogadtuk a hozzárendelést.

A 6. sáv a 6^- izomer állapotra épül, hasonlóan a ^{134}Pr 10. sávjához.



4.23. ábra. A ^{132}La 3. sávjára vonatkozó redukált átmeneti valószínűségek elméleti értékekkel való összehasonlítása.

Ezen felül ezen két sáv alignment és Routhian értékei is hasonlóak, erre alapozva a $\pi[411]3/2\nu[514]9/2$ konfigurációt rendeltem a sávhoz. Ez összhangban van a korábbi, $\pi g_{7/2}\nu h_{11/2}$ feltételezéssel [79].

4.4.6. Következtetések: királyság a ^{132}La atommagban

Munkám eredményeképp a korábban királynak feltételezett sávról megállapítottam, hogy az yrast sávtól eltérő konfigurációjú, így nem lehet annak királis partnere. Ennek ellenére a ^{132}La és ^{134}Pr közt feltárt hasonlóságok arra utalnak, hogy a ^{132}La atommagban létezik egy harmadik $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ konfigurációjú sáv, mely nem kizárt, hogy királis partnere lehet az eddig azonosított $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ sávok valamelyikének. Erre egy nagyobb statisztikájú kísérletből kaphatunk választ.

A ^{132}La atommag vizsgálata során végzett munkám

A ^{132}La atommag vizsgálata során a kísérleti adatok teljes elemzését én végeztem. A maghoz rendelhető γ -átmenetek koincidenziakapcsolatait és intenzitásarányait felhasználva a korábbinál jelentősen bővebb nívósémát építettem, a korábban javasolt nívószerkezetben módosításokat eszközöltem. Szöggkorreláció-analízis, lineáris polarizáció mérés, és belső konverziós együtt-ható származtatása segítségével meghatároztam az átmenetek nagy részének multipolaritását. A származtatott alignment és Routhian adatok elméleti számításokkal és a szomszédos, ^{134}Pr izotón megfelelő adataival történő összehasonlításából meghatároztam az általam megfigyelt sávok, köztük az alapállapotú sáv egy korábban királis partnerének remélt forgási sáv konfigurációját.

A fejezethez kapcsolódó publikációk:

- **I. Kuti**, J. Timár, D. Sohler, E. S. Paul, K. Starosta, A. Astier, D. Bazzacco, P. Bednarczyk, A.J. Boston, N. Buforn, H.C. Chantler, C.J. Chiara, R.M. Clark, M. Cromaz, M. Descovich, Zs. Dombrádi, P. Fallon, D. B. Fossan, C. Fox, A. Gizon, J. Gizon, A.A. Hecht, N. Kintz, T. Koike, I. Y. Lee, S. Lunardi, A. O. Macchiavelli, P. J. Nolan, B. M. Nyakó, C. M. Petrache, J. A. Sampson, H. C. Scraggs, T. G. Tornyi, R. Wadsworth, A. Walker and L. Zolnai
Medium- and high-spin band structure of the chiral-candidate ^{132}La ,
Physical Review C **87**, 044323 (2013).

-
- **I. Kuti et al.**
Kiralitás vizsgálata a 130-as magtartományban: ^{134}Pr és ^{132}La ,
Magyar Fizikus Vándorgyűlés, Debrecen (2013)

- **I. Kuti et al.**
Parity determination of excited states of the ^{132}La nucleus,
Acta Physica Debrecina **XLV**, p.76 (2011)
- **I. Kuti et al.**
Kiralitás az $A\sim 130$ atommagokban
doffi - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2011)
- **I. Kuti et al.**
Spin determination in ^{132}La and ^{134}Pr nuclei using DCO method,
Acta Physica Debrecina **XLIV**, p.59 (2010)
- **I. Kuti et al.**
Searching for chirality in region $A\sim 130$
Doctoral Training Programme, ECT, Trento (2010)
- **I. Kuti et al.**
Királis magállapotok keresése az $A\sim 130$ atommagokban
XIV. Magfizikus találkozó, Jávorkút (2009)

4.5. Kitekintés

Az atommagok kiralitásának témaköre továbbra is számos kérdést felvet. Mivel bár - az elméleti előrejelzéseknek megfelelően - több tömegszám-tartományban is sikerült királis jelölt sávpárokat kimutatni, annak egyértelmű kísérleti kimutatása, hogy ezek királis forgáshoz tartoznak, nem egyszerű. Ehhez, valamint az elmélet által az egyszer páratlan és páratlan-páratlan atommagokban is jószolt többszörös kiralitás megjelenésének tanulmányozásához még számos kísérlet és rengeteg adatfeldolgozás szükséges. Ezt remekül alátámasztja, hogy a disszertáció jelen fejezetében részletezett eredmények is indokolják több, a tárgyalt atommagokkal kapcsolatos további analízis és kísérlet elvégzését. Kutatási témám így az elkövetkező években is szorosan kapcsolódhat a kiralitás jelenségéhez.

Dolgozatom a ^{103}Rh atommag esetében a kiralitással kapcsolatos rész-eredményeket emelte ki. A közeljövőben az analízis természetes folytatásaként befejezem ezen atommag nívósémájának minél teljesebb vizsgálatát és megpróbálom az azonosított forgási sávok közül minél többhöz konfigurációt rendelni. Csoportunknak a jelen eredmények alapjául szolgáló mérésekből rendelkezésre állnak adatok a ^{104}Rh szerkezetének feltárásához is. Tervezzük ennek az atommagnak a vizsgálatát, akár a többszörös kiralitás szempontjából is.

Az elkövetkező években csoportunk szándékában áll több kísérletterv benyújtása. A ^{132}La esetében a ^{134}Pr atommaggal feltárt hasonlóságok alapján egy nagyobb statisztikájú kísérlet elvégzése a célunk, mely új sávok létezésére deríthetne fényt. Ilyen kísérlet elvégzésére alkalom nyílhatna például a korábbi adatok forrásaként is szolgáló, napjainkban is üzemelő Gammasphere, vagy a 2015-ben az olaszországi Legnaróban működésbe lépő GALILEO detektorrendszerénél. Nemzetközi együttműködés keretében csoportunk már nyújtott is be kísérlettervet a programot felügyelő bizottsághoz. A királis értelmezést alátámasztandó, élettídhő-mérésre irányuló kísérlet elvégzését, majd ezek alapján B(M1), B(E2) értékek meghatározását is javasoltuk több atommagra. Vizsgálni kívánjuk a ^{134}Pr esetében például a jelen munka során az

yrare sáv királis párjaként azonosított sávot, az $A \approx 100$ magtartományban pedig a Rh atommagok szerkezetét. Érdekes lehet a ^{105}Ag többszörös királis szempontjából történő vizsgálata is, korábbi tanulmányaink alapján ugyanis ezt az atommagot a ^{103}Rh -hoz hasonló szerkezetűnek várjuk.

Hosszútávú terveimben szerepel továbbá a stabilitási sávtól távolabbi tartományokban királis szerkezetek azonosítása, új generációs, nagy intenzitású radioaktív nyalábokat szolgáltató berendezések (pl. SPIRAL2) és a hozzájuk csatolt nagy hatásfokú, nagyfelbontású gamma-detektorrendszerek (pl. AGATA) segítségével.

5. fejezet

Összefoglalás

Doktoranduszként az $A \approx 100$ és $A \approx 130$ tömegszám tartomány 4 atommagjának, időrendben a ^{104}Pd , a ^{134}Pr , a ^{132}La , valamint a ^{103}Rh atommagoknak a vizsgálatát végeztem, a korábban mért kísérleti adatok feldolgozásával.

Ebben a két tömegszám tartományban az elméleti számítások több atommag esetében is a kiralitás jelenségének előfordulását várták, ám több kísérleti tanulmány ezzel ellentmondó következtetésekre jutott. Annak érdekében, hogy ezt az ellentmondást feloldjuk, illetve teljesebb képet nyerhessünk ezen magok szerkezetéről, a fenti magokat nemzetközi együttműködésben végzett kísérletekben vizsgáltuk.

A kísérleti adatokat két, HPGe detektorokból álló gamma-detektorrendszerből nyertük: a kísérletek idején a strasbourg-i IReS intézetben található EUROBALL, valamint az Egyesült Államokban, a Lawrence Berkeley Nemzeti Laboratóriumban található Gammasphere detektorlabdából. A kapott adatok offline, a RADWARE programcsomaggal végzett kiértékelése során a γ -sugárzások koincidenziakapcsolataiból és intenzitásarányaikból meghatároztam a fenti magok gerjesztett állapotainak egymáshoz való elhelyezkedését. A detektorrendszerek tulajdonságait, és a különböző multipolaritású γ -sugárzások jellegzetességeit felhasználva meghatároztam az átmenetek DCO arányát, lineáris polarizációját, belső konverziós együtthatóját; ezek-

ből vagy ezek kombinációjából származtatva az átmenetek jelentős részének multipolaritását. Ezek alapján spin-paritás hozzárendeléseket tettem a gerjesztett állapotokhoz, teljessé téve a felépített nívósémát. További jellemzőkből (B(M1)/B(E2) redukált átmeneti valószínűség, alignment és Routhian), valamint azok elméleti modellekből származó értékekkel való összehasonlításaiból meghatároztam a sávok konfigurációját, majd ebből következtetéseket vontam le a lehetséges magszerkezeti jelenségekre.

^{104}Pd

A ^{104}Pd gerjesztett állapotait vizsgáltuk $^{96}\text{Zr}(^{13}\text{C},5n)$ fúziós-párolgási reakcióban magspektroszkópiai eszközökkel: az EUROBALL IV és a DIAMANT detektorrendszerekkel. A kapott adatok alapján meghatároztuk a vizsgált atommaghoz rendelt gamma-sugárzások energiáját, relatív intenzitását, koincidencaikapcsolatait, felépítettük az atommag gerjesztett állapotainak a nívósémáját. A gamma-sugárzások szögkorrelációs és lineáris polarizációs adataiból meghatároztam a gamma-átmenetek multipolaritását és ezek segítségével a gerjesztett állapotok spin-paritásait. A már ismert yrast és két negatív paritású forgási sávot jelentősen kibővítettük, és több új közepes- és nagyspinű sávot azonosítottunk. A kapott kísérleti eredményeket Woods-Saxon total Routhian surface (TRS) számolásokkal vetettük össze. A B(M1)/B(E2) átmeneti valószínűségi arányok vizsgálata és a forgási frekvencia - spinbeállítás illetve a forgási frekvencia - energia görbék elméleti számolásokkal való összehasonlítása alapján a pozitív paritású yrast nagyspinű szerkezethez a neutron $(h_{11/2})^2$ konfigurációt, míg a negatív paritású nagyspinű sávokhoz a neutron $h_{11/2},(g_{7/2},d_{5/2})$ konfigurációt rendeltük. Az újonnan talált nem-yrast alacsony-energiás pozitív paritású sávokat a háromtengelyű magalakhoz tartozó gamma vibrációs gerjesztéseként azonosítottuk. A páros-páratlan spinű állapotok energia-ugrálása alapján ezt az atommagot γ -puha háromtengelyűnek találtuk. Ezzel erősítettük az összefüggést a kiralitás Ag és Rh izotópokban való várható kialakulása és az ezen atommagok törzseként tekinthető Pd és Ru izotópok γ -puhasága között.

^{103}Rh

A ^{103}Rh atommag gerjesztett állapotait a $^{96}\text{Zr}(^{11}\text{B},4\text{n})$ reakcióban, a Gammasphere detektorrendszer segítségével vizsgáltuk. Az átmenetek koincidenziakapcsolatai, szögeloszlásuk, valamint az intenzitás- és energiamérleg vizsgálatával a ^{103}Rh atommag korábban ismert nívósémáját jelentősen kibővítettem, új forgási sávokat azonosítottam. A maghoz rendelt γ -átmenetek nagy részének meghatároztam a multipolaritását. Három $\Delta I = 1$ sávpárt - egy pozitív és két negatív paritásút - találtam, melyek páronként azonos paritásúak, egymásba bomlanak, és az egyező spinű állapotok energiában közel állnak egymáshoz. Ezeket tulajdonságaik alapján lehetséges királis sávpároként azonosítottam. A megfigyelt sávszerkezet jellemzőit RMF, TAC és PRM modellekre alapozott számításokkal vetettük össze, melyek jó leírását adták a kísérletben tapasztalható jelenségeknek, és melyek alapján a pozitív paritású sávpár $\pi(1g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(1h_{11/2})^2$, míg a két negatív paritású sávpár a $\pi(1g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(1h_{11/2})^1(1g_{7/2})^1$ konfiguráció első és második pár gerjesztett állapotaival azonosítható, eltérő impulzusmomentum-csatolással. Ezen elméleti számítások eredményei is azt mutatják, hogy a fenti konfigurációkban az impulzusmomentum-vektorok a kiralitásnak megfelelő geometriai elrendezést veszik fel. Tehát várakozásainknak megfelelően a fenti sávpárok királis sávpárok. Az észlelt negatív paritású sávszerkezet kiralitása azt mutatja, hogy a királis geometria a növekvő belső gerjesztési energia ellenére is fennmaradhat.

^{134}Pr

A ^{134}Pr állapotainak vizsgálatához a $^{116}\text{Cd}(^{23}\text{Na},5\text{n})$ fúzió-párolgási reakciót használtuk, a kísérletben a Gammasphere detektorrendszerrel detektáltuk a kibocsájtott γ -sugárzást. A γ -átmenetek energiája, relatív intenzitása és koincidenziakapcsolatai alapján felépítettük az atommag gerjesztett állapotainak a nívósémáját. A ^{134}Pr atommagban az átmenetek szögkorrelációs adatai alapján meghatároztam jelentős részüknek a multipolaritá-

sát, melynek segítségével egyértelműen meghatároztuk az új állapotok spin-paritásait, illetve a korábban feltételes spin-paritásokat. 9 új forgási sávot azonosítottunk, melyeknek meghatároztuk a konfigurációit. Azonosítottunk a korábban elméletből várt, de kísérletileg ki nem mutatott közepes spinű, negatív paritású sávokat. Ezen sávok ismerete lehetőséget adott rá, hogy a korábban ismert felezési idejű, de ismeretlen energiájú izomer állapotok egymáshoz képesti helyzetét meghatározzuk, és így azonosítsuk, hogy melyik az alapállapot. Megállapítottuk, hogy a sávok közül az egyik új, pozitív paritású sáv királis partnersávja lehet a $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációhoz tartozó yrare sávnak. Eredményeink alapján a korábbi, ennek ellentmondó kísérleti eredmények ellenére a ^{134}Pr mégis lehet királis atommag.

^{132}La

A ^{132}La atommag szerkezetét két kísérletből származó adatok alapján vizsgáltuk. Az egyik kísérlet az EUROBALL gamma-detektorrendszerrel a $^{100}\text{Mo}(^{36}\text{S}, p3n)$ fúzió-párolgási reakciót használva, a másik kísérlet a Gammasphere rendszer segítségével a $^{116}\text{Cd}(^{23}\text{Na}, \alpha 3n)$ reakciót használva került kivitelezésre. Az első kísérletből származó γ - γ - γ koincidenciaadatok kiértékelése segítségével a ^{132}La atommag egy, a korábbinál jelentősen bővebb nívósémáját építettem fel. A korábban javasolt sáv szerkezetben módosításokat eszközöltem. A Gammasphere-nél végzett kísérletből az átmenetek szögkorrelációs adatait vizsgáltam, melyek alapján meghatároztam nagy részük multipolaritását. A származtatott alignment és Routhian adatok szomszédos, ^{134}Pr izotón megfelelő adataival történő összevetésből sikerült az alapállapotú sáv egy korábban királis partnerének remélt forgási sávot a korábban feltételezett $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ konfigurációval szemben négy-kvázirészecskés, $\pi g_{7/2} h_{(11/2)}^2 \nu h_{11/2}$ konfigurációjúként azonosítani. Az eltérő konfiguráció alapján kizártam a sáv lehetséges királis jellegét. A ^{134}Pr atommaggal való hasonlóságra alapozva azonban valószínűsíthető, hogy a ^{132}La szerkezete még nem teljesen feltárt, így továbbra is számíthatunk a királtság megjelenésére ebben az atommagban.

6. fejezet

Summary

A novel form of spontaneous symmetry breaking, the chiral rotation of triaxial nuclei, was suggested in 1997 [5]. It was shown that in special circumstances, referred to as chiral geometry, in the intrinsic frame of the rotating triaxial nucleus the total angular momentum vector lies outside the three principal planes. Thus, its components along the principal axes can be oriented in left- and right-handed ways. In the laboratory frame the chiral symmetry is restored, which manifests itself as a pair of $\Delta I = 1$ nearly degenerate bands with the same parity. Such chiral doublet bands were first identified in four $N = 75$ isotones in 2001 [51]. So far, such rotational doublet-band candidates for chiral structures have been observed mostly in two regions of the nuclear chart: around ^{134}Pr (see e.g. Refs [7, 11, 15, 51, 52, 80]), and around ^{104}Rh (see e.g. Refs. [22, 30, 38, 39, 41]). Unambiguous identification of chirality in nuclei is an intriguing task of contemporary high-spin nuclear structure studies. Since the publication of the chiral hypothesis, many experimental and theoretical studies were born, providing several different scenarios for the nature of the chiral-candidate band structures. These studies however, concentrated mainly on the known chiral-candidate band structures, thus in many experimental aspects, the structure of the studied nuclei cannot be considered well known.

As a PhD student, my main task was the study of four nuclei from the $A \approx 100$ and the $A \approx 130$ mass regions: ^{104}Pd , ^{134}Pr , ^{132}La and ^{103}Rh , analyzing experimental data of earlier experiments.

^{104}Pd

High-spin structure of the nucleus ^{104}Pd was studied using the EURO-BALL IV γ -ray spectrometer in conjunction with the DIAMANT charged particle array. Several new medium- and high-spin bands were revealed. The already known positive-parity yrast and two negative-parity cascades were extended up to $E_x \sim 13$ MeV, ~ 11 and ~ 9 MeV with $I^\pi=(26^+)$, $I^\pi=(23^-)$ and (20^-) , respectively. The deduced band structures were compared with Woods-Saxon TRS calculations. In addition, non-yrast low-lying positive-parity bands were identified, which were assigned to soft γ -vibrational excitations.

^{103}Rh

Three sets of chiral doublet band structures have been identified in the ^{103}Rh nucleus. The properties of the observed chiral doublet bands are in good agreement with theoretical results obtained using constrained covariant density functional theory and particle rotor model calculations. Two of them belong to an identical configuration, and provide the first experimental evidence for a new type of multiple chiral doublets, where an "excited" chiral doublet of a configuration is seen together with the yrast one. This observation shows that the chiral geometry in nuclei can be robust against the increase of the intrinsic excitation energy.

^{134}Pr

Medium- and high-spin states of ^{134}Pr were studied with the Gammasphere spectrometer. Several new bands have been found in this nucleus, one of them being linked to the previously observed chiral-candidate twin-band structure. The ground state of ^{134}Pr could be determined through establishing a level structure that connects the two previously known long-lived isomeric states. Unambiguous spin-parity assignments for the excited states could be performed based on the known 2^- spin-parity of the ground state combined with the present experimental data. Intrinsic single-particle configurations have been assigned to the newly observed bands on the basis of the measured $B(M1)/B(E2)$ ratios, alignments, band-crossing frequencies, band-head spins, the observed single-particle configurations in the neighboring nuclei, and taking into account the predictions of Total Routhian Surface and Tilted Axis Cranking calculations.

^{132}La

Medium- and high-spin states of ^{132}La have been studied based on the data obtained from $^{100}\text{Mo}(^{36}\text{S},p3n)$ and $^{116}\text{Cd}(^{23}\text{Na},\alpha3n)$ fusion-evaporation reactions using the EUROBALL and Gammasphere detector arrays, respectively. Triple- γ coincidence relations, angular correlations, and linear polarizations of the observed γ transitions have been deduced. The level scheme of ^{132}La has been considerably extended, and unambiguous spin and parity values have been assigned to most of the excited states. The configuration of one of the bands is $\pi g_{7/2}(h_{11/2})^2\nu h_{11/2}$ instead of the previously thought $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$, thus its previously suggested magnetic rotational character cannot be upheld. The observed similarities between the level structures of ^{132}La and ^{134}Pr suggest the possible existence of a third $\pi h_{11/2}\nu h_{11/2}$ band in ^{132}La that may show chiral features.

It's something unpredictable
but in the end is right

Billie Joe Armstrong

Köszönetnyilvánítás

Elsősorban szeretném megköszönni témavezetőimnek, Dr. Kunné Sohler Dorottyanak és Dr. Timár Jánosnak a diplomamunkám óta eltelt évek során nyújtott rengeteg segítségüket, értékes tanácsaikat és végtelen, megértő türelmüket.

Köszönettel tartozom azon kutatóknak, akik az Argonne Nemzeti Laboratóriumban és az IReS-ben vállaltak szerepet a jelen dolgozat alapjául szolgáló kísérletek előkészítésében és kivitelezésében.

Külön köszönet illeti az ATOMKI Kísérleti Magfizika Osztályának és Ionnyaláb-fizikai Osztályának munkatársait; nekik hála, a mindennapok munkája és pihenése is örökre emlékezetes perceket rejt magában. Köszönöm továbbá az Intézet igazgatójának, hogy doktoranduszi éveim alatt az Intézetben dolgozhattam.

Végül, de közel sem utolsósorban hálás vagyok páromnak, családomnak és barátaimnak, hogy tanulmányaim során támogatásukra és szeretetükre mindig számíthattam.

Publikációk

Publikációk a disszertáció tárgyköréből

Referált folyóiratcikkek

1. **I. Kuti**, Q. B. Chen, J. Timár, D. Sohler, K. Starosta, S. Q. Zhang, P. W. Zhao, Z. H. Zhang, J. Meng, T. Koike, E. S. Paul, D. B. Fossan, C. Vaman, I. Y. Lee, and A. O. Macchiavelli,
Multiple chiral doublet bands of identical configuration in ^{103}Rh
submitted to Phys. Rev. Letters
2. **I. Kuti**, J. Timár, D. Sohler, E. S. Paul, K. Starosta, A. Astier, D. Bazzacco, P. Bednarczyk, A. J. Boston, N. Buforn, H. C. Chantler, C. J. Chiara, R. M. Clark, M. Cromaz, M. Descovich, Zs. Dombrádi, P. Fallon, D. B. Fossan, C. Fox, A. Gizon, J. Gizon, A. A. Hecht, N. Kintz, T. Koike, I. Y. Lee, S. Lunardi, A. O. Macchiavelli, P. J. Nolan, B. M. Nyakó, C. M. Petrache, J. A. Sampson, H. C. Scraggs, T. G. Tornyi, R. Wadsworth, A. Walker and L. Zolnai,
Medium- and high-spin band structure of the chiral-candidate ^{132}La
Physical Review C **87**, 044323 (2013).
3. **I. Kuti**, D. Sohler, J. Timár, P. Joshi, J. Molnár, E. S. Paul, K. Starosta, R. Wadsworth, A. Algora, P. Bednarczyk, D. Curien, Zs. Dombrádi, G. Duchene, D. B. Fossan, J. Gál, A. Gizon, J. Gizon, D. G. Jenkins, K. Juhász, G. Kalinka, T. Koike, A. Krasznahorkay, B. M. Nyakó, P. M. Raddon, G. Rainovski, J. N. Scheurer, A. J. Simons, C.

- Vaman, A. R. Wilkinson, and L. Zolnai
Observation of γ -band structure in ^{104}Pd ,
Acta Physica Debrecina **XLVI**, 75 (2012).
4. D. Sohler, **I. Kuti**, J. Timár, P. Joshi, J. Molnár, E. S. Paul, K. Starosta, R. Wadsworth, A. Algora, P. Bednarczyk, D. Curien, Zs. Dombrádi, G. Duchene, D. B. Fossan, J. Gál, A. Gizon, J. Gizon, D. G. Jenkins, K. Juhász, G. Kalinka, T. Koike, A. Krasznahorkay, B. M. Nyakó, P. M. Raddon, G. Rainovski, J. N. Scheurer, A. J. Simons, C. Vaman, A. R. Wilkinson, and L. Zolnai,
High-spin structure of ^{104}Pd
Physical Review C **85**, 044303 (2012).
5. J. Timár, K. Starosta, **I. Kuti**, D. Sohler, D. B. Fossan, T. Koike, E. S. Paul, A. J. Boston, H. J. Chantler, M. Descovich, R. M. Clark, M. Cromaz, P. Fallon, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, C. J. Chiara, R. Wadsworth, A. A. Hecht, D. Almeded, and S. Frauendorf,
Medium- and high-spin band structure of the chiral-candidate nucleus ^{134}Pr
Physical Review C **84**, 044302 (2011).
6. **I. Kuti**, J. Timár, D. Sohler, B. M. Nyakó, L. Zolnai, Zs. Dombrádi, E. S. Paul, A. J. Boston, H. C. Chantler, M. Descovich, 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. Buorn, P. Bednarczyk, N. Kintz, K. Starosta, D. B. Fossan, T. Koike, C. J. Chiara, R. Wadsworth, A. A. Hecht, R. M. Clark, M. Cromaz, P. Fallon, I. Y. Lee and A. O. Macchiavelli
Parity determination of excited states of the ^{132}La nucleus,
Acta Physica Debrecina **XLV**, 76 (2011).
7. **I. Kuti**, J. Timár, D. Sohler, B. M. Nyakó, L. Zolnai, Zs. Dombrádi, E. S. Paul, A. J. Boston, H. C. Chantler, 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. Buorn, P. Bednarczyk, N. Kintz, K. Starosta, D. B. Fossan, T. Koike, C. J. Chiara, R. Wadsworth and A. A. Hecht

Spin determination in ^{132}La and ^{134}Pr nuclei using DCO method,
Acta Physica Debrecina **XLIV**, 59 (2010).

Konferencia-kiadványok

1. J. Timár , **I. Kuti**, D. Sohler, K. Starosta, T. Koike and E. S. Paul
Some recent experimental results related to nuclear chirality
Journal of Physics: Conference Series (2014)

Előadások

1. **I. Kuti** *et al.*
Ugyanazon konfigurációra épülő többszörös kiralitás
a ^{103}Rh atommagban
doffi3 - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2014)
2. **I. Kuti** *et al.*
A háromtengelyűség megjelenése és következményei
az $A\sim 100$ atommagokban: ^{103}Rh , ^{104}Pd
doffi2 - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2013)
3. **I. Kuti** *et al.*
Kiralitás az $A\sim 130$ atommagokban
doffi - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2012)
4. **I. Kuti** *et al.*
Searching for chirality in region $A\sim 130$
Doctoral Training Programme, ECT*, Trento, IT (2010)
5. **I. Kuti** *et al.*
Királis magállapotok keresése az $A\sim 130$ atommagokban
XIV. Magfizikus találkozó, Jávorkút (2009)

A disszertáció tárgykörén kívüli publikációk

Referált folyóiratcikkek

1. R. S. Kempley, Zs. Podolyák, D. Bazzacco, A. Gadea, E. Farnea, J. J. Valiente-Dobón, D. Mengoni, F. Recchia, E. Sahin, A. Gottardo, L. Corradi, E. Fioretto, S. Szilner, V. Anagnostatou, N. Al-Dahan, G. De Angelis, M. Bellato, B. Berti, D. Bortolato, M. Bowry, M. Bunce, P. Cocconi, A. Colombo, Zs. Dombrádi, C. Fanin, W. Gelletly, R. Isocrate, S. Ketenci, N. Kondratyev, **I. Kuti**, P. J. R. Mason, C. Michelagnoli, T. Mijatovic, P. Molini, G. Montagnoli, D. Montanari, M. Nakhostin, D. R. Napoli, D. Pellegrini, P. H. Regan, G. Rampazzo, P. Reiter, D. Rosso, F. Scarlassara, A. Stefanini, P. Singh, N. Toniolo, C. A. Ur and the AGATA Collaboration
Cross-coincidences in the $^{136}\text{Xe}+^{208}\text{Pb}$ Deep-inelastic Reaction
Acta Physica Polonica B Vol. **42**, No. 3-4, p.717 (2011).
2. D. Sohler, S. Grévy, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, L. Gaudefroy, N. L. Achouri, J. C. Angélique, F. Azaiez, D. Baiborodin, B. Bastin, R. Borcea, C. Bourgeois, A. Buta, A. Burger, L. Caceres, R. Chapman, J. C. Dalouzy, Z. Dlouhy, A. Drouard, Z. Elekes, S. Franchoo, S. Iacob, **I. Kuti**, B. Laurent, M. Lazar, X. Liang, E. Liénar, S. M. Lukyanov, J. Mrazek, L. Nalpas, F. Negoita, F. Nowacki, N. A. Orr, Yu. E. Penionzkhevitch, Zs. Podolyák, F. Pougheon, A. Poves, P. Roussel-Chomaz, M. Stanoiu, I. Stefan, and M. G. St-Laurent
Spectroscopy of $^{39,41}\text{Si}$ and the border of the $N = 28$ island of inversion
Physics Letters B **703** 417-421 (2011).
3. F. Ghazi Moradi, C. Qi, B. Cederwall, A. Atac, T. Bäck, R. Liotta, M. Doncel, A. Johnson, G. De France, E. Clément, A. Dijon, R. Wadsworth, T. W. Henry, A. J. Nichols, H. Al-Azri, J. Nyberg, A. Gengelbach, T. Hüyük, B. M. Nyakó, J. Timár, D. Sohler, Zs. Dombrádi, **I. Kuti**, K. Juhász, M. Palacz, G. Jaworski, S. M. Lenzi, P. R.

John, D. R. Napoli, A. Gottardo, V. Modamio, A. Di Nitto, B. Yilmaz, Ö. Aktas, E. Ideguchi

Character of particle-hole excitations in ^{94}Ru deduced from gamma-ray angular correlation and linear polarization measurements

Physical Review C **89**, 014301 (2014).

4. F. Ghazi Moradi, B. Cederwall, C. Qi, T. Bäck, A. Ataç, R. Liotta, M. Doncel, A. Johnson, G. de France, E. Clément, J. Nyberg, A. Gengelbach, B. M. Nyakó, J. Gál, G. Kalinka, J. Molnár, J. Timár, D. Sohler, Zs. Dombrádi, **I. Kuti**, K. Juhász, D. R. Napoli, A. Gottardo, V. Modamio, R. Wadsworth, T. W. Henry, A. J. Nichols, H. Al-Azri, M. Palacz, E. Ideguchi, Ö. Aktas, A. Di Nitto, A. Dijon, T. Hüyük, G. Jaworski, P. R. John and B. Yilmaz

Spectroscopy of the neutron-deficient $N=50$ nucleus ^{95}Rh

Physical Review C **89**, 044310 (2014).

Konferencia-kiadványok

1. S. Calinescu, L. Caceres, S. Grévy, O. Sorlin, D. Sohler, M. Stanoiu, F. Negoita, E. Clément, R. Astabatyan, C. Borcea, M. Bowry, W. Catford, Zs. Dombradi, S. Franchoo, R. Garcia, R. Gillibert, H. Guerin, J. C. Thomas, **I. Kuti**, S. Lukyanov, A. Lepailleur, V. Maslov, P. Morfo-uace, J. Mrazek, M. Niikura, L. Perrot, Zs. Podolyak, C. Petronea, Y. Penionzhkevich, T. Roger, F. Rotaru, I. Stefan, Zs. Vajta, E. Wilson, *Study of the neutron-rich isotope ^{46}Ar through intermediate energy Coulomb excitation*

Acta Physica Polonica B (2014)

2. S. Calinescu, L. Caceres, S. Grévy, D. Sohler, M. Stanoiu, F. Negoita, C. Borcea, R. Borcea, M. Bowry, W. Catford, Zs. Dombrádi, S. Franchoo, R. Gillibert J. C. Thomas, **I. Kuti**, S. Lukyanov, A. Lepailleur, J. Mrazek, M. Niikura, Zs. Podolyák, C. Petrone, Y. Penionzhkevich, T. Roger, F. Rotaru, O. Sorlin, I. Stefan, Zs. Vajta, E. Wilson,

*Study of the neutron rich sulfur isotope ^{43}S through intermediate energy
Coulomb excitation*

Journal of Physics: Conference Series 413 (2013)

Előadások

1. **I. Kuti**, B. M. Nyakó, Zs. Dombrádi, Gy. Hegyesi, J. Molnár, J. Timár, I. Valastyán, K. Szitha

DIAMANT: current status/upgrades;

planned integration with EXOGAM2 and AGATA

AGATA workshop, Madrid, ES (2014)

Irodalomjegyzék

- [1] R. Bengtsson and S. Frauendorf,
Nuclear Physics A **327** (1979), 139–171.
(Hiv. old.: 12, 55, 69, 86.)
- [2] S. Frauendorf,
Proc. Nucl. Phys. Workshop, 111 (1982), ed. by Dasso.
(Hiv. old.: 12.)
- [3] R. Bengtsson and J. D. Garret,
Int. Rev. of Nucl. Phys. **1** (1984), ed. by C.H.
(Hiv. old.: 12.)
- [4] Samuel M. Harris,
Phys. Rev. **138** 3B (1965), B509–B513.
(Hiv. old.: 13.)
- [5] S. Frauendorf and Jie Meng,
Nuclear Physics A **617** (1997), 131–147.
(Hiv. old.: 14, 59, 71, 101.)
- [6] Hans Frisk and Ragnar Bengtsson,
Physics Letters B **196** (1987), 14–18.
(Hiv. old.: 14.)
- [7] C.M. Petrache et al.,
Nuclear Physics A **597** (1996), 106–126.
(Hiv. old.: 14, 59, 60, 67, 74, 101.)
- [8] A. Bohr and B.R. Mottelson,
Nuclear Structure Vol I, (1969), ed. by Benjamin.
(Hiv. old.: 15.)

- [9] S. Frauendorf,
Nuclear Physics A **557** (1993), 259–276.
(Hiv. old.: 16.)
- [10] V. I. Dimitrov, S. Frauendorf, and F. Dönau,
Phys. Rev. Lett. **84** 25 (2000), 5732–5735.
(Hiv. old.: 16.)
- [11] T. Koike, K. Starosta, C. J. Chiara, D. B. Fossan, and D. R. LaFosse,
Phys. Rev. C **67** 4 (2003), 044319.
(Hiv. old.: 18, 19, 101.)
- [12] T. Koike, K. Starosta, and I. Hamamoto,
Phys. Rev. Lett. **93** 17 (2004), 172502.
(Hiv. old.: 18, 19.)
- [13] P. Olbratowski, J. Dobaczewski, J. Dudek, and W. Płóciennik,
Phys. Rev. Lett. **93** 5 (2004), 052501.
(Hiv. old.: 18.)
- [14] D. Tonev et al.,
Phys. Rev. Lett. **96** 5 (2006), 052501.
(Hiv. old.: 19, 59, 71.)
- [15] J. Srebrny et al.,
Acta Physica Polonica B **36** (2005), 1063.
(Hiv. old.: 19, 59, 77, 79, 82, 84–86, 89, 101.)
- [16] J. Meng, J. Peng, S. Q. Zhang, and S.-G. Zhou,
Phys. Rev. C **73** 3 (2006), 037303.
(Hiv. old.: 20, 51, 56.)
- [17] P J Nolan, F A Beck, and D B Fossan,
Annual Review of Nuclear and Particle Science **44** (1994), 561–607.
(Hiv. old.: 23.)
- [18] A. Kramer-Flecken et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.: Section A **275** (1989), 333–339.
(Hiv. old.: 27.)
- [19] K.S. Krane, R.M. Steffen, and R.M. Wheeler,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **11** (1973), 351–406.
(Hiv. old.: 27.)

-
- [20] P.M. Jones et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.: Section A **362** (1995), 556–560.
(Hiv. old.: 29.)
- [21] G. Duchene et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.: Section A **432** (1999), 90–110.
(Hiv. old.: 29.)
- [22] C. Vaman et al.,
Phys. Rev. Lett. **92** 3 (2004), 032501.
(Hiv. old.: 33, 34, 50, 101.)
- [23] D. Sohler et al.,
Phys. Rev. C **71** 6 (2005), 064302.
(Hiv. old.: 33, 45.)
- [24] P. Joshi et al.,
Phys. Rev. Lett. **98** 10 (2007), 102501.
(Hiv. old.: 33.)
- [25] S. Chattopadhyay et al.,
Phys. Rev. C **257** 2 (1998), R471–R474.
(Hiv. old.: 34.)
- [26] J. Timár et al.,
Nuclear Physics A **696** (2001), 241–271.
(Hiv. old.: 34.)
- [27] J. Gizon et al.,
Nuclear Physics A **658** (1999), 97–128.
(Hiv. old.: 34.)
- [28] J. Timár et al.,
Acta Physica Polonica B **1** 33 (2002), 493.
(Hiv. old.: 34.)
- [29] Zheng Ren-Rong et al.,
Chinese Physics Letters **21** (2004), 1475.
(Hiv. old.: 34.)
- [30] P. Joshi et al.,
Physics Letters B **595** (2004), 135–142.
(Hiv. old.: 34, 50, 101.)

- [31] J. Döring et al.,
Phys. Rev. C **67** 1 (2003), 014315.
(Hiv. old.: 34, 47.)
- [32] J. N. Scheurer et al.,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.: Section A **385** (1997), 501–510.
(Hiv. old.: 34.)
- [33] J. A. Grau, L. E. Samuelson, F. A. Rickey, P. C. Simms, and G. J. Smith,
Phys. Rev. C **14** 6 (1976), 2297–2318.
(Hiv. old.: 34–36, 39–42.)
- [34] D. C. Stromswold et al.,
Phys. Rev. C **13** 4 (1976), 1510–1514.
(Hiv. old.: 34–36, 39, 42.)
- [35] A. O. Macchiavelli et al.,
Phys. Rev. C **38** 2 (1988), 1088–1091.
(Hiv. old.: 36.)
- [36] S. Lalkovski et al.,
Phys. Rev. C **71** 3 (2005), 034318.
(Hiv. old.: 45, 47.)
- [37] N. Onishi, I. Hamamoto, S. Aberg, and A. Ikeda,
Nuclear Physics A **452** (1986), 71–92.
(Hiv. old.: 47.)
- [38] J. A. Alcántara-Núñez et al.,
Phys. Rev. C **69** 2 (2004), 024317.
(Hiv. old.: 50, 55, 101.)
- [39] J. Timár et al.,
Phys. Rev. C **73** 1 (2006), 011301.
(Hiv. old.: 50–52, 101.)
- [40] D. Tonev et al.,
Phys. Rev. Lett. **112** 5 (2014), 052501.
(Hiv. old.: 50.)
- [41] J. Timár et al.,
Physics Letters B **598** (2004), 178–187.
(Hiv. old.: 50, 101.)

- [42] B. Qi, H. Jia, N. B. Zhang, C. Liu, and S. Y. Wang,
Phys. Rev. C **88** 2 (2013), 027302.
(Hiv. old.: 51, 57.)
- [43] H. Dejbakhsh, R. P. Schmitt, and G. Mouchaty,
Phys. Rev. C **37** 2 (1988), 621–636.
(Hiv. old.: 51, 52.)
- [44] P.W. Zhao et al.,
Physics Letters B **699** (2011), 181–186.
(Hiv. old.: 56.)
- [45] P. W. Zhao, J. Peng, H. Z. Liang, P. Ring, and J. Meng,
Phys. Rev. Lett. **107** 12 (2011), 122501.
(Hiv. old.: 56.)
- [46] P. W. Zhao, J. Peng, H. Z. Liang, P. Ring, and J. Meng,
Phys. Rev. C **85** 5 (2012), 054310.
(Hiv. old.: 56.)
- [47] Jie Meng, J. Peng, S.-Q. Zhang, and P.-W. Zhao,
Front. Phys. **8** 1 (2013), 55–79.
(Hiv. old.: 56.)
- [48] A. D. Ayangeakaa et al.,
Phys. Rev. Lett. **110** 17 (2013), 172504.
(Hiv. old.: 56, 57.)
- [49] B. Qi, S.Q. Zhang, J. Meng, S.Y. Wang, and S. Frauendorf,
Physics Letters B **675** (2009), 175–180.
(Hiv. old.: 56, 57.)
- [50] B. Qi, S. Q. Zhang, S. Y. Wang, J. Meng, and T. Koike,
Phys. Rev. C **83** 3 (2011), 034303.
(Hiv. old.: 56, 57.)
- [51] K. Starosta et al.,
Phys. Rev. Lett. **86** 6 (2001), 971–974.
(Hiv. old.: 59, 71, 89, 101.)
- [52] K. Starosta et al.,
Phys. Rev. C **65** 4 (2002), 044328.
(Hiv. old.: 59, 71, 78, 84, 89, 101.)

- [53] D. Tonev et al.,
Phys. Rev. C **76** 4 (2007), 044313.
(Hiv. old.: 59, 71.)
- [54] P. Olbratowski, J. Dobaczewski, and J. Dudek,
Phys. Rev. C **73** 5 (2006), 054308.
(Hiv. old.: 59, 71.)
- [55] S. Brant, D. Vretenar, and A. Ventura,
Phys. Rev. C **69** 1 (2004), 017304.
(Hiv. old.: 59, 71.)
- [56] C. M. Petrache, G. B. Hagemann, I. Hamamoto, and K. Starosta,
Phys. Rev. Lett. **96** 11 (2006), 112502.
(Hiv. old.: 59, 71.)
- [57] CW Beusang et al.,
Phys. Rev. C **36** (1987), 1810.
(Hiv. old.: 59, 67.)
- [58] K. Hauschild et al.,
Phys. Rev. C **50** 2 (1994), 707–715.
(Hiv. old.: 59, 71, 75.)
- [59] M. N. Rao et al.,
Phys. Rev. C **58** 3 (1998), R1367–R1371.
(Hiv. old.: 59, 71, 75.)
- [60] R. Arlt et al.,
Acta Physica Polonica B **4** (1973), 301.
(Hiv. old.: 60.)
- [61] Yu.V. Sergeenkov,
Nuclear Data Sheets **71** (1994), 557–658.
(Hiv. old.: 60.)
- [62] A. Gade et al.,
Nuclear Physics A **673** (2000), 45–63.
(Hiv. old.: 60.)
- [63] S. P. Roberts et al.,
Phys. Rev. C **67** 5 (2003), 057301.
(Hiv. old.: 60, 64–66, XXVI.)

- [64] F. Rösels, H.M. Fries, K. Alder, and H.C. Pauli,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **21** (1978), 91–289.
(Hiv. old.: 63.)
- [65] A.A. Sonzogni,
Nuclear Data Sheets **103** (2004), 1–182.
(Hiv. old.: 64.)
- [66] F. Dönau,
Nuclear Physics A **471** (1987), 469–488.
(Hiv. old.: 69, 90.)
- [67] D.C. Radford et al.,
Nuclear Physics A **545** (1992), 665–719.
(Hiv. old.: 69.)
- [68] S. Törmänen et al.,
Nuclear Physics A **572** (1994), 417–458.
(Hiv. old.: 69.)
- [69] A.M. Bizzeti-Sona et al.,
Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei **335** (1990), 365–368.
(Hiv. old.: 69.)
- [70] Pramila Raghavan,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **42** (1989), 189–291.
(Hiv. old.: 69.)
- [71] W. Nazarewicz, G.A. Leander, and J. Dudek,
Nuclear Physics A **467** (1987), 437–460.
(Hiv. old.: 70.)
- [72] W. Nazarewicz, R. Wyss, and A. Johnson,
Nuclear Physics A **503** (1989), 285–330.
(Hiv. old.: 70.)
- [73] R. Wyss, J. Nyberg, A. Johnson, R. Bengtsson, and W. Nazarewicz,
Physics Letters B **215** (1988), 211–217.
(Hiv. old.: 70.)
- [74] L.L. Riedinger et al.,
Acta Physica Polonica B **32** (2001), 2613.
(Hiv. old.: 74.)

- [75] C. Gerschel and M. N. Perrin,
*Comptes rendus hebdomadaire des seances de l'Académie des sciences
Série B* **269**, (1969), 220.
(Hiv. old.: 77, 84.)
- [76] B. Harmatz and T.H. Handley,
Nuclear Physics A **191** (1972), 497–524.
(Hiv. old.: 77, 84.)
- [77] J. R. B. Oliveira et al.,
Phys. Rev. C **39** 6 (1989), 2250–2255.
(Hiv. old.: 77, 84.)
- [78] J. Timár et al.,
The European Physical Journal A **16** (2003), 1–5.
(Hiv. old.: 79.)
- [79] V. Kumar, P. Das, R. P. Singh, S. Muralithar, and R. K. Bhowmik,
The European Physical Journal A **17** (2003), 153–157.
(Hiv. old.: 79, 83, 84, 86, 91, 92.)
- [80] E. Grodner et al.,
Phys. Rev. Lett. **97** 17 (2006), 172501.
(Hiv. old.: 79, 89, 101.)
- [81] H.R. Hiddleston and C.P. Browne,
Nuclear Data Sheets **17** (1976), 225–286.
(Hiv. old.: 84.)
- [82] E. Grodner et al.,
International Journal of Modern Physics E **13** (2004), 243–246.
(Hiv. old.: 86.)
- [83] J. Timár et al.,
Phys. Rev. C **84** 4 (2011), 044302.
(Hiv. old.: 87.)
- [84] A. A. Pasternak, E. O. Lieder, and R. M. Lieder,
Acta Physica Polonica B **3** (2009), 647.
(Hiv. old.: 89.)
- [85] C. J. Gallagher and S. A. Moszkowski,
Phys. Rev. **111** 5 (1958), 1282–1290.
(Hiv. old.: 90.)

Mellékletek

M.0. A disszertációban használt jelölések és rövidítések jegyzéke

Jelölés	Jelentés
CSM	Cranked Shell Model
DCO	Directional Correlation from Oriented nuclei
DSAM	Doppler-Shift Attenuation Method
$M_{\chi D}$	Multiple CHiral Doublet
PRM	Particle Rotor Model
RMF	Relativistic Mean Field
TAC	Tilted Axis Cranking
TRS	Total Routhian Surface

M.1. A ^{104}Pd atommag γ -átmenetei

M.1. táblázat: A ^{104}Pd atommaghoz rendelt γ -átmenetek energiája, relatív intenzitása, DCO aránya, polarizációs értéke, meghatározott multipolaritása, és a kiinduló állapotok energiája.

E_γ (keV)	I_γ (rel.)	R_{DCO}	P	Mult.	E_i (keV)
116.1(4)	0.5(1)	0.64(22)		D	2298
163.1(3)	3.9(2)	0.43(6)		D	3152
193.0(3)	2.1(3)	0.66(10)		D	2492
193.6(4)	0.4(1)	0.98(16)		Q	3152
200.9(3)	1.2(2)	1.04(12)		D ^a	3422
215.4(4)	1.5(2)	1.08(14)		D ^a	2298
215.9(4)	1.6(1)				3368
233.2(6)	0.3(1)	0.61(12)		D	2678
233.3(5)	0.7(1)	0.57(9)		D	2901
250.9(3)	7.8(5)	1.09(8)	0.33(23)	E2	3152
309.7(5)	0.7(1)	0.98(12)		Q	2492
320.8(6)	1.0(1)	1.01(13)	0.72(46)	E2	2989
349.9(3)	1.2(2)	0.97(10)		D ^a	3502
361.5(5)	0.5(1)	0.59(11)		D	2445
371.2(5)	0.2(1)	1.05(20)		D ^a	3593
379.6(3)	22.3(14)	1.04(6)	0.65(9)	E2	3368
401.4(4)	1.2(1)	0.50(6)	-0.41(23)	M1	3770
408.7(8)	0.2(1)	0.60(12)			2492
409.6(4)	6.1(4)	0.67(7)	-1.21(86)	M1	2901
427.7(5)	0.8(1)	1.08(19)		D ^a	2678
462.6(3)	0.5(1)	0.52(12)	-0.87(66)	M1	4203

M.1. táblázat: folytatás

$E_\gamma(\text{keV})$	$I_\gamma(\text{rel.})$	R_{DCO}	P	Mult.	$E_i(\text{keV})$
467.2(6)	2.3(2)	0.65(7)	-0.84(36)	M1	2959
469.3(4)	0.3(1)	0.44(11)		D	5433
477.7(5)	1.0(2)				2298
478.8(8)	0.6(1)				1821
497.4(3)	2.3(2)	1.00(8)	0.55(22)	E2	2989
505.8(4)	0.5(1)				6528
513.0(5)	0.6(1)				3502
535.1(7)	0.7(1)	0.50(11)		D	5067
543.2(8)	0.2(1)				3502
555.9(3)	100.0(61)	1.01(5)	0.46(5)	E2	556
573.5(3)	0.2(1)				9191
587.6(3)	1.1(1)	0.55(8)	0.61(44)	E1	4636
587.9(3)	1.6(2)	0.59(7)	-1.15(55)	M1	3740
590.7(5)	0.8(1)				3269
594.6(3)	0.2(1)				10468
595.2(4)	2.0(2)				2678
600.3(5)	1.0(1)	0.60(7)		D	4649
601.3(3)	2.4(2)	1.04(9)	0.25(8)	E2	4024
602.9(3)	3.9(3)	0.99(7)	0.35(8)	E2	2901
612.0(3)	18.8(12)	1.02(5)	0.50(7)	E2	4636
617.7(3)	8.1(6)	1.08(7)	0.45(8)	E2	3770
623.7(4)	1.1(2)	1.11(18)		Q	2445
650.8(3)	3.0(3)	1.03(8)		D ^a	2901
655.4(4)	0.8(1)	0.65(8)	0.76(26)	E1	4024
666.5(4)	0.3(1)	0.63(12)		D	4259
674.8(4)	0.2(1)				8099

M.1. táblázat: folytatás

$E_\gamma(\text{keV})$	$I_\gamma(\text{rel.})$	R_{DCO}	P	Mult.	$E_i(\text{keV})$
679.8(3)	15.9(11)	1.00(5)	0.60(9)	E2	4048
700.6(4)	1.3(2)	1.08(14)	0.95(50)	E2	4203
718.2(4)	0.2(1)	0.70(12)		D	5682
738.6(3)	31.6(20)	0.51(4)	0.37(6)	E1	2989
741.3(4)	1.3(2)	0.94(17)		Q	2083
748.0(8)	0.3(1)	0.99(18)		D ^a	7108
751.0(3)	1.1(1)	1.07(12)	0.53(11)	E2	3740
758.9(6)	0.9(1)	1.09(21)		D ^a	2083
762.0(3)	1.1(1)				4532
767.9(3)	92.8(43)	1.02(6)	0.54(6)	E2	1324
785.9(3)	1.0(1)				1342
791.9(4)	1.9(2)				4532
794.0(4)	0.8(1)	0.96(12)		D ^a	6227
797.3(3)	13.3(12)	1.02(6)	0.76(12)	E2	5433
802.6(3)	22.1(15)	0.96(5)	0.63(8)	E2	4024
824.5(8)	0.4(1)	0.95(20)		Q	3269
858.1(6)	2.5(2)	0.53(6)		D	2182
864.0(4)	1.1(2)	1.02(17)		Q	5067
879.0(3)	6.3(3)	1.08(8)	0.67(11)	E2	4649
914.5(5)	1.0(2)	0.99(16))		Q	3593
915.4(3)	10.2(8)	1.03(8)	0.46(14)	E2	4964
926.6(3)	73.6(49)	1.05(6)	0.61(7)	E2	2250
926.9(3)	8.9(6)	0.98(7)	0.69(20)	E2	6360
955.8(7)	0.8(1)				5488
957.0(4)	1.4(2)				6024
971.2(3)	28.8(18)	0.94(5)	0.57(8)	E2	3222

M.1. táblázat: folytatás

$E_\gamma(\text{keV})$	$I_\gamma(\text{rel.})$	R_{DCO}	P	Mult.	$E_i(\text{keV})$
974.5(3)	1.5(2)	1.07(18)		D ^a	2298
990.6(7)	0.4(1)	1.02(21)		Q	4259
990.9(8)	0.2(1)				8099
1019.3(4)	1.6(2)	0.97(10)	0.25(18)	E2	4241
1021.9(8)	0.5(1)				7550
1026.4(5)	0.5(1)	1.03(21)		Q	4619
1032.9(3)	3.9(3)	1.04(8)	0.47(18)	E2	5682
1040.6(6)	0.6(1)				6528
1058.7(3)	6.8(5)	0.97(7)	0.74(28)	E2	6022
1063.8(3)	6.3(5)	1.04(8)	0.76(18)	E2	7424
1066.4(5)	0.7(1)				7090
1076.2(6)	0.3(1)				8166
1140.5(3)	2.1(2)	0.97(10)	0.74(53)	E2	6822
1147.9(5)	0.4(1)				5389
1159.1(3)	3.3(2)	0.98(7)	0.75(24)	E2	7182
1167.8(3)	13.8(8)	0.51(4)	0.42(19)	E1	2492
1172.5(4)	4.4(3)	0.99(7)	0.99(33)	E2	3422
1193.3(3)	3.3(3)	1.04(8)	0.91(39)	E2	8617
1210.5(4)	0.8(1)	1.02(23)	1.13(57)	E2	8033
1217.9(3)	1.2(2)	1.02(12)	0.65(38)	E2	8399
1256.2(3)	1.5(2)	1.02(11)	0.65(36)	E2	9873
1264.8(4)	2.1(2)	0.67(7)	-0.40(25)	M1	1821
1312.9(6)	0.5(1)	1.05(20)	1.20(80)	E2	9712
1342.1(7)	0.4(1)	1.08(19)	1.20(82)	E2	1342
1344.1(9)	0.2(1)	1.04(19)	0.65(52)	E2	9377
1344.4(6)	2.8(2)	0.58(6)	0.77(37)	E1	2668

M.1. táblázat: folytatás

$E_\gamma(\text{keV})$	$I_\gamma(\text{rel.})$	R_{DCO}	P	Mult.	$E_i(\text{keV})$
1354.3(6)	1.0(2)	1.03(14)	1.21(64)	E2	2678
1365.2(4)	0.4(1)	1.01(19)		Q	11239
1385.7(7)	0.2(1)				11098
1468.4(6)	0.2(1)				12707
1527.0(3)	1.6(2)	0.93(14)	1.99(102)	E2	2083
1624.4(5)	0.8(1)				2182

^a nem feszített $\Delta I=0$ dipol átmenet

M.2. A ^{132}La atommag γ -átmenetei

M.2. táblázat: A ^{132}La atommagoz rendelt γ -átmenetek energiája, relatív intenzitása, DCO aránya, polarizációs értéke, multipolaritása, és a kiinduló állapotok spin-paritása. A DCO értékek külön jelölés hiányában dipol kapuból származnak

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Pol.	Mult.	I_i^π	E_i
33.5(8) ^a	1.2(8) ^a				7 ⁻	391
38.1(5) ^a	28.3(11) ^a				8 ⁺	708
66.8(5)	27.4(11)			M1	9 ⁺	775
96.5(5)	6.6(5)	0.42(8) ^b		M1	4 ⁻	232
117.2(5)	1.7(5)				6 ⁺	508
129.6(8)	4.5(6)	0.46(12) ^b		M1	5 ⁻	362
131.3(6)	3.4(6)	0.81(13) ^b		D+Q	6 ⁻	522
135.5(5)	8.5(6)	0.85(10) ^b		D+Q	3 ⁻	136
150.4(3)	14.2(7)				6 ⁺	508
160.5(5)	9.4(6)	0.67(6) ^b		M1	6 ⁻	522
160.7(3)	97.2(2)	1.11(5)	-0.36(26) ^c	M1	10 ⁺	936
161.5(3)	18.9(9)	1.13(6)	-0.36(26) ^c	M1	7 ⁺	670
164.5(5)	3.3(6)	0.63(10) ^b		D	6 ⁻	522
168.5(8) ^d	0.9(6)				7 ⁻	753
169.1(3)	56.6(7)	0.65(25) ^b	-0.50(30)	M1	7 ⁻	358
173.4(5)	4.8(6)	0.48(6) ^b		D	5 ⁻	362
190.5(8)	0.7(5)	0.93(5)		D	9 ⁺	776
202.5(3)	47.2(5)	0.47(8) ^b	-0.30(20)	M1	7 ⁻	391
227.3(3)	7.6(5)				8 ⁽⁻⁾	585
230.6(4)	19.8(7)	0.41(5) ^b	-0.35(21)	M1	7 ⁻	753

M.2. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Pol.	Mult.	I_i^π	E_i
242.0(8)	2.6(6)	1.07(10)	-0.73(46)	M1	13 ⁻	2907
253.4(5)	4.6(9)				(7 ⁻)	776
258.7(4)	5.3(8)	0.88(15)	-0.10(37)	M1	14 ⁻	3166
278.7(3)	44.3(13)	1.96(11)	-0.21(15)	E1 ^e	7 ⁺	670
288.6(5)	4.5(6)				9 ⁽⁻⁾	874
288.7(10)	0.5(6)				11 ⁽⁻⁾	1572
293.3(5)	100.0(21)	0.87(9) ^c	-0.17(5) ^c	M1	11 ⁺	1229
293.8(5)	84.9(23)	0.87(9) ^c	-0.17(5) ^c	M1	12 ⁺	1523
305.2(5)	10.4(7)	1.05(9)	-0.29(23) ^c	M1	17 ⁻	4087
306.5(5)	8.8(7)	1.13(11)	-0.29(23) ^c	M1	15 ⁻	3472
309.3(5)	9.6(7)	1.13(11)	-0.63(40)	M1	16 ⁻	3781
312.3(3)	16.6(8)	1.98(12)	-0.45(32)	E1 ^e	7 ⁺	670
319.9(3)	39.6(5)	1.99(11)	-0.34(26)	E1 ^e	6 ⁺	508
334.2(5)	4.3(6)	1.04(32) ^b		E1 ^e	6 ⁻	522
350.4(4)	11.8(9)	1.05(7)	0.8(6)	E1	8 ⁺	708
358.5(4)	14.2(6)	0.91(9)	-0.59(35)	M1	18 ⁻	4445
360.8(9)	4.3(10)				12 ⁺	1916
368.7(9) ^d	1.9(7)				(10 ⁻)	1536
380.2(6)	3.6(5)				13 ⁺	2296
380.2(8)	0.9(5)				10 ⁽⁻⁾	1254
383.9(3)	12.6(6)				19 ⁻	4829
385.2(3)	54.7(9)	0.84(10)	-0.10(6)	M1	14 ⁺	2301
391.2(4)	5.3(7)				9 ⁻	1167
392.1(3)	71.7(7)	0.97(5)	-0.19(7)	M1	13 ⁺	1915
393.1(8)	1.6(5)				(19 ⁻)	4948
403.8(10)	4.3(9)				14 ⁺	2700

M.2. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Pol.	Mult.	I_i^π	E_i
409.5(10)	0.3(5)				$10^{(-)}$	1283
414.0(3)	29.7(7)	1.14(14) ^b		Q	9^-	1167
427.0(5)	4.7(7)	1.25(26)		D	15^+	3127
432.1(5)	11.9(6)	0.96(11)	-0.35(20)	M1	20^-	5261
447.9(5)	5.7(7)	0.54(11) ^b	-0.31(17)	M1	12^-	2172
452.2(5)	26.4(6)	0.96(6) ^c	-0.30(11) ^c	M1	16^+	3206
453.4(3)	41.5(8)	0.96(6) ^c	-0.30(11) ^c	M1	15^+	2754
463.0(8)	3.6(6)				(20^-)	5411
481.4(5)	8.0(5)				21^-	5742
481.5(3)	23.0(10)	1.06(9)	0.22(13)	E1	7^+	670
487.5(5)	11.8(5)	1.09(14)	-0.48(22)	M1	18^+	4200
498.1(8)	7.5(5)	0.92(15)	-0.51(20)	M1	22^-	6241
506.6(4)	18.9(8)	0.99(6) ^b	-0.29(27)	M1	17^+	3713
516.9(5)	5.0(5)				(18^-)	4554
519.9(10)	4.9(6)	0.59(15) ^b		D	14^-	2912
547.5(5)	5.7(5)	0.91(20)	-0.37(18)	M1	23^-	6788
556.8(3)	33.0(8)	1.82(22)	0.24(14)	E2	11^-	1724
559.0(7)	6.1(5)	0.92(16)	-0.30(21)	M1	19^+	4759
563.4(10)	3.2(5)				24^-	7351
564.8(5)	8.9(7)	0.44(9) ^b		D	7^-	753
572.6(5)	6.3(5)				(16^-)	3735
574.6(6)	1.4(6)	2.14(28)	-0.40(28)	E1 ^e	16^-	3781
587.4(4)	20.8(9)	1.91(11)	0.32(32)	E2	12^+	1523
614.9(6)	2.4(5)	1.79(14)		Q	16^-	3781
615.0(6)	4.7(5)	1.76(15)		Q	17^-	4087
621.6(12)	4.7(9)				11^+	1556

M.2. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Pol.	Mult.	I_i^π	E_i
636.5(8) ^d	1.9(7)				12 ⁻	2172
664.3(10)	1.9(6)				18 ⁻	4445
667.8(4)	27.4(9)	1.04(10) ^b	0.62(26)	E2	13 ⁻	2392
668.7(5)	2.7(5)				10 ⁽⁻⁾	1254
686.7(4)	17.0(8)	2.01(13)	0.32(20)	E2	13 ⁺	1915
687.4(15)	1.6(9)				12 ⁺	1916
699.4(12)	4.3(5)				11 ⁽⁻⁾	1573
718.5(6)	4.3(6)	2.22(45)		E1 ^e	15 ⁻	3472
739.9(8)	4.0(6)				14 ⁻	2912
742.3(5)	2.9(7)				19 ⁻	4829
770.5(6)	21.5(7)	0.97(10) ^b	0.84(18)	E2	15 ⁻	3162
772.8(12)	3.6(9)	0.91(6)		D	13 ⁺	2296
777.6(4)	33.5(6)	1.91(11)	0.35(28)	E2	14 ⁺	2301
785.1(5)	6.6(8)	0.79(9)		D	14 ⁺	2700
815.4(6)	3.4(10)	2.29(31)		Q	20 ⁻	5261
822.7(10)	4.7(7)				(16 ⁻)	3735
838.7(4)	22.6(8)	2.08(14)	0.44(28)	E2	15 ⁺	2754
841.4(11)	4.5(6)				(13 ⁻)	2414
864.9(8)	8.7(6)	2.08(19)	-0.50(20)	E1 ^e	14 ⁻	3166
875.2(5)	15.1(7)	1.01(16) ^b		Q	17 ⁻	4037
906.3(7)	23.2(6)	2.13(19) ^b	0.42(27)	E2	16 ⁺	3206
910.5(6)	6.0(5)				(19 ⁻)	4948
913.2(8)	5.4(6)	1.81(21)		Q	21 ⁻	5742
958.6(3)	12.1(6)	1.68(27)		Q	17 ⁺	3713
975.0(12)	4.0(5)				(15 ⁻)	3389
979.6(8)	4.8(5)	1.72(26)	0.39(25)	E2	22 ⁻	6241

M.2. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Pol.	Mult.	I_i^π	E_i
992.0(12)	6.8(7)	2.21(18)		E1 ^e	13 ⁻	2907
994.2(7)	14.2(6)	0.80(26) ^b	0.67(48)	E2	18 ⁺	4200
1018.9(10)	9.4(6)	1.9(19)	0.65(64)	E2	20 ⁺	5219
1045.6(6)	3.6(5)				23 ⁻	6788
1046.4(10)	9.0(7)	2.06(15)	0.44(35)	E2	19 ⁺	4759
1068.3(20)	0.8(7)				13 ⁺	2296
1110.5(8)	4.5(6)				24 ⁻	7351
1119.2(9)	9.4(5)	2.28(35)	0.61(32)	E2	22 ⁺	6338
1142.4(15)	2.1(6)				12 ⁻	2665

^a Nívósémából származtatva. ^b Kvadrupol kapuzásból. ^c Közel azonos E_γ energiájú átmenetek. ^d Feltételes hozzárendések. ^e $\Delta I=0$ átmenetek.

M.3. A ^{134}Pr atommag γ -átmenetei

M.3. táblázat: A ^{134}Pr atommaghoz rendelt γ -átmenetek energiája, relatív intenzitása, DCO aránya, multipolaritása, valamint a kiinduló állapotok spin-paritása és sávja. A DCO értékek külön jelölés hiányában kvadrupól kapuból származnak. Az ls jelölés a 10. és 11. sáv közti nívószerkezetet jelöli.

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
39.3(3)	21.5		M1 ^a	1	8 ⁺	414
46.5(4)	0.1			11	7 ⁻	751
82.4(4)	0.4		E1	1a	7 ⁺	374
90.7(3)	0.7			9	7 ⁻	383
94.6(3)	39.2	0.74(5)	M1 ^a	1	9 ⁺	508
103.1(2)	0.2			9	8 ⁻	653
109.3(3)	0.2			13	8 ⁻	906
115.7(2)	5.8	0.57(5)	M1	12	3 ⁻	116
117.9(2)	3.8	0.58(5)	M1	12	6 ⁻	517
120.7(3)	0.2			11	6 ⁻	705
121.9(3)	0.3		E1	1	8 ⁺	414
130.6(2)	4.4			11	8 ⁻	882
131.3(2)	5.0	0.51(4)	M1	12	4 ⁻	247
133.9(2)	0.6	0.43(13)	M1	3	10 ⁺	1306
146.3(2)	1.6	0.46	D	5	14 ⁻	2748
152.5(2)	5.2	0.56(5)	M1	12	5 ⁻	400
164.5(2)	3.6	0.64(6)	M1	12	7 ⁻	682
166.4(2)	1.1			2	11 ⁺	1304
166.9(3)	0.1			11	7 ⁻	751
167.5(4)	0.2			2	9 ⁺	933

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
171.2(2)	71.9	0.55(2)	M1	1	10^+	679
171.3(3)	0.2			2	10^+	1138
179.2(2)	0.8	1.59(24) ^d	D	11	9^-	1086
184.7(3)	0.7			<i>ls</i>	6^-	584
187.3(3)	0.1			13	10^-	1468
199.8(3)	0.5	0.93(27) ^d	M1	6	14^-	2910
200.6(2)	12.7	0.57(9)	M1	5	14^-	2748
204.0(3)	2.7	0.90(6) ^d	M1	11	9^-	1086
204.6(2)	17.3	0.63(7)	M1	5	15^-	2953
204.8(2)	0.8			2	10^+	1138
210.7(2)	1.7	0.46(5)	M1	3	11^+	1516
212.8(3)	0.2			<i>ls</i>	7^-	797
215.8(2)	0.7			10	9^-	869
216.3(2)	1.3			5	12^-	2317
224.3(2)	14.6			10	7^-	292
224.7(2)	1.0	0.53(10)	D	13	8^-	906
225.0(6)	0.6			12	6^-	517
227.5(2)	1.5	1.06(19) ^d	M1	6	15^-	3137
230.4(2)	4.2	0.32(13)	M1	5	13^-	2548
233.9(3)	1.3	0.79(8) ^d	D	11	7^-	751
239.6(3)	0.3			10	11^-	1573
240.0(2)	19.2			5	16^-	3193
243.3(2)	0.4	0.43(19)	D	3	11^+	1516
245.0(2)	1.6	0.51(6)	D	4	11^+	1551
246.6(4)	0.2			10	13^-	2380
250.2(2)	0.8			3	13^+	2034

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
251.1(2)	2.9	0.37(8)	D	13	9 ⁻	1133
253.4(4)	0.9			11	10 ⁻	1386
253.6(4)	0.2			2	9 ⁺	933
257.1(3)	0.2			2	8 ⁺	765
257.8(2)	6.9	0.23(5)	M1	10	8 ⁻	550
258.2(3)	0.2			7	16 ⁻	3545
267.2(2)	0.6			3	12 ⁺	1784
270.0(2)	2.1			9	8 ⁻	653
270.3(3)	0.4			12	6 ⁻	517
277.6(2)	0.7	0.42(12)	D	4	11 ⁺	1551
280.0(2)	4.6	0.48(12)	M1	6	16 ⁻	3417
283.3(2)	6.9	1.33(36) ^d	M1	2	12 ⁺	1587
283.9(4)	0.2			12	5 ⁻	400
287.6(2)	62.7			1	11 ⁺	967
289.9(2)	20.0	0.65(8)	M1	5	17 ⁻	3483
290.8(4)	1.3			5	14 ⁻	2748
292.3(2)	1.1			7	16 ⁻	3545
293.8(2)	1.9	1.10(18) ^d	D	6	15 ⁻	3137
300.8(2)	2.3	0.30(4)	M1	11	10 ⁻	1386
305.3(3)	1.0			11	6 ⁻	705
306.5(3)	40.4			1	12 ⁺	1273
306.6(2)	100.0	0.58(4)	D	1	7 ⁺	374
307.6(3)	0.3			9	10 ⁻	1333
315.0(2)	1.5	0.34(14)	D	9	7 ⁻	383
316.5(2)	1.4			7	17 ⁻	3861
318.8(2)	5.4			10	9 ⁻	869

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
318.9(2)	5.0			6	17^-	3736
323.9(2)	14.6	0.49(7)	M1	2	13^+	1911
324.4(3)	0.2			10	15^-	3286
331.8(3)	1.3	0.48(10)	D	12	5^-	400
332.1(5)	0.4			11	8^-	882
332.5(2)	1.6	0.53(11)	M1	11	11^-	1719
333.8(4)	0.4			10	13^-	2380
334.4(3)	0.4			11	9^-	1086
334.8(3)	0.4	$1.11(38)^d$	M1	13	10^-	1468
337.1(2)	13.1	0.46(10)	M1	2	14^+	2248
337.6(4)	1.0			11	7^-	751
339.2(2)	2.3	0.64(8)	D	3	10^+	1306
339.8(2)	1.2	0.28(7)	M1	10	11^-	1573
339.8(2)	1.2	0.49(22)	M1	7	18^-	4201
343.0(2)	15.4	0.61(10)	M1	5	18^-	3826
358.1(2)	1.2			3	14^+	2392
359.8(2)	4.0	$0.95(17)^d$	M1	6	18^-	4096
364.1(2)	1.1			10	10^-	1233
364.5(3)	0.5			11	8^-	882
364.6(3)	0.2			4	9^+	1130
368.3(2)	1.2	0.42(11)	D	5	14^-	2748
369.2(2)	6.1			2	15^+	2617
372.8(3)	0.7			9	9^-	1026
376.9(4)	0.5			11	7^-	751
377.8(3)	0.3			4	13^+	2161
378.5(3)	0.4	0.31(17)	M1	13	12^-	2158

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
381.7(3)	1.0			13	9 ⁻	1133
382.1(3)	0.3			13	10 ⁻	1468
382.5(3)	1.6	0.40(6)	M1	11	12 ⁻	2101
386.1(2)	10.7	0.64(16)	M1	5	19 ⁻	4212
386.5(4)	0.8	0.29(7)	M1	11	14 ⁻	2844
389.4(4)	0.8	0.98(15)	E2	13	8 ⁻	906
389.8(3)	1.2			5	13 ⁻	2548
390.7(3)	0.1			2	8 ⁺	765
393.0(3)	1.2			13	11 ⁻	1779
395.6(2)	13.8			1	14 ⁺	2085
396.9(2)	1.3	0.39(23)	D	8	19 ⁻	4598
400.0(2)	3.5			2	16 ⁺	3017
403.8(2)	2.7	2.18(17) ^d	E2	11	9 ⁻	1086
405.1(5)	0.1			5	15 ⁻	2953
410.8(2)	2.7	0.79(22) ^d	M1	6	19 ⁻	4507
412.9(3)	0.6			11	6 ⁻	705
416.6(2)	25.8			1	13 ⁺	1690
421.3(2)	0.8	1.65(67)	E2	4	11 ⁺	1551
421.6(2)	1.9			6	20 ⁻	4928
425.6(3)	0.8			7	20 ⁻	5059
427.5(4)	0.1			6	15 ⁻	3137
430.8(4)	0.5			5	14 ⁻	2748
432.7(2)	1.1			7	19 ⁻	4634
436.5(2)	3.1			2	16 ⁺	3017
438.4(2)	6.5	0.50(22)	M1	5	20 ⁻	4650
438.9(2)	1.4			3	15 ⁺	2831

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
440.7(3)	1.3			1	21^+	5609
443.8(2)	1.1			1	16^+	3061
444.4(4)	0.7			5	16^-	3193
444.4(4)	0.2			13	13^-	2602
445.1(2)	1.3			3	16^+	3276
445.6(3)	0.5			3	17^+	3722
446.2(3)	0.9			5	13^-	2548
446.4(4)	0.2			5	13^-	2548
450.4(2)	0.8	0.59(28)	D	4	9^+	1130
451.1(2)	0.8	$1.81(25)^d$	E2	13	9^-	1133
458.7(2)	3.8			1	11^+	967
458.7(3)	0.2			2	10^+	1138
459.5(3)	1.5			11	7^-	751
463.6(4)	0.1			11	14^-	2844
464.7(3)	0.7			9	10^-	1333
467.2(3)	2.1			2	18^+	3956
472.0(2)	3.6	$0.68(19)^d$	M1	2	17^+	3489
473.4(3)	1.1			1	22^+	6082
473.5(4)	0.5			10	12^-	2046
474.4(3)	0.6			7	21^-	5533
475.9(3)	0.5			2	20^+	5022
476.2(4)	0.6			1	23^+	6558
476.4(2)	3.8			5	21^-	5126
477.3(4)	0.3			6	22^-	5912
479.5(4)	0.2			3	12^+	1784
479.9(5)	0.3			3	19^+	4713

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
480.3(2)	1.7			1	16 ⁺	3061
482.1(2)	4.0			10	8 ⁻	550
483.5(3)	0.2			<i>ls</i>	9 ⁻	1281
492.8(2)	0.6			3	9 ⁺	1172
495.7(2)	7.7	0.39(6)	M1	1	15 ⁺	2581
499.5(3)	1.1			1	20 ⁺	5168
500.6(4)	0.2			13	13 ⁻	2602
504.7(2)	1.5	2.12(45) ^d	E2	11	10 ⁻	1386
505.7(3)	1.2			6	21 ⁻	5434
507.5(3)	0.3			6	16 ⁻	3417
511.2(3)	0.7			3	18 ⁺	4233
517.8(2)	2.4			5	22 ⁻	5644
518.8(2)	0.8			2	9 ⁺	933
521.8(2)	1.2			1	18 ⁺	4129
523.9(4)	0.5			1	25 ⁺	7610
528.0(4)	0.6			1	24 ⁺	7086
529.8(3)	1.1			5	17 ⁻	3483
532.1(2)	2.1			2	15 ⁺	2617
539.1(3)	1.2			1	19 ⁺	4669
540.7(2)	0.3			3	10 ⁺	1306
546.5(2)	3.1	0.70(22)	M1	1	17 ⁺	3608
549.9(3)	1.3			5	23 ⁻	6194
558.5(2)	1.4			2	14 ⁺	2248
560.4(5)	0.2			9	12 ⁻	2133
561.4(3)	0.9			13	10 ⁻	1468
562.4(4)	0.4			6	23 ⁻	6474

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
572.6(3)	0.4			5	15^-	2953
574.1(3)	0.2			6	16^-	3417
575.3(4)	0.5			5	16^-	3193
576.6(2)	4.4	1.05(17)	E2	10	9^-	869
581.9(3)	0.2			10	14^-	2962
583.4(3)	0.6			3	11^+	1516
584.9(3)	1.2			9	8^-	653
590.3(3)	1.1			2	19^+	4547
592.2(3)	0.4			7	16^-	3545
592.6(3)	0.9			5	24^-	6787
594.1(2)	11.9			1	12^+	1273
599.0(3)	0.7			6	17^-	3736
607.1(3)	0.7			2	13^+	1911
608.9(4)	0.4			7	17^-	3861
610.6(2)	4.6	0.99(8)	E2	4	13^+	2161
612.1(4)	0.4			5	25^-	7399
613.5(3)	0.8			6	18^-	4096
614.1(4)	0.2	0.36(22)	D	12	7^-	682
617.6(3)	0.3			4	11^+	1551
620.4(2)	9.6	0.83(27 ^d)	D	2	12^+	1587
624.8(2)	6.1			2	11^+	1304
626.6(3)	0.6			3	10^+	1306
629.6(2)	1.6			2	10^+	1138
633.0(3)	2.5			5	18^-	3826
633.3(2)	4.2	0.99(9)	E2	11	11^-	1719
633.7(3)	0.8			11	12^-	2101

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
637.9(2)	3.2	0.56(32)	D	2	13 ⁺	1911
642.9(3)	0.8			9	9 ⁻	1026
644.9(2)	3.5	0.93(8)	E2	4	13 ⁺	2161
646.0(4)	0.1			3	12 ⁺	1784
646.3(2)	3.5			13	11 ⁻	1779
656.5(4)	0.2			7	18 ⁻	4201
660.9(3)	0.2			2	14 ⁺	2248
662.5(2)	0.9			5	14 ⁻	2748
669.3(3)	0.4			6	16 ⁻	3417
677.7(4)	0.6			11	13 ⁻	2457
678.9(3)	0.5			6	18 ⁻	4096
680.0(2)	0.7			6	15 ⁻	3137
680.6(2)	1.9			9	10 ⁻	1333
680.8(4)	0.4	2.17(38) ^d	E2	6	19 ⁻	4507
682.9(3)	3.8			10	10 ⁻	1233
683.6(4)	0.8			11	7 ⁻	751
690.0(2)	0.7	1.27(49)	E2	13	12 ⁻	2158
695.1(3)	0.7			2	21 ⁺	5718
702.1(2)	0.5			5	14 ⁻	2748
702.1(3)	2.4			3	14 ⁺	2392
703.9(2)	6.1	1.08(16)	E2	10	11 ⁻	1573
704.2(2)	2.1			5	15 ⁻	2953
704.7(6)	0.8			3	17 ⁺	3722
706.3(4)	0.4			2	15 ⁺	2617
714.8(3)	2.3	2.31(40) ^d	E2	11	12 ⁻	2101
716.2(5)	0.7			6	20 ⁻	4928

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
718.5(3)	0.9			7	18^-	4201
723.1(2)	8.1			1	13^+	1690
724.2(4)	0.5			2	10^+	1138
729.1(3)	2.6	1.49(69)	E2	5	19^-	4212
729.5(3)	0.4			l_s	7^-	797
730.2(3)	0.6			3	13^+	2034
737.0(2)	0.8	0.93(28)	E2	8	19^-	4598
738.4(3)	3.6	0.95(11)	E2	11	13^-	2457
742.3(3)	1.9	1.02(35)	E2	11	14^-	2844
744.2(7)	0.3			3	18^+	4233
745.7(5)	0.3			3	15^+	2831
748.4(3)	0.4			6	14^-	2910
753.9(4)	0.4			13	11^-	1779
758.2(3)	0.3			3	9^+	1172
760.5(3)	1.5			3	13^+	2034
763.9(4)	0.2			5	13^-	2548
767.4(2)	8.1	1.06(13)	E2	4	15^+	2929
768.2(2)	2.5			5	13^-	2548
769.3(3)	1.3			2	16^+	3017
770.4(3)	0.6	$2.66(52)^d$	E2	6	19^-	4507
771.4(3)	0.5			13	12^-	2158
783.6(5)	0.3			6	17^-	3736
783.7(3)	0.8			7	18^-	4201
783.7(5)	0.3			6	21^-	5434
785.3(4)	0.2			6	22^-	5912
795.2(3)	0.2			7	15^-	3252

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
795.8(2)	2.0			2	11 ⁺	1304
797.0(3)	0.5			3	15 ⁺	2831
797.6(4)	0.3			11	14 ⁻	2844
797.9(3)	0.2			3	9 ⁺	1172
799.2(4)	1.2			9	12 ⁻	2133
804.6(3)	0.8			3	14 ⁺	2392
807.0(2)	5.8			10	13 ⁻	2380
808.5(4)	0.3			6	14 ⁻	2910
812.2(2)	14.6			1	14 ⁺	2085
812.9(3)	3.3			10	12 ⁻	2046
814.6(4)	0.4			11	8 ⁻	882
816.8(2)	1.8			3	12 ⁺	1784
822.5(2)	4.6	1.00(13)	E2	4	21 ⁺	5444
822.6(2)	1.5	1.44(57)	E2	13	13 ⁻	2602
824.3(3)	2.3			5	20 ⁻	4650
824.5(3)	0.2			6	14 ⁻	2910
825.3(4)	0.4			8	21 ⁻	5459
829.6(6)	0.3			6	23 ⁻	6474
832.2(4)	0.5			6	20 ⁻	4928
836.8(2)	3.1			5	14 ⁻	2748
837.0(3)	1.9	0.60(10)	D	3	11 ⁺	1516
844.6(4)	7.3	1.08(9)	E2	4	19 ⁺	4622
846.6(4)	0.4	1.93(87) ^d	E2	11	15 ⁻	3304
848.3(4)	8.1	0.94(13)	E2	4	17 ⁺	3777
857.6(2)	4.6	1.40(52)	$\Delta I = 0$	5	13 ⁻	2548
858.1(4)	0.4			7	20 ⁻	5059

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
860.9(3)	1.7	1.68(37) ^d	E2	8	21 ⁻	5459
861.5(5)	0.5	1.69(33) ^d	E2	8	19 ⁻	4598
871.7(2)	1.5			4	11 ⁺	1551
872.1(3)	1.4			2	17 ⁺	3489
872.2(3)	1.3	0.93(15)	E2	7	15 ⁻	3252
874.1(4)	0.5			9	14 ⁻	3007
876.4(5)	0.2			6	14 ⁻	2910
882.4(2)	3.5			4	23 ⁺	6327
883.1(2)	0.8			13	13 ⁻	2602
884.3(3)	0.7			3	16 ⁺	3276
889.4(5)	0.2			8	23 ⁻	6423
890.5(5)	0.2			3	17 ⁺	3722
891.3(2)	6.9	0.95(11)	E2	1	15 ⁺	2581
892.0(5)	0.2			3	10 ⁺	1306
899.3(6)	0.2			7	21 ⁻	5533
906.5(3)	1.1	0.81(26)	E2	10	15 ⁻	3286
907.9(2)	1.7			2	12 ⁺	1587
908.4(2)	1.0			2	17 ⁺	3489
914.1(3)	1.2			1	22 ⁺	6082
914.7(3)	2.3			5	21 ⁻	5126
916.3(4)	0.8			10	14 ⁻	2962
920.1(3)	0.8			3	15 ⁺	2831
923.7(5)	0.2			11	15 ⁻	3304
927.4(4)	0.6			7	16 ⁻	3545
927.6(2)	1.9			2	15 ⁺	2617
928.1(5)	0.4			6	21 ⁻	5434

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
930.6(4)	0.2			5	12 ⁻	2317
931.7(2)	2.4			2	16 ⁺	3017
939.0(3)	2.5			2	18 ⁺	3956
940.1(3)	1.5			1	21 ⁺	5609
945.1(4)	1.5			2	13 ⁺	1911
949.5(4)	0.8			1	23 ⁺	6558
956.8(4)	0.3			3	18 ⁺	4233
963.1(4)	0.3			7	20 ⁻	5059
964.2(3)	1.7	1.07(31)	E2	8	23 ⁻	6423
975.7(3)	8.1	0.94(17)	E2	1	16 ⁺	3061
977.3(2)	2.6			4	25 ⁺	7304
983.7(6)	0.6			6	22 ⁻	5912
990.2(4)	0.6			1	17 ⁺	3608
990.8(5)	0.2			3	19 ⁺	4713
994.0(3)	1.8			5	22 ⁻	5644
1004.3(4)	0.9			1	24 ⁺	7086
1015.2(5)	0.1			5	11 ⁻	2101
1020.5(5)	0.2			6	13 ⁻	2710
1026.5(4)	0.3			7	21 ⁻	5533
1026.6(3)	4.0			1	17 ⁺	3608
1028.2(5)	0.9			3	16 ⁺	3276
1038.5(3)	2.7			1	20 ⁺	5168
1039.5(5)	0.2			6	23 ⁻	6474
1043.9(3)	4.0			5	12 ⁻	2317
1051.6(5)	0.7			1	25 ⁺	7610
1052.0(4)	0.3			6	15 ⁻	3137

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
1057.2(4)	1.6			2	19^+	4547
1060.9(3)	2.8			1	19^+	4669
1062.7(4)	1.0			8	25^-	7486
1065.9(4)	2.1			2	20^+	5022
1067.8(4)	1.5			5	23^-	6194
1068.0(3)	6.1			1	18^+	4129
1074.7(3)	1.7			4	27^+	8379
1075.1(5)	0.5			6	24^-	6987
1112.4(5)	0.7			1	18^+	4129
1134.1(3)	1.1			5	11^-	2101
1142.7(5)	1.1			5	24^-	6787
1145.7(5)	0.4			1	27^+	8756
1149.0(4)	0.7			8	27^-	8635
1154.0(5)	0.5			11	14^-	2844
1166.8(5)	1.2			4	29^+	9545
1167.4(5)	0.8			7	15^-	3252
1170.6(5)	0.7			2	21^+	5718
1191.0(5)	1.3			2	22^+	6213
1191.2(6)	0.6			2	23^+	6909
1204.8(5)	1.2			5	25^-	7399
1240.5(5)	0.4			8	29^-	9875
1251.2(5)	0.7			4	31^+	10797
1260.8(7)	0.7			5	26^-	8048
1320.7(6)	0.4			5	27^-	8720
1328.7(5)	0.1			13	13^-	2602
1338.8(5)	0.2			8	31^-	11214

M.3. táblázat: folytatás

E_γ	I_γ	R_{DCO}	Mult.	$Band_i$	J_i^π	E_i
1349.3(7)	0.2			5	28^-	9397
1350.7(5)	0.2			4	33^+	12147
1407.5(7)	0.2			5	29^-	10127
1436.6(5)	0.6			6	13^-	2710

^a A multipolaritások [63]-ből átvéve. ^d A DCO arány dipol kapuból származik.

M.4. A disszertációban szereplő idézetek forrásai

- Billie Joe Armstrong / Green Day: Good Riddance
(1. Fejezet)
- William Blake: The Tyger
(2. Fejezet)
- William Blake: All Religions are One
(3. Fejezet)
- Isaac Asimov's Book of Science and Nature Quotations
(4. Fejezet)
- Billie Joe Armstrong / Green Day: Good Riddance
(Köszönetnyilvánítás)

