

MTA DOKTORI ÉRTEKEZÉS

**AZ ATOMMAGOK
HÉJSZERKEZETÉNEK VÁLTOZÁSA
A NEUTRON-INSTABILITÁSI VONAL
KÖZELÉBEN**

*In-beam magspektroszkópiai vizsgálatok
közepes energiájú radioaktív nyalábokban*

Dombrádi Zsolt

ATOMKI
Debrecen
2007

TARTALOMJEGYZÉK

1. Történeti áttekintés	2
2. A héjzáródások megszűnésének problematikája	10
2.1. A mágikus számok helyzete a stabilitási sávtól távoli atommagokban	10
2.1.1. Mágikus atommagok, új mágikus számok	10
2.1.2. A mágikus számok stabilitása a neutrongazdag atommagokban	11
2.1.3. A probléma újragondolása a radioaktív-nyalábos spektroszkópia tükrében	16
3. Kísérleti berendezések és módszerek	20
3.1. Radioaktív nyalábok előállítása	20
3.2. Nyalábdiaosztika, reakciótermékek azonosítása	27
3.3. γ -spektroszkópia	32
3.4. Küzdelem a kis hozamok ellen	35
4. Héjzáródások erősségének vizsgálata az $N/Z=2$ vonal közelében	40
4.1. Az $N=20$ héjzáródás gyengülése	40
4.1.1. A neutrongazdag Ne izotópok vizsgálata fragmentációban	41
4.1.2. Intruder állapotok a neutrongazdag fluor atommagokban	46
4.1.3. Az $N=20$ héjzáródás gyengülésének hatása $N=17$ -nél	50
4.2. Az $N=14,16$ alhéjzáródás erőssége	54
4.2.1. A neutrongazdag oxigén izotópok szerkezete	56
4.2.2. Az $N=16$ alhéjzáródás erőssége és az $N=20$ héjzáródás megszűnése $Z=8$ esetén	62
4.2.3. Az $N=14$ alhéjzáródás megszűnése a ^{20}C -ben	68
4.3. Az $N=28$ héjzáródás stabilitásának a kérdése	71
4.3.1. Intruder állapotok keresése az $N=27,28$ Ar és S atommagokban	72

4.3.2. Gerjesztett állapotok energiája a ^{42}Si közelében	82
4.3.3. Egyrészecske energiák változása az $N=28$ vonal mentén	85
4.4. $N=40$, a virtuális héjzáródás	89
4.4.1. A $^{68}\text{Ni } 2_1^+$ állapotának élettartama	90
4.4.2. A ^{68}Ni szerkezete kvázirészecskés héjmodellben	91
4.5. A keletkező és eltűnő héjzáródások elméleti értelmezése	93
5. Összefoglalás	99
Függelék	107
Az értekezés témakörében megjelent publikációk	107
Sajátrész	113
Köszönetnyilvánítás	115
Irodalomjegyzék	117

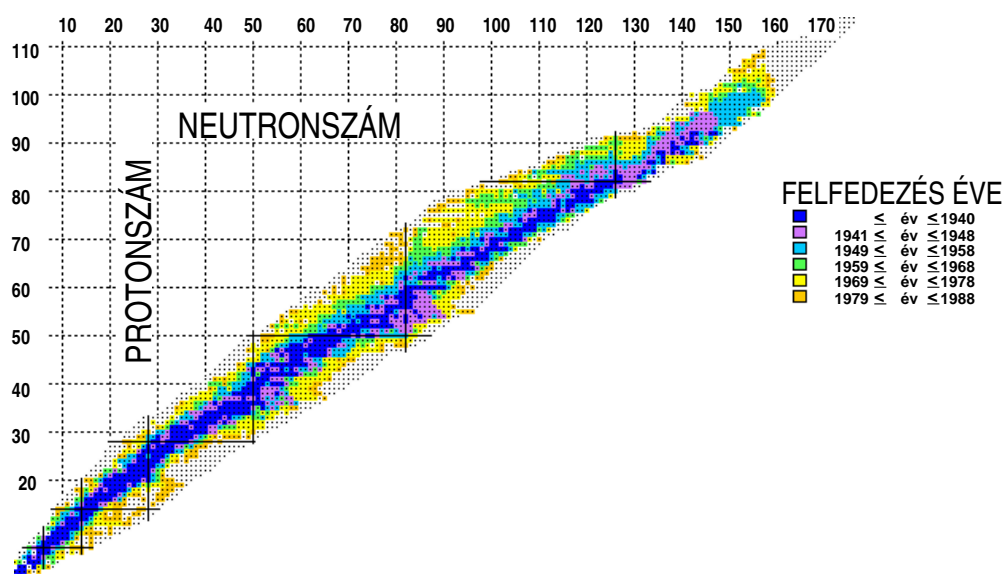
1. TÖRTÉNETI ÁTTEKINTÉS

A magfizika történetét 1911-től számoljuk, amikor is Rutherford α -szórási kísérleteivel kimutatta, hogy az atom nem tömör, hanem a közepében egy kicsi, ($\sim 10^{-14}$ m átmérőjű) részben van az atom tömegének jelentős része, amit az atom magjának nevezett el. 1916-ban $^{14}\text{N}(\alpha, \text{p})$ reakcióban sikerült kimutatni, hogy a magban pozitív töltésű részecskék, protonok vannak, és 1932-ben ködkamrás kísérletben Chadwick kimutatta azt is, hogy az atommag másik fontos összetevője a semleges neutron. Innen számolhatjuk a kis energiás — az atommag szerkezetét proton és neutron szabadsági fokokkal értelmező — magszerkezet kutatást. Nem sokkal az atommag felfedezése után sikerült kimutatni, hogy egy adott töltésű maghoz különböző tömegek tartozhatnak, azaz különböző izotópok léteznek. 1932-re az is kiderült, hogy ennek az az oka, hogy az atommagok különböző számú protonból és neutronból állhatnak. Ez a felfedezés egyben utat mutatott az addigi kísérleti eredmények rendezési elvére. A proton- illetve neutronsám függvényében ábrázolva az adatokat hamar kiderült, hogy bizonyos proton- illetve neutronsámok közelében bizonyos mennyiségek hirtelen változást mutatnak. Először a tömegmérésekből meghatározott kötési energiák, illetve az azok különbségéből kapott szeparációs energiák mutattak ugrásszerű változást bizonyos mágikus számoknál, amit a kibontakozóban levő atomi kvantummechanikai analógia alapján nemesgáz-szerkezetűnek tekintettek. Már a '30-as évek végén ismertek voltak a 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 mágikus számok, amelyek a nemesgázok zárt elektronhéjaihoz hasonlóan zárt proton- illetve neutronhéjaknak feleltek meg. A '30-as évek végére megszülettek az atommagok szerkezetét értelmező

legegyszerűbb modellek: a folyadékcsepp- és a fermi-gázmodell, amelyek az atommagok alapvető tulajdonságaira adtak egyszerű magyarázatot. A ezen időszak technikai vívmánya volt a gyorsító berendezések kifejlesztése is, ami lehetővé tette az atommagok gerjesztett állapotainak vizsgálatát, illetve új izotópok szintetizálását. A közelgő háború azonban beárnyékolta a magfizikai kutatásokat, és azok csak a '40-es évek végére váltak újra nyilvánossá. 1948-ban megszületett az atommagok héjmodellje, amivel sikeresen lehetett értelmezni a mágikus számokat, mint héjzáródási effektusokat, valamint a mágikushoz közeli proton- és neutronsámú atommagok alap- és gerjesztett-állapotai sajátosságait. Nem sokkal később megszületett a folyadékcseppmodell továbbfejlesztéseként az atommagok kollektív modellje is, amely egy folyadékcseppben végbemenő rezgések és forgások szuperpozíciójaként értelmezi a mágikustól távoli proton- és neutronsámú atommagok gerjesztésienergia-spektrumát.

Az atommagok kisenergiás mozgásformáinak értelmezésére tett ezen javaslatok meglehetősen szűk kísérleti adathalmazra alapozva jöttek létre: a kis energiás magfizika alapmodelljei a stabilitási völgy közelében elhelyezkedő atommagok néhány gerjesztett állapotának ismeretében születtek. Jelenlegi becsléseink szerint 5-7000 izotóp fordul elő a természetben kötött állapotban. Ezek közül csak 285 stabil.

A magfizika kezdetei óta van érdeklődés a stabilitási sávtól távolabb eső atommagok előállítására és szerkezetének vizsgálatára. Mindig újabb és újabb technikát vetettek be, hogy még távolabb lehessen jutni a stabilitási sávtól. A '30-as évektől a könnyűionreakciókat alkalmazták mesterséges izotópok előállítására, majd az uránium hasadványtermékeit azonosítva sikerült újabb területeket feltárni. Az '50-es években az izotópszeparátorok elterjedése alapozta meg az új izotópok felfedezését, és tulajdonságaik vizsgálatát. A reakciótermékek α -bomlását követve sikerült egy új izotópcsaládot feltárni a '60-as években. A '70-es években a spalláció és a nehézionok fúziója volt a fő módszer új izotópok előállítására, a '80-as évekre pedig a nehézionok fragmentációja vált a meghatározó technikává. Mára közel 3000 izotópot



1.1. ábra. A ma ismert atommagok a magtérképen. A különböző színek a felfedezésük idejét mutatják.

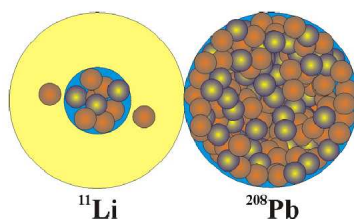
sikerült előállítani, melyeket egy-egy kis négyzet jelöl a protonok és a neutronok száma alapján megrajzolt magtérképen a 1.1. ábrán, amelyen a felfedezés időszaka (és az arra jellemző előállítási technika) különböző színekkel van jelölve.

Egy új izotóp szintetizálása csak annyit jelent, hogy tudjuk, hogy kötött állapotban előfordul a természetben, de nem ismerjük még semmilyen tulajdonságát. Elég nagy mennyiségben kell előállítani az izotópot ahhoz, hogy meg lehessen határozni a felezési idejét, tömegét, alapállapotú impulzusmomentumát, és már születésénél vizsgálni kell a keletkező sugárzásokat, hogy valami információnk legyen az új izotóp gerjesztett állapotairól. A '60-as évek közepétől a félvezető detektorok alkalmazása forradalmasította a gerjesztett állapotok vizsgálatát. A jó feloldású germánium detektorok segítségével már nem csak néhány gerjesztett állapotot, hanem a gerjesztet állapotok tucatjait, komplex detektor rendszerek alkalmazásával akár százait lehetett azonosítani egy-egy vizsgálat során, így lehetővé vált a magszerkezeti modellek részletkebe menő tesztelése és azok finomítása.

A héjmodell ugyan a stabil atommagok tulajdonságaira alapozódott, de a későbbi eredmények is könnyen beilleszthetőek voltak. Megfelelő effektív-kölcsönhatást használva a héjmodell széles magtartományokon nagy pontossággal képes leírni az atommagok alacsonyenergiás állapotainak sajátosságait. A héjmodell sikereinek elismerésért 1963-ban Maria Göppert Meyer és Hans Jensen Nobel-díjat kapott. A '70-es évek közepére világossá vált, hogy az alapvető magmodellek koncepcionálisan helyesek, és az új eredmények csak a modellek finomítását tették szükségessé, de a magfizika „standard” modelljei kiállták az idő próbáját. Sokan úgy gondolták, hogy Bohr és Mottelson 1975-ben a kollektív modell kifejlesztésért kapott Nobel-díja a kisenergiás magfizika lezárását jelentette. A magszerkezetkutatás fő áramában a '80-as években a kölcsönható bozon-fermion kép alkalmas volt arra, hogy egyetlen modellben összefogja az egyszerű modellekkel leírható kollektív mozgásformákat (vibráció, rotáció, háromtengelyű forgó mozgás) az elképzelhető átmenetekkel együtt, és tisztázza az elvi kapcsolatot ezen mozgásformák és a más modellekkel (héjmodell, csomómodell, kvázirészecskes kép) egyszerűen kezelhető mozgásformák között. A '80-as évek kísérleti eredményei, mint például a nagyspinű szuperdeformáltság kimutatása figyelemre méltó felismeréseket hoztak, ezek azonban nem változtatták meg a magról vallott felfogásunkat, „csak” az eddigi képünket tették részletgazdagabbá.

Az első jelek arra vonatkozóan, hogy az atommagról vallott felfogásunk nem biztos, hogy tökéletes, a '80-as évek közepe táján kezdtek megjelenni. Ezeket az adatokat a stabilitási sávtól távoli atommagok spektroszkópiája szolgáltatta.

Ekkora az új izotópok előállításának meghatározó módszerévé a nehézion-ütközésekben keletkező fragmentumok röptében való szeparálása vált. Hamar kiderült, hogy ez a technika egy új kutatási irányt is megalapozott. Megfelelően nagyra növelve ugyanis a fragmentumok számát, a szeparált radioaktív ionokat mint nyalábot használva a stabilitási sávtól távoli atommagoknak nem csak létét és bomlási tulajdonságait, hanem kölcsönhatásait is vizsgálni lehet. A fragmentációban a kisméretű magtöredékek, fragmentumok



1.2. ábra. A neutronglóriás ^{11}Li akkora átmérőjűnek látszik magreakciókban, mint a ^{208}Pb .

keletkeznek legnagyobb számban, így természetes volt, hogy a legkönnyebb atommagokkal kezdődött el a radioaktív-nyalábos magfizika. A He, Li, Be magoknál sikerült leghamarabb elérni a nukleon instabilitási vonalakat és elkezdeni vizsgálni a neutron-instabilitási vonal mentén elhelyezkedő atommagok sajátosságait ütközési folyamatokban.

Már a legegyszerűbb mérés, a mag kölcsönhatási sugarának mérése is meglepő eredményt hozott: A ^{11}Li négyzetes középsugara mintegy 40%-kal nagyobbak mutatkozott, mint ahogy azt az $A^{1/3}$ skálázás szerint várni lehetett [1]. Ezzel a szabállyal együtt érvényét veszítette az a koncepció is, hogy az atommagok az állandó sűrűségű maganyag kisebb-nagyobb csöppjeinek tekinthetők. A nagyobb sugár azt jelzi, hogy az eddig megszokottnál kisebb sűrűségű maganyag is előfordul a természetben. Közel egy évtizedes intenzív kísérleti és elméleti kutatás után sikerült feltárni a megfigyelés mögött meghúzódó összefüggéseket, és a magfizika az alagúteffektus után egy újabb kvantummechanikai jelenséggel, a glória kialakulásának kimutatásával gazdagította a tudományt. Az új felfedezés szerint, egy elég gyengén kötött, elég kis impulzuszórájú pályán mozgó részecske elég nagy valószínűséggel elég nagy távolságra lesz a kötését biztosító véges hatósugarú potenciáltól. Atommagokban azt sikerült kimutatni, hogy a ^{11}Li -ban és a ^{11}Be -ban gyengén kötött $s_{1/2}$ és $p_{1/2}$ neutronok a többi nukleontól igen távol töltik az idejük nagy részét, így híg neutronanyag, neutronfényudvar, vagy glória lengi körül a magtörzset. A neutronglória szemléletes képe a 1.2. ábrán látható. A ^{11}Li -ban a glória négyzetes középsugara akkora mint egy ^{208}Pb atommag su-

gara! A glóriás atommagok egy érdekes tulajdonsága, hogy a glóriában levő neutronok nagyon gyengén csatolódnak az atommag többi részéhez, és nem csak ütközésben könnyű őket leválasztani, hanem pl. dipól gerjesztéssel önálló mozgásra lehet őket készíteni. A neutronglória kimutatásában kísérleti oldalról magyar részről Kiss Ádám és csoportja, elméleti oldalról pedig Lovas Rezső, Varga Kálmán és Csótó Attila vett részt. Neutronglóriát azóta még néhány további atommagban is sikerült kimutatni. Attól függően, hogy hol húzzuk meg a határt, egy-neutron-glóriás atommagnak lehet még tekinteni pl. a ^{19}C és az ^{23}O magokat, két-neutron-glóriás lehet pl. a ^{14}Be , vagy a $^{17,19}\text{B}$, és két-proton-glóriája lehet a ^{17}Ne atommagnak.

A nyolcvanas évek elejének másik figyelemre méltó felfedezése az volt, hogy a félig zárt héjú neutrontöbbletes atommagok nem érzik a héjzáródás hatását. Először a tömegmérések eredményéből következtettek arra, hogy nincs héjzáródás az $N = 20$ mágikus számnál a ^{31}Na körüli magvakban. Amikor sikerült meghatározni a ^{32}Mg atommag első gerjesztett állapotának az energiáját is, ami az $N = 20$ héjzáródásnál nem nőtt, hanem éppen csökkent, akkor felvetődött annak a lehetősége, hogy igen távol a stabilitási sávtól megváltozik az egyrészecske energiák sorrendje és érvényét veszti a héjmodell egyszerű Saxon-Woods potenciálképe.

Hirtelen minden bizonytalanná vált a neutron-instabilitási vonal mentén. A már-már reflex-szerűen alkalmazott sémák és modellek alapjaiban kérdőjeleződtek meg. A magfizikában újból a '30-as évek hangulata érződött, amit megerősített a kísérleti körülmények hasonlóvá válása is. A radioaktív nyalábok minősége összemérhető az első gyorsítók által szolgáltatott nyalábok minőségével. Kis intenzitású, divergens, bizonytalan energiájú, erősen szennyezett radioaktív nyalábok állnak rendelkezésre. Ugyanakkor gyakran elegendő egyetlen csúcs kimutatása egy spektrumban egy új koncepció megerősítéséhez vagy elvetéséhez. Egy új tudományág született: a radioaktív nyalábon végzett magfizika. Nagy, romantikus lelkesedéssel vetette magát bele a kutatók jó része az új kérdések vizsgálatába, nagy erővel indult meg a magtérkép neutronban gazdag szélének feltérképezése.

Az eddig meglevő, radioaktív nyaláb előállítására alkalmas laboratóriumokat elkezdtek bővíteni, felújítani, illetve új generációs berendezéseket kezdtek építeni. Befejeződött a Michigan State University-n a Nemzeti Szupravezető-Ciklotron-Laboratórium rekonstrukciója, üzembe állt a Ganilban a Spirál radioaktívion-gyorsító. Régi, nagynevű központok álltak át radioaktívnyalábos fizikára, mint pl. a GSI Németországban, a Triumph Kanadában, vagy Oak Ridge az USA-ban. Rikenben ebben az évben átadták az új radioaktívnyaláb-gyárat, folyik a felkészülés a GSI Fair berendezésének megépítésére, és a Ganilban a Spirál2 laboratórium létrehozására.

A '90-es évek közepére érték el a radioaktív nyalábot előállító laboratóriumok az in-beam γ -spektroszkópiához szükséges 10-100 pps intenzitást az *sd* héjú radioaktív magokból. Ez a fejlesztés alapozta meg a radioaktív nyalábokon folyó magfizika második hullámát, a közepes energiájú radioaktív nyalábokon végzett in-beam γ -spektroszkópiát. A héjzáródás vagy deformáció kialakulásának két indikátora, a páros-páros atommagok első gerjesztett állapotának az energiája és az elektromágneses átmenti valószínűsége γ -spektroszkópiai módszerekkel jól tanulmányozható. Éppen ezért ezeknek a kutatásoknak a fő célja a héjzáródások kérdésének tisztázása volt.

Mind a héjzáródások stabilitásának, és a deformáció kialakulásának a problematikája, mind a magszerkezet γ -spektroszkópiai módszerekkel való vizsgálata közel áll hozzám. Diplomamunkás korom óta in-beam γ -spektroszkópiával foglalkozom. Kandidátusi munkámban a kollektivitás kialakulását vizsgáltam a $Z=50$ vonal mentén, majd nagy γ -spektroszkópiai berendezések mellett (NORDBALL, EUROBALL) a proton instabilitási vonal mentén található atommagok szerkezetét tanulmányoztam. Ilyen háttérrel könnyű volt a magszerkezetkutatás akkori frontvonalát jelentő radioaktív-nyalábos spektroszkópiába bekapcsolódni. Az általunk rendezett ENS'97 konferencián együttműködést kezdeményeztem az orsai magspektroszkópiai csoporttal radioaktív nyalábokon végzett in-beam γ -spektroszkópiai vizsgálatokra, és csatlakoztam a Fülöp Zsolt által kezdeményezett japán együttműködéshez is. Kísérleteinket a japán és a francia nemzeti nehézion laboratóriumokban,

Rikenben és a Ganilban végeztük. Az értekezésben az $A/Z=3$ vonal közelébe eső könnyű atommagok szerkezetére, az $N=14,16$, $N=20$, $N=28$ és $N=40$ (al)héjzáródások stabilitására, valamint a valencia neutronok polarizáló képességének elvesztésére, a törzsről való lecsatolódására nyert eredményeket ismertetem.

2. A HÉJZÁRÓDÁSOK MEGSZŪNÉSÉNEK PROBLEMATIKÁJA

2.1. A mágikus számok helyzete a stabilitási sávtól távoli atommagokban

2.1.1. Mágikus atommagok, új mágikus számok

A mágikus számoknál a tömegmérésekből meghatározott kötési energiák, illetve az azok különbségéből kapott szeparációs energiák ugrásszerű változást mutatnak. A gerjesztési energiák szisztematikus vizsgálata kimutatta, hogy a mágikus proton- és neutronsámú atommagokat a legnehezebb gerjeszteni. A mágikus magok kvadrupólus momentuma kicsi. A transzferreakciók azt mutatják, hogy a mágikus számok alatt az összes egyrészecske állapot be van töltve, felette pedig minden állapot jó közelítéssel üres.

A stabilitási sávtól távolodva a '80-as évek elején az ismert mágikus számok (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) mellett új (al)héjzáródási effektusokat is megfigyeltek. Ezek az extra héjzáródási effektusok csak akkor jelentkeztek, ha az egyik nukleonfajta már mágikus számú volt: így az $N, Z=8$ mellett a $Z, N=6$ ($^{14}\text{O}, ^{14}\text{C}$), az $N=20$ mellett a $Z=14,16$ ($^{34}\text{Si}, ^{36}\text{S}$), a $Z=28$ mellett az $N=40$ (^{68}Ni), az $N=50$ mellett a $Z=40$ (^{90}Zr) és az $N=82$ mellett a $Z=64$ (^{146}Gd) alhéjzáródás vezet kétszer mágikus atommaghoz. A $Z=40$ és $N=56$ párosnál (^{96}Zr) jelentkező alhéjzáródás felfedezése Molnár Gábor nevéhez fűződik [2].

A legújabb kutatások azt mutatják, hogy a proton-instabilitási vonal mentén elhelyezkedő atommagok is pontosan követik a héjmodell jóslatait, és

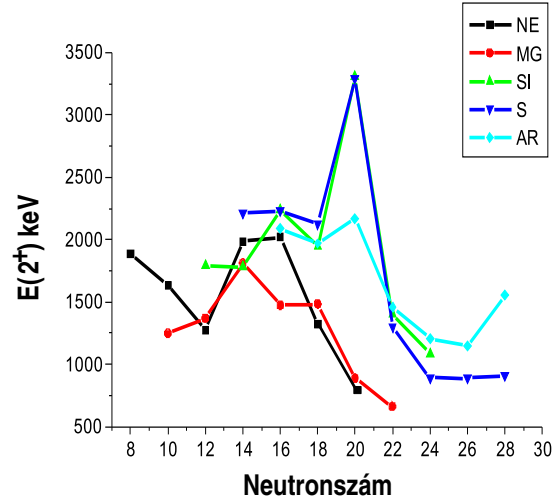
a mágikus számok oda esnek, ahová azt a tükörmagok mágikus jellege alapján várjuk. Így például a ^{48}Ca tükörmagja a ^{48}Ni kétszer mágikus [3], miképp a ^{36}S tükörmagja a ^{36}Ca is az [4]. Az erősen protongazdag $N=8$ atommagok (^{20}Mg , ^{22}Si) is megőrzik egyszer mágikus jellegüket [5].

2.1.2. A mágikus számok stabilitása a neutrongazdag magokban

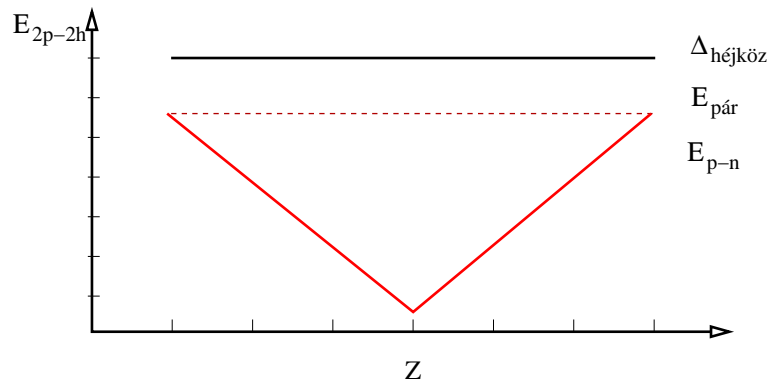
A '80-as évek elején kezdtek szaporodni a híradások arról, hogy az $N=20$ héjzáródás nem a vártak megfelelően viselkedik az $A/Z \sim 3$ atommagokban. Először a nehéz nátrium magok tömegmérése mutatott eltérést a várakozástól: a $^{31,32}\text{Na}$ erősebben kötött volt, mint ahogy azt várni lehetett a Na izotópok neutron-kötési-energiáinak szisztematikájából [6]. Ezt az eltérést deformáció kialakulásának feltételezésével lehetett értelmezni. A ^{32}Na bomlásából sikerült meghatározni a $^{32}\text{Mg}_{20}$ első 2^+ állapotának energiáját [7], ami a ^{30}Mg 2_1^+ állapotánál alacsonyabbnak bizonyult ahelyett, hogy nőtt volna, ahogy az az $N=20$ héjzáródásnál várható lenne. A 2.1. ábrán látható, hogy a kén és a szilícium magokhoz képest mekkora eltérést találunk a magnézium és a neon izotópok viselkedésében. Az $N=20$ vonalon egy új deformált tartomány jelent meg, melynek létét a magnézium izotópok tömegének szisztematikus vizsgálata is alátámasztott [8]. A későbbi vizsgálatok megerősítették ezt az eredményt: a ^{30}Ne első gerjesztett állapotának az energiája [9] még alacsonyabb mint a ^{32}Mg -é, jelezve, hogy milyen kiterjedt az új deformált tartomány.

Hamar kiderült az is, hogy a megfigyelt jelenségeket nem lehet az sd héjmodellten a szokásos kölcsönhatásokkal értelmezni [10]. Az állapotér bővítése mellett az első értelmezési javaslat a neutron egyrészecske energiák átrendezésére vonatkozott [11, 12, 13], és megszületett az eltűnő héjzáródások koncepciója.

Ha csökkennek a főhéjak közötti energiakülönbségek, a mag mágikus jellege természetesen előbb-utóbb megszűnik és hajlamos lesz a deformációra. De nem ez az egyetlen út egy mágikus számú neutronnal rendelkező mag-



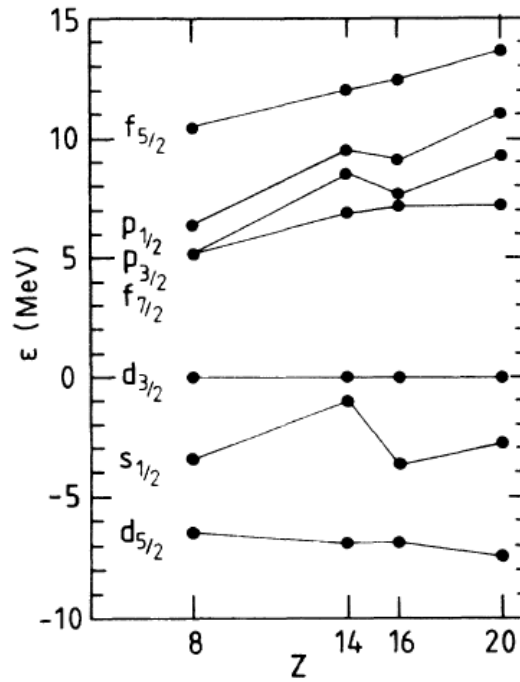
2.1. ábra. A $Z=10-18$ atommagok 2_1^+ energiáinak viselkedése a neutronsám függvényében. A Ne és Mg atommagok nem érzik az $N=20$ héjzáródás hatását.



2.2. ábra. A héjzáródáson keresztül történő gerjesztések energiája a protonszám függvényében perturbációs számítás első közelítésében. A párkölcsönhatás erősségének növekedéséből nyert energia egyenletesen, a proton–neutron kvadrupól–kvadrupól kölcsönhatás az aktív protonok számával arányosan csökkenti az intruder állapotok energiáját.

ban deformált állapotok létrehozására. Ha például egy neutronpárt a következő főhéjra helyezünk, akkor 0-ról 4-re nő a valencia neutronok száma (2-részecske-2-lyuk gerjesztés), és ha van elegendő valencia proton is, akkor a mag deformálódik ebben az állapotban az általános elvárásnak megfelelően [14]. Így a normál szférikus konfiguráció mellett egy deformált „intruder” konfiguráció is megjelenik valamilyen gerjesztési energiánál. Ennek az intruder állapotcsaládnak a viselkedése analóg lesz a mágikus szám ± 4 nukleonszámú mag viselkedésével [15]. Az intruder analóg állapotok energiáját a deformáció során nyert potenciális energia és a főhéjzáródáson át történő 2-részecske-2-lyuk gerjesztés energiájának a különbsége határozza meg, amit a 2.2. ábrán mutatok be. Némi energianyereség származik a megnövekedett párkölcsönhatási energiából (a spin-pálya kölcsönhatás miatt a következő főhéj első egyrészecske állapota nagyobb spinű mint a zárt héj utolsó egyrészecske állapota). Nagyobb mennyiségű energiát lehet nyerni a mag deformálása útján, amit a proton–neutron kvadrupol–kvadrupol kölcsönhatás okoz. Ez a járulék az aktív valencianukleonok számával arányos, így a (proton)héj közepén maximális, és akár olyan nagy is lehet, hogy a deformált intruder analóg állapot lesüllyed a szférikus alapállapot alá [16].

A fentebb vázolt mechanizmus nincs semmilyen összefüggésben a proton/neutron aránnyal, és a magtérképen minden egyszeresen zárt magtartományban megfigyelhető. Aspiránsommal pl. a $Z=50$ vonal mellett a $^{116,118}\text{Sb}$ atommagokban figyeltünk meg gerjesztett intruder-analóg állapotokat [17]. A könnyű $^{182-186}\text{Pt}$ magokban az intruder állapot olyan mértékben lesüllyedt, hogy ott már ő az alapállapot [18], mint ahogy az $N=20$ tartományban is lehet ez a helyzet. Az első lelkesedés lecsengése után hamarosan kiderült, hogy a ^{31}Na körül észlelt jelenségek teljes mértékben értelmezhetőek az intruder analóg állapotok segítségével [19]. A '90-es évekre teljes konszenzus alakult ki abban, hogy a $Z=10-12$, $N=20,21$ szigeten a deformált, neutron-2-részecske-2-lyuk állapotok a szférikus, zárt héjú állapotok alá süllyedtek [20], és nincs szükség az $N=20$ héjzáródás megszűnésének a feltételezésére. A 2.3. ábra tanúsága szerint a proton–neutron effektív kölcsönhatás mono-

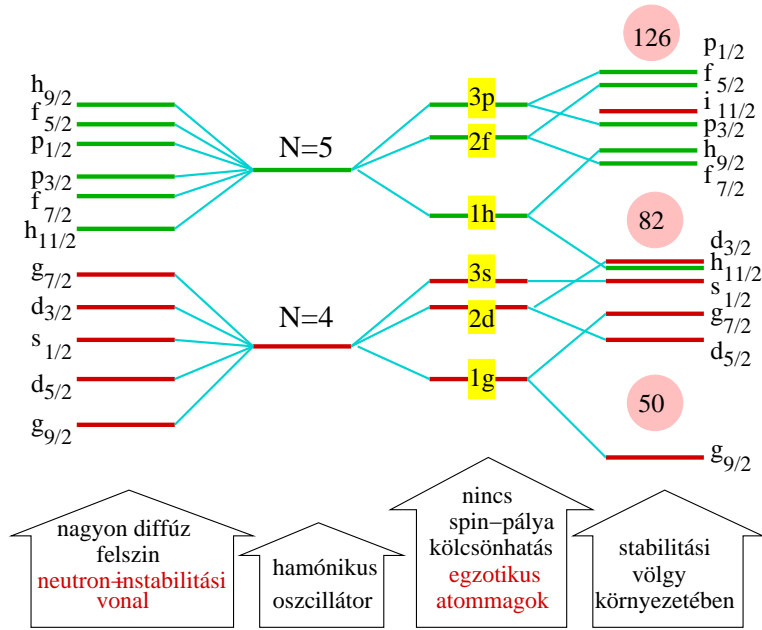


2.3. ábra. A neutron-egyrészecske energiák várható változása a stabilitási sáv közelében meghatározott effektív kölcsönhatást használó 2-főhéjas héjmodellszámítás szerint [20].

pol komponense ugyan valamelyest csökkenti az $N=20$ héjközt (a ^{40}Ca -ban észlelt 7 MeV-ről kb. 5 MeV-re), ez a csökkenés azonban nem szünteti meg a héjzáródást, csak hozzájárul ahhoz, hogy az intruder állapotok a gömbszerű normál állapotok alá süllyedjenek.

Meg kell jegyezni, hogy az $N=20$ körüli atommagokban még nem sikerült kimutatni az alak-koegzisztenciát, azaz még nem sikerült megtalálni a deformált magokban a szférikus, illetve a szférikus magokban a deformált állapotcsaládokat. Ez azt jelenti, hogy a monopol és a kvadrupol effektusok fentebb vázolt hatásának a mértéke kísérletileg nem ismert, így ez a széles körben elfogadott elképzelés is csak feltevésnek tekintendő.

Miközben az általánosan elfogadott héjmodell számítások elutasították a főhéjak átrendeződésére vonatkozó feltételezéseket, az átlagtér elméletek új elméleti alapot szolgáltatottak a héjzáródás megszűnésére vonatkozó koncepciók



2.4. ábra. Az egyrészecske energiák nagy neutrontöbblet miatti, átlagtér-közelítésben jóslott energiaváltozásai [21].

ció életbentartásához: Az átlagtér modellek (Hartree-Fock, Hartree-Fock-Bogoljubov, relativisztikus Hartree-Fock számolások) azt mutatták, hogy a nagy neutrontöbblet megváltoztatja az átlagtér radiális alakját, nevezetesen sokkal diffúzabb lesz a felülete, mint a stabilitási völgy közelében szokásos. A módosult potenciálhoz természetesen más egyrészecske energia sajátértékek tartoznak, ami indokolja az egyrészecske energiák eltolódását a neutron-instabilitási vonal közelében [21]. Külön figyelmet szenteltek a spin-pálya kölcsönhatás gyengülésének [22], ami fontos tényező az $N, Z=20$ feletti mágikus számok alakulásában. Mivel a spin-pálya kölcsönhatás erőssége a potenciál deriváltjával arányos, ezért a diffúzabb felület egy gyengébb spin-pálya kölcsönhatást eredményez, ami a harmonikus oszcillátor jellegű héjzáródások felé tolhatja el a mágikus számokat. Ezen mechanizmusok hatását az egyrészecske energiákra a 2.4. ábrán mutatom be.

2.1.3. A probléma újragondolása a radioaktív-nyalábos spektroszkópia tükrében

A héjzáródások problémája a radioaktív-nyalábos kísérletek beindulásával került újból előtérbe, amikor megkezdődött más, a stabilitási völgytől igen távoli tartományokban is a gerjesztett állapotok feltérképezése, és tulajdonságaik meghatározása.

A megszűnő héjzáródás problematikája ugyan az $N=20$ körüli anomáliák kapcsán mélyült el a köztudatban, de az $N=8$ héjzáródás megszűnésére utaló hasonló jelek jóval régebben ismertek voltak. Míg a $^{14}\text{C}_8$ esetén a kísérlet összhangban van az erős $N=8$ héjzáródás koncepciójával, az $N/Z=2$ vonalon fekvő ^{12}Be esetén az első 2^+ állapot energiája jóval alacsonyabb, mint ahogy azt a zárt $N=8$ neutronhéj esetén várnánk: 4.5 MeV helyett 2.1 MeV. Ez a megfigyelés mégsem okozott nagy meglepetést, mert már jóval hamarabb (az '50-es évek végén) ismert volt, hogy a 7 neutronot tartalmazó ^{13}C és ^{11}Be atommagokban felcserélődik az $1/2^+$ és az $1/2^-$ állapotok sorrendje, amit a proton-neutron effektív kölcsönhatásnak tulajdonítottak [23]. A későbbiekben úgy alakították az effektív kölcsönhatásokat, hogy ezt a jelenséget képes legyen leírni. Ilyen effektív kölcsönhatással a héjmodellszámolás azt mutatta, hogy a ^{12}Be alapállapota kb. 65%-ban neutron-2-részecske-2-lyuk gerjesztést tartalmaz [24]. Ez a jóslat összhangban volt a β -bomlás élettartamából meghatározott értékkel [25].

50 évvel később, a XXI. század fordulóján elkezdték a ^{12}Be -re nyert eredményeket az $N=8$ héjzáródás megszűnéséneként értelmezni. A neutronkiütési reakcióban megfigyelt jelentős $s_{1/2}$ [26] illetve $d_{5/2}$ [27] erősséget a megszűnő héjzáródás jeleként értelmezték. Hasonlóképpen az $N=8$ héjzáródás megszűnése jelének tekintették a ^{12}Be -ban mért nagy tömegdeformációt ($\beta_2=0.61(5)$) [28] is. Mindez az eredmény természetesen a héjzáródás megszűnése nélkül, pusztán a neutron-2-részecske-2-lyuk gerjesztéseknek a zárt neutronhéjú gerjesztések alá süllyedésével is értelmezhető lenne. A szférikus, zárt neutronhéjú állapotnak megfelelő második 0^+ állapotot sikerült is megtalálni 2.24 MeV-nél a ^{12}Be -ban [29]. Ugyanebben a magban a 2.7 MeV-nél

talált 1^- állapot [30] alacsony energiája viszont arra utal, hogy az $s_{1/2}$ és $p_{1/2}$ effektív egyrészecske energiák különbsége is lecsökkent valamennyire.

A tartományra kapott összes kísérleti adat héjmodell-értelmezése megkívánja mind az intruder állapotok lesüllyedésének, mind a héjzáródás gyengülésének figyelembevételét, és egy kevert alapállapotot jósol a ^{12}Be -nak [31], egyben rámutat arra, hogy a naiv megközelítésben használtakon túl még további effektusokat is figyelembe kell venni (pl. $p_{3/2}$ gerjesztések). A héjmodellállapotok komplexitását magyarázza, hogy a berillium atommagokban jelentős a 2α csomósodás. Egy egyszerűsített képben a berillium magokat az erősen deformált ^8Be törzs és deformált, molekula-jellegű pályákat betöltő valencianukleonok rendszereként lehet értelmezni [32]. A precíz leírásához azonban olyan mikroszkopikus klasztermo-
dell számításokra van szükség, amely kezelni képes a törzs változásait és gerjesztéseit is [33]. A probléma meglehetősen összetett, és emiatt meglehetősen nehézkes ebben a magban az $N=8$ héjzáródás gyengülésére pontos információt nyerni.

Az anomálishan viselkedő $N=20$ atommagokat radioaktív nyalábokon először közepes energiás Coulomb-gerjesztéssel vizsgálták. Először a ^{32}Mg B(E2) átmeneti valószínűségét határozták meg [34], majd a ^{31}Na [35], végül a ^{30}Ne [9] deformációját sikerült meghatározni. Mindhárom mag $\beta_2=0.6$ körüli deformációval rendelkezik. A ^{31}Mg -ben sikerült kimutatni az alacsonyenergiás intruder állapotok jelenlétét is [36]. Ugyanakkor, elméleti számítások sora erősítette meg a korábbi eredményeket, mely szerint nincs szükség az $N=20$ héjzáródás megszűnésének a feltételezésére, kismértékű gyengülése éppen elegendő a rendelkezésre álló kísérleti adatok értelmezésére [37, 38, 39, 40]. Bár a héjzáródás megszűnésének terminológiája megmaradt, ezen egyre inkább az intruder állapotoknak a normál állapotok alá süllyedését kellett érteni, nem az $N=20$ héjköz jelentős csökkenését.

A következő héjzáródás az $N=28$, aminek a helyzete még stabilabbnak tűnik, mint az $N=8$ -é vagy az $N=20$ -é. Az $N=28$ héjzáródás mellett ugyanis egy erős $Z=14$ héjzáródás is várható az $A/Z \sim 3$ magokban, ami stabilizálhatja a gömbszerű alakot, és a ^{42}Si egy új kétszer mágikus atommag lehet

a neutron-instabilitási vonal közelében [41]. Ennek ellenére, a helyzet nem ennyire egyértelmű. A héjmodell a stabilitási sávhoz közeli magokra illesztett kölcsönhatással kétszeresen zárt héjú $^{42}_{14}\text{Si}$ magot és stabil $N=28$ héjzáródást jósol [42]. Ha a kölcsönhatást úgy módosítják, hogy le tudja írni az $N=28$ vonal mentén kapott újabb kísérleti eredményeket is [43], akkor a $^{44}_{16}\text{S}$ atommagban egy intruder állapotokkal kevert alapállapotot kapnak, de a $Z=14$ alhéjzáródás még stabilizálja a ^{42}Si gömbszerű alapállapotát, és csak a $^{40}_{12}\text{Mg}$ alapállapotában lesz domináns az intruder konfiguráció [44]. Ezzel szemben, az átlagtér-számolások a legegyszerűbb közelítéstől a legbonyolultabbig egyöntetűen deformált alapállapotot jósolnak a ^{42}Si -nek [45, 46, 47, 48, 49].

A neutrongazdag Ar és S magokra nyert kísérleti eredmények [50, 51, 52] jelenleg nem elégségesek egyik álláspont megvédéséhez vagy cáfolásához sem. A neutrongazdag Si magok alapállapotai tulajdonságaira kapott adatokból pedig homlokegyenest ellentétes következtetéseket vontak le a különböző csoportok [41, 53, 54], ami azt mutatja, hogy ezek az eredmények sem perdöntőek. Mindezek alapján az $N=28$ héjzáródásnak még az intruder állapotok lesüllyedése szintjén való sérülésében sem lehetünk biztosak.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a kezdeti lelkesedés után a legtöbb iskola feladta a héjzáródások megszűnésének a tételét. Az általánosan elfogadott felfogás szerint ugyan továbbra is beszélünk a héjzáródások megszűnéséről a neutron-instabilitási vonal közelében, de ez igazából nem a héjzáródás megszűnését jelenti, hanem csak a héjjeffektusok megszűnését, aminek az oka a héjzáródáson átívelő 2-részecske-2-lyuk állapotok erőteljes lesüllyedése. Az $N=28$ héjzáródás esetén még ennek az effektusnak a léte is megkérdőjelezhető. A rendelkezésre álló kísérleti adatok ugyanakkor értelmezhetők a héjzáródások megszűnését feltételezve is. Ezek az adatok egyik koncepciót sem zárják ki, ezért a héjzáródások kérdése a kísérleti kutatás homlokterében maradt mind a mai napig.

Az értekezésben ismertető kutatásnak az volt a célja, hogy megválasszuk a kérdést, hogy végül is megszűnik-e a héjzáródás a neutron-instabilitási vonal közelében vagy nem. A még egzotikusabb atommagok radioaktív nya-

lábokon végzett magspektroszkópai vizsgálatát használtuk módszerül, hogy megoldást találjunk a héjzáródások stabilitásának vagy megszűnésének kérdésére.

3. KÍSÉRLETI BERENDEZÉSEK ÉS MÓDSZEREK

A kísérleteket a francia és a japán nemzeti nehézion laboratóriumokban, a Ganilban és Rikenben végeztük. A rendelkezésre álló lehetőségek szinte teljes tárházát igénybe vettük. A vizsgálatokhoz közepes energiás (50-100 MeV/nukleon energiájú) nehézion nyalábokat, illetve ezek fragmentációjából származó másodlagos radioaktív nyalábokat használtunk. A céltárgyakat sok detektorból álló spektrométerekkel vettük körül és mértük a reakciótermékekre jellemző adatokat. A mérési körülmények kísérletről kísérletre változtak ugyan, de lényegét tekintve csak néhány alapvető berendezés és néhány módszer különböző kombinációival dolgoztunk. Jelen fejezetben ezeket az alap berendezéseket és módszereket mutatom be. Az egyes kísérletek részleteit azok elemzésénél adom meg.

3.1. Radioaktív nyalábok előállítása

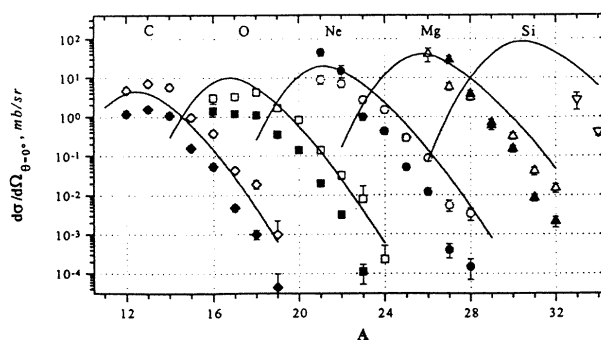
A radioaktív nyalábok mindig másodlagos nyalábok: stabil nyalábbal stabil céltárgyon létrehozott reakciók termékeinek továbbgyorsításával lehet előállítani őket. Erre a célra két fő módszert alkalmaznak: az első módszerben olyan vékony céltárgyat használnak, amelyen mind az elsődleges bombázó nyaláb mind a reakciótermékek át tudnak haladni. Ennél a módszernél röptében kell szeparálni a reakciótermékeket és a másodlagos reakció színterére vezetni őket ionoptikai berendezésekkel. Ezt a módszert használtuk a Ganil

SISSI+ α és LISE3 szeparátora [55] mellett és Rikenben a RIPS szeparátornál [56]. A második módszernél olyan vastag céltárgyat használnak, amelyben megáll a bombázó nyaláb, és a céltárgyban benne maradnak a reakciótermékek is. Azokat elsősorban kifűtéssel gyorsított diffúzióval ki kell hozni a céltárgyból, egy ionforrásba vezetni, majd a stabil nyalábokhoz hasonlóan újragyorsítani az ionforrás által szolgáltatott radioaktív nyalábot. Ezt a módszert a Ganil SPIRAL berendezésénél alkalmaztuk.

A röptében való szeparálás módszere tűnik egyszerűbbnek, és ez is vált a meghatározó eljárássá. A 100-1000 MeV/nukleon energiájú nehézion-nyalábot egy kb. 1 mm vastag (500-1000 mg/cm²), jó hővezetésű többnyire Be, C, Ni vagy Ta céltárgyon fragmentálják. A fragmentumok a nyalábbal együtt legfeljebb néhány fokos irányváltással haladnak tovább előre. A hatásfok javítása érdekében érdemes a keletkező nyalábokot újra összefókuszálni. Ez a Ganilban egy szupravezető szolenoid segítségével történik (SISSI). A fragmentumokat mágneses rigiditásuk ($B\rho \sim Av/Q$) alapján egy vagy több dipól mágnessel választják le a nyalábról. Az elsődleges nyaláb és a nem megfelelő tömeg/töltés arányú reakciótermékek felkenődnek a mágneses szeparátor falára, pontosabban az ott kialakított hűtött nyalábelnyelőre, illetve a szeparátor kilépő réseire. A céltárgy és a nyalábmegállító hőelnyelő képessége, valamint a sugárvédelmi szabályok határozzák meg, hogy mekkora maximális nyalábintenzitással lehet dolgozni. Tipikusan a mai második generációs berendezések az elsődleges céltárgyban néhány száz watt energiát képesek disszipálni, míg a nyalábelnyelő elemek néhány kW-nyi nyalábenergiát tudnak elnyelni.

A kiválasztott reakciótermékekből álló radioaktív nyaláb általában meglehetősen rossz minőségű. A nyaláb nem tiszta (rossz esetben csak néhány százaléknyi a „fő” nyalábkomponens), a különböző nyalábkomponensek különböző energiájúak, mindegyiknek nagy az energia- és az irányszórása. Mindemellett az intenzitás is meglehetősen kicsi: a 10¹³ pps elsődleges nyalábintenzitással tipikusan 10⁴-10⁰ pps intenzitású nyalábokat állítanak elő.

Egy adott szeparátorral elérhető legnagyobb másodlagos nyalábintenzi-



3.1. ábra. Neutrongazdag atommagok előállítási hatáskeresztmetszete ^{36}S nyaláb fragmentációjából.

tás a választott reakciótól függ. A reakció-hatáskeresztmetszeteket a statisztikus alapokon működő morzsolódás+párologás modell segítségével lehet megbecsülni [57]. A számolások azt mutatják, hogy az elsődleges nyalábhoz közeli, a stabilitási völgyhöz közeli, illetve a könnyű fragmentumok állnak elő a legnagyobb valószínűséggel. Minél nehezebb a bombázó nyaláb, annál több reakciócsatorna van nyitva, így az egy csatornára jutó relatív keresztmetszet egyre csökken. Ahogy azt a 3.1. ábra mutatja, a stabilitási sávától távolodva logaritmikus skálán egy parabolával lehet közelíteni az előállítási valószínűségeket.

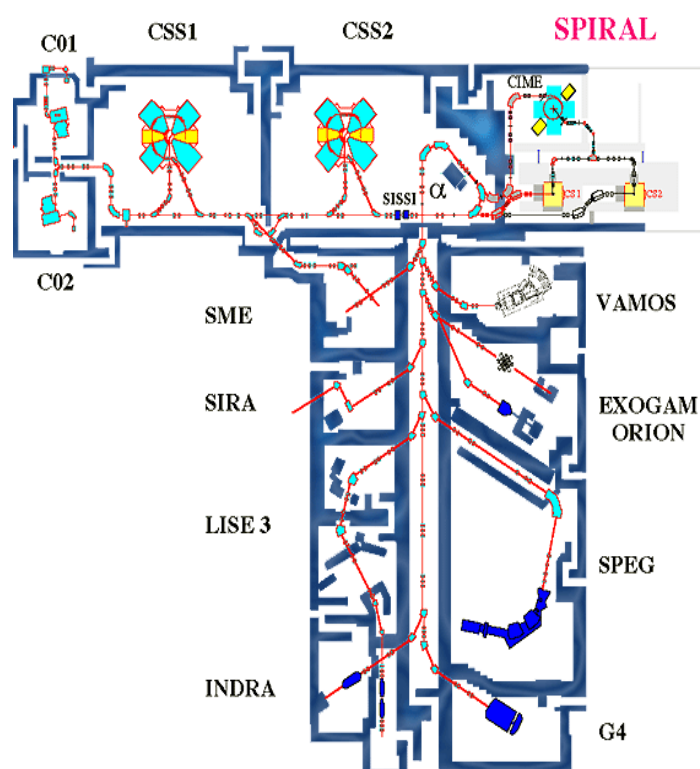
A legegztikusabb magok előállítására tipikusan a protonkiütési reakciókat használják. Két proton kiütésével járó reakció viszonylag gyakori, és az így előállítható nyalábok intenzitását csak az elsődleges nyaláb erőssége korlátozza. Annak a valószínűsége, hogy négy proton legyen egyszerre egymáshoz közel a mag felszínén úgy hogy egyszerre le lehessen űket morzsolni, már sokkal kisebb. Négy proton kiütésével pl. 5×10^{12} pps intenzitású ^{36}S nyalábbal 10^4 pps ^{32}Mg -t lehetett előállítani, míg a közel azonos intenzitású ^{48}Ca -ból már csak 400 pps ^{44}S -et tudtunk termelni a Ganilban. Hat proton kiütésével járó reakció még reménytelenebb. Ugyanazzal a ^{48}Ca nyalábbal csak $\sim 10^{-2}$ pps ^{42}Si nyalábot lehetett előállítani mind az MSU-ban, mind a Ganilban. Ez az intenzitás közel két nagyságrenddel kisebb, mint ahogy azt a morzsolódás+párologási modell jósolja, és már alkalmatlan in-beam spektro-

szkópai vizsgálatok végzésére. Ez az adat egyben a módszer korlátozottságát is mutatja. Jelentős technikai fejlesztések mellett is reménytelennek látszik, hogy Ca-nál nagyobb rendszámú elemeken spektroszkópai vizsgálatokat végezhesünk a neutron-instabilitási vonal közelében.

A megállított nyalábos radioaktívnyaláb-előállítás az on-line izotópszeparátorok technikájára épül. Itt lényegesen jobb az elsődleges nyaláb kihasználása, így azonos nyalábteljesítmény mellett többször annyi radioaktív anyagot lehet termelni. Az előállított izotópok kihozatalának viszont lényegesen rosszabb a hatásfoka, és ráadásul elemspecifikus módszereket kell használni. Legkönnyebb a gáz-, ezen belül is a nemesgáznyalábok előállítása. Az utógyorsítással a stabil nyalábokhoz hasonló minőségű radioaktív nyalábot lehet kapni, csak az intenzitás marad összemérhető a gyors szeparálással előállított közepesenergiás nyalábok intenzitásával. Jelenleg az elérhető maximális nyalábintenzitás 10^6 - 10^7 pps a Ganil SPIRAL gyorsítójánál. A tervezett SPIRAL2 berendezésnél a várható intenzitások elérhetik a stabil nyalábok 10^{12} pps intenzitását. Az egzotikusabb magtartományok felé haladva a nyalábintenzitás azonban itt is gyorsan csökken.

Megjegyzem, hogy az abszolút nyalábintenzitás alapján nehéz összehasonlítani az alacsonyenergiás és a közepesenergiás berendezéseket. A két energián különbözőek a domináns reakciómechanizmusok, és a különböző energián dolgozó berendezések másfajta kísérleti eszközöket igényelnek, különböző vastagságú céltárgyak használatát teszik lehetővé. Mindezek ellenére, ha csak a leegzotikusabb atommagokat tekintjük, akkor a közepesenergiás berendezések sokkal perspektivikusabbnak tűnnek. Jóval szélesebb a radioaktív nyalábok választéka a közepesenergiás berendezéseken, és meglehetősen kis nyalábintenzitások (1-2 pps) mellett is lehet spektroszkópiát csinálni rajtuk. A kisenergiás berendezések előnyeit valószínűleg a nehezebb (hasadványtermék) nyalábok alkalmazása során lehet kihasználni.

A Ganil radioaktív nyalábos berendezésében az ionforrásból kilépő nehézionokat a 3.2. ábra bal felső részén látható C01 vagy C02 ciklotron gyorsítja fel 1 MeV/nukleon energiára. Lefosztás után a CSS1 szektorfókuszálású cik-

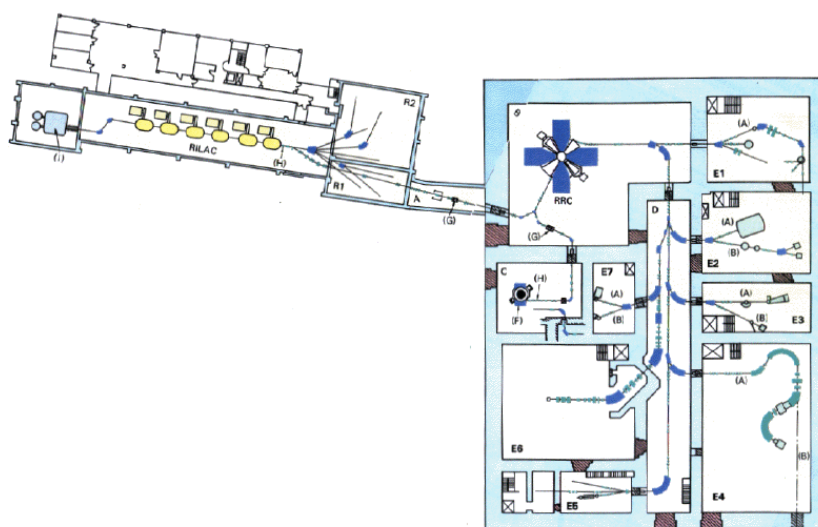


3.2. ábra. A ganili gyorsító komplexum alaprajza.

lotron gyorsítja tovább a nyalábot kb. 10 MeV/nukleon energiára, majd újabb áttöltés után a CSS2 ciklotron gyorsítja fel 70-100 MeV/nukleon végenergiára.

A Ganilban 3 radioaktív nyalábforrás van: a bal oldalon látható LISE szeparátor, ami a legnagyobb intenzitást és a legtisztább nyalábot szolgáltatja, de a nyalábvégén csak egyszerű detektáló rendszer helyezhető el a rendelkezésre álló szűkös hely miatt. Ezt a szeparátort használtuk a Coulomb-gerjesztéses kísérletekhez. A többi targethelyiségbe a SISI+ α berendezés biztosít közepesenergiás radioaktív nyalábot. Ezt a lehetőséget használtuk a fragmentáció in-beam γ -spektroszkópiai vizsgálatára a SPEG mágneses spektrográf mellett. Végül alacsonyenergiás radioaktív nyalábot a SPIRAL berendezés szolgáltat, amit mi egy transzferreakció vizsgálatára használtunk.

Az α és a LISE szeparátorokban a néhány GeV-es nyalábot egy forgó fém-

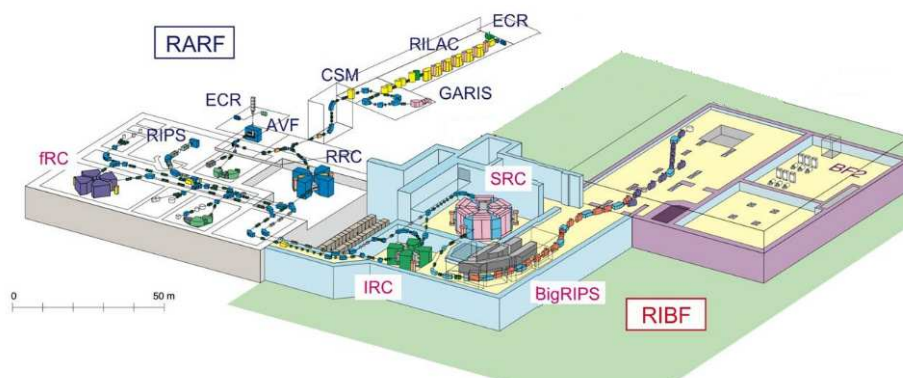


3.3. ábra. A rikeni gyorsító komplexum alaprajza.

tányérra, az elsődleges céltárgyra vezetik. Az α szeparátor használatakor a keletkező termékeket a SISSI szupravezető-mágneses szolenoiddal fókuszálják újra. Az elsődleges nyaláb leválasztása és a radioaktív nyaláb kiválasztása dipól mágnesekkel történik. Az α szeparátor dipóljai 270 fokkal eltérítik a nyalábot, hogy a kísérleti termékekbe lehessen vezetni. Ez egy erős szelekciót jelent, így egy viszonylag jó minőségű radioaktív nyalábot szolgáltat a berendezés, de 2-4-szer kisebb intenzitással mint a nagyobb impulzusbizonytalanságot toleráló, kisebb szögű eltérítéssel dolgozó LISE szeparátor.

A Ganil SPIRAL berendezése szintén a CSS ciklotronokkal előállított nehézionnyalábot használja. Ebben az esetben a nyalábot egy speciális alakú szén céltárgyra vezetik. A céltárgyban leadott több kW nyalábenergia felfűti a grafitot kb. 2000°-ra, és a reakciótermékek egy része kitudfundál belőle. A keletkező gőzök egy hideg csövön átáramlanak egy ECR ionforrásba, és útközben a nem gáz halmazállapotú anyagok kicsapódnak a cső falára. Az ionforrásban ionizálják a gázt, és kivonják. Az alacsonyenergiás (20 keV-es) nyalábot mágnesesen szeparálják majd bevezetik a CIME ciklotronba amely 1-15 MeV/nukleon energiára gyorsítja.

A rikeni gyorsító komplexum elrendezését a 3.3. ábrán láthatjuk. A ra-



3.4. ábra. Az átadás előtt álló riken-i radioaktív nyalábgyár alaprajza.

Radioaktív nyaláb előállításának módszere lényegében azonos, mint a Ganilban. Az ECR ionforrásban előállított nyalábot az AVF ciklotron vagy a RILAC lineáris gyorsító gyorsítja fel 10 MeV/nukleon körüli energiára. Ezt a nyalábot a RRC gyűrűciklotronba vezetik, ahol a maximum 100 MeV/nukleon végenergiára gyorsítják. A nagyintenzitású közepesenergiás nyalábot az elsődleges (forgó) céltárgyra vezetik, és a keletkező reakciótermékeket a RIPS radioaktív ion szeparátorral választják szét. Az elérhető nyalábinszintek közel azonos szinten voltak a Ganilban és Rikenben. A Ganilban jelenleg nagyobb az elsődleges nyalábválaszték, a Rikenben viszont rövid időn belül megnő az elérhető maximális intenzitás bizonyos nyalábokból egy új ECR ionforrás rendszerbe állítása miatt.

Jelenleg egy következő generációs radioaktív nyalábgyár (RIBF) építése folyik a Rikenben, ami 2007 közepétől kezdi meg a próbaüzemet. A 3.4. ábra jobb oldalán látható riken-i RIBF gyorsseparációs eljárást fog alkalmazni. A jelenlegi nyalábot egy közbenső gyűrűciklotronnal (IRC) és egy szupravezető gyűrűciklotronnal (SRC) továbbgyorsítják max. 350 MeV/nukleon energiára. A tervezett elsődleges nyalábinszint eléri az $1 \text{ p}\mu\text{A}$ -t. A nyalábmegállító a jelenleginél két nagyságrenddel nagyobb, 250 kW-os elsődleges nyalábot tud lefékezni. Az első fázisban $100 \text{ p}\mu\text{A}$ ^{86}Kr , $10 \text{ p}\mu\text{A}$ ^{136}Xe és $1 \text{ p}\mu\text{A}$ ^{238}U nyaláb és maximum 85 kW nyalábteljesítmény várható. A nagy elsődleges

nyalábintenzitások ellenére nem tervezik a jelenleginél (10^{5-6} pps) nagyobb intenzitású másodlagos nyalábok előállítását, hanem továbbra is a legegzőtikusabb magokat szeretnék elérni. A nagy elsődleges nyalábintenzitások miatt itt lehet majd előállítani a stabilitási sávtól legtávolabbi izotópokat, és elsőként fognak adni nagyintenzitású közepesenergiás nyalábokat ^{238}U hasadványtermékekből.

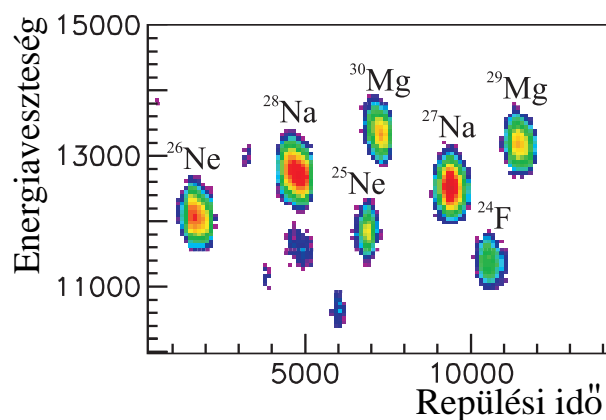
Európában két új generációs radioaktív nyalábos berendezés tervét is jóváhagyták. A Ganil SPIRAL2 projektje egy nagyáramú lineáris gyorsítóval kíván ^{238}U hasadásából illetve fúziós-evaporációs reakciókból előállítani közepesen nehéz kisenergiás radioaktív nyalábokat. A GSI FAIR projektje pedig nagyintenzitású nagyenergiás nyalábok előállítását tervezi 2012 körül.

3.2. Nyalábdiaosztika, reakciótermékek azonosítása

A nyaláb rossz minősége miatt szükség van rá, hogy a nyalábrészecskéket azonosítsuk: meghatározzuk minden egyes ion töltését, rendszámát, tömegét, sebességét, gyakran még az irányát is. Amíg elég kicsi a nyalábintenzitás ($\leq 10^5$), addig minden egyes nyalábrészecske sorsát nyomomonkövethetjük születésétől egészen a megállásáig. A mag röptében nem tudjuk közvetlenül mérni számos jellemzőjét, így azokat mérhető mennyiségekből kell visszakövetkeztetni.

A nyalábrészecske rendszámát egy vékony detektorban való energiaveszteség mérésével határozhatjuk meg, mivel az energiaveszteség nagyenergiás nehézionokra arányos a rendszám négyzetével $\Delta E \propto Z^2$. Egy vékony (50-500 μm) Si detektor is elegendő feloldást tudott biztosítani a $Z \leq 28$ rendszám tartományban a szomszédos elemek megkülönböztetésére. A nagyobb Z -jú elemeknél már gáztöltésű ionizációs kamrák használata ajánlott.

A részecske sebességét, ezen keresztül kinetikus energiáját repülési idő mérésével határozhatjuk meg. Két, lehetőleg egymástól távol elhelyezett gyors detektoron való áthaladás időkülönbségét mérjük. A gyors detektor lehet egy

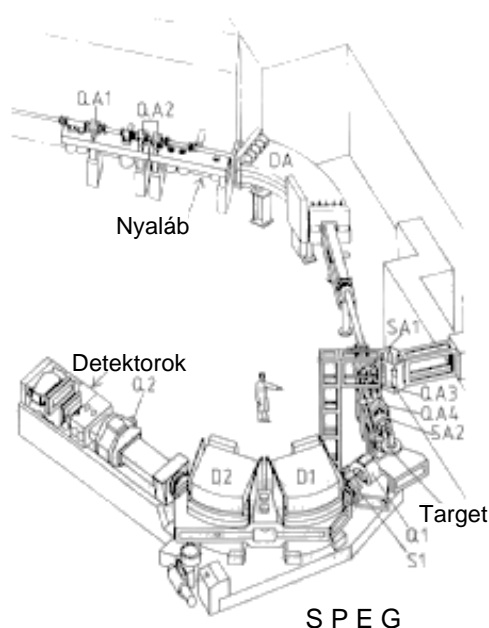


3.5. ábra. A másodlagos radioaktív nyaláb azonosítása plastik szcintillátorral mért ΔE és repülésiidő adatok alapján.

vékony plastik szcintillátor, channel plate detektor vagy a nyalábpozíciót monitorozó sokszálas gázdetektor (PPAC) [58]. Rikenben közel 20 méteres, a Ganilban több mint 80 méteres a repülésiidő-mérés bázistávolsága. Mivel az elsődleges nyaláb pontosan meghatározott energiával csapódott be a céltárgyba, a kilépő részecskék kinetikus energiájának mérésével meg tudjuk határozni, hogy mennyi energia fordítódott az ütközésben belső gerjesztésekre, ami erősen korrelált a reakcióban leadott nukleonok számával. Ennek megfelelően, a repülésiidő-mérés közvetve tömegmérésnek felel meg. A 3.5. ábrán a másodlagos radioaktív nyaláb plastik szcintillátorral mért ΔE és repülésiidő adatok alapján történő azonosítására mutatok példát.

A nyaláb pozíciójának (ezen keresztül az irányának) a meghatározására helyzetérzékeny gázdetektorokat (PPAC) használtunk.

A mágneses szeparáció miatt viszonylag könnyen mérhető a reakciótermék mágneses rigiditása ($B\rho$), ami azt mutatja meg, hogy egy adott erősségű mágneses tér milyen sugarú pályán képes eltéríteni a nyalábrészecskét. $B\rho \sim Av/Q$, ahol A a mag tömege, Q a töltése és v a sebessége. A $B\rho$ közvetlenül mérhető a dipól mágnes diszperzív fókusz síkjában helyzetérzékeny detektorokkal. A $B\rho$ meghatározásának különösen nagy jelentősége van, ha a nyalábrészecske töltése és rendszáma különböző. A különböző töltésállapotok



3.6. ábra. A SPEG mágneses spektrográf rajza.

jelenléte több szempontból is komoly kihívást jelentene, ezért a gyakorlatban olyan energiákat választottunk, illetve úgy helyezünk el nyalábdiaosztikai eszközöket a nyaláb útjába, hogy minden kritikus helyen teljesen lefosztott ionjaink legyenek. A pozíciómérés azonban így is hasznos, mert információt ad arról, hogy a részecske milyen hosszú pályán futott a dipól mágnesben, ami fontos korrekciót ad a részecske sebességének időmérésből történő meghatározásához.

A másodlagos reakcióban keletkező termékek azonosítására ugyanazokat a technikákat lehet használni, ha a hely megengedi. A Ganilban a fragmentáció in-beam γ -spektroszkópiai vizsgálata során a reakciótermékeket a SPEG mágneses spektrográf [59], illetve a fókusz síkjában elhelyezett detektorok segítségével azonosítottuk. A SPEG spektrométer vázlatos rajza a 3.6. ábrán látható.

A SPEG mágneses spektrográf fókusz síkjában elhelyezett ionizációs kamra segítségével lehetett mérni a fajlagos energiaveszteséget (ΔE), a mágneses rigiditásról ($B\rho$) a fókusz síkban elhelyezett sokszálas pozícióérzékeny drift-

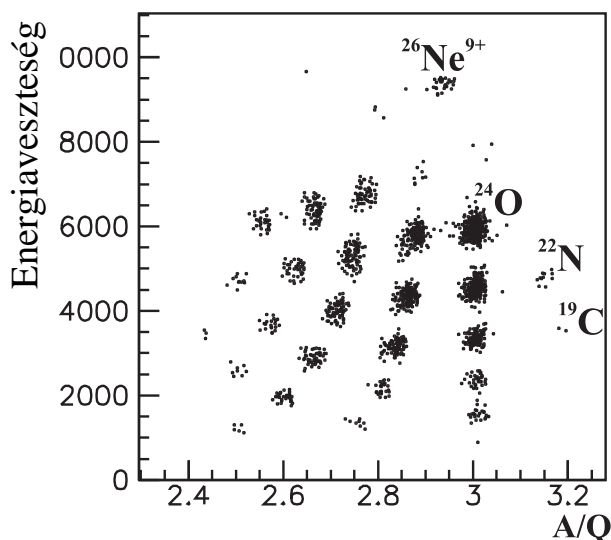
kamrák adtak információt, és a teljes energiát (E) a bejövő ionokat megállító plastik szcintillátorból lehetett megkapni. A SPEG plastik detektora és a céltárgy előtt elhelyezett utolsó nyalábdiagnosztikai plastik között mérve az időt a repülési időt is megtudtuk határozni az azonosításhoz. A targettól a plastikig 12 m-t kellett befutniuk az ionoknak, ami nagy-megbízhatóságú tömegszeparációt tett lehetővé.

Tulajdonképpen a SPEG mellett a szükségesnél jóval több adatot gyűjtöttünk az azonosításhoz, és csak a ΔE – repülési idő módszert használtuk. A repülési időt korrigáltuk a SPEG-ben megtett útkülönbségekre a fókusz síkba való becsapódás helye alapján. Egymástól 0.5-m-re két sokszálas ionizációs kamra is el volt helyezve, amelyek segítségével a becsapódás szögét is mérni lehetett, és teljes pályarekonstrukciót lehetett csinálni. Ezt a módszert használva a reakciótermékek esetleges áttöltődése sem okozott problémát.

Másodlagos fragmentáció használata esetén az elsődleges reakcióban keletkező kismennyiségű ($< 10^{-3}$) áttöltött komponens megfelelő sebesség ($B\rho$) esetén végig tud menni a nyalábsatornán, és eljuthat a SPEG fókusz síkjára is. Ezt a háttér komponenszt a nyaláb repülési idejére való kapuzással ki lehet szűrni. Mivel a SPEG-et nehézionreakciók spektroszkópiái vizsgálatára tervezték, minden paraméterében messze meghaladja a részecskeazonosítás által támasztott követelményeket és széles dinamika esetén is nagyon tiszta azonosítást tesz lehetővé. Ugyanakkor a fókusz sík detektorai nem bírják a terhelést. A driftkamra lassúsága miatt csak 10^3 pps reakciótermék-intenzitást tolerál a SPEG.

A rugalmatlan-szórás kísérletekben $\Delta E - E$ módszert használtunk a reakciótermékek azonosítására, amit repülési idő mérés egészíthetett ki. Az energiaveszteséget egy vékony Si detektorban határoztuk meg. Az energia mérésére vagy vastag Si detektort, vagy vastag plastik szcintillátorokat használtunk.

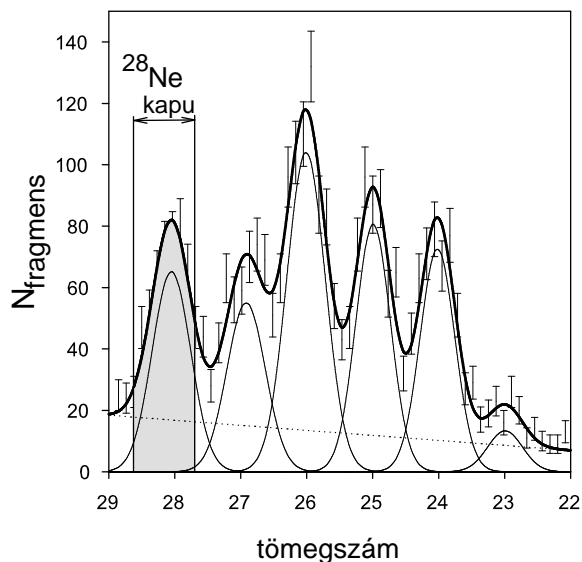
A Si teleszkópban a ΔE és az E detektor közvetlenül egymás után helyezkedett el, amit egy vétó detektor követett. Mértünk egyetlen teleszkóppal is, és négyzet alakban elhelyezett detektorrendszerrel is. A viszonylag széles



3.7. ábra. A ^{26}Ne izotóp fragmentációja során keletkező erősen neutrongazdag izotópok szétválasztása ΔE -repülésiidő módszerrel a SPEG spektrográf fókuszsíkjában.

detektorkeretek miatt a négy detektorral csak egy kétszeres faktort nyertünk határfokban. A Si + plaztik teleszkóp rendszerben a plaztik detektorok 5 és 10 cm széles rendszere egy 1 négyzetméteres falat fedett le 3.5 m-re a Si detektortól, úgy hogy az egész rendszer vákuum alatt volt. Kis rendszámok esetén ez volt a leghatékonyabb megoldás és elegendően nagy térszöget le lehetett fedni vele.

Rugalmatlan-szórás kísérletekben a reakciótermékek között megjelenik a kölcsön-nem-hatott nyaláb is, ami dominálja a spektrumot. Mivel a nyaláb több nagyságrenddel nagyobb hozammal jelenik meg, mint a reakciótermékek, a hozzátartozó csúcs farka elfedi az összes neutronkiütéssel előálló izotóp jelét. Ezek a magok csak akkor válnak láthatóvá, ha pl. gamma sugárzással koincidenciában nézzük a $\Delta E - E$ spektrumot. Ilyenkor a kölcsön-nem-hatott nyaláb nagy részét ki lehet szűrni. Ebből az is következik, hogy a $\Delta E - E$ módszerrel a neutron-kiütési reakciókban nem lehet meghatározni, hogy milyen az alapállapot és a gerjesztett állapot populációjának az aránya, ami több esetben érdekes információt hordozna a törzs és a kiütött neutron



3.8. ábra. A neon izotópok szeparációja $\Delta E - E$ mérés alapján.

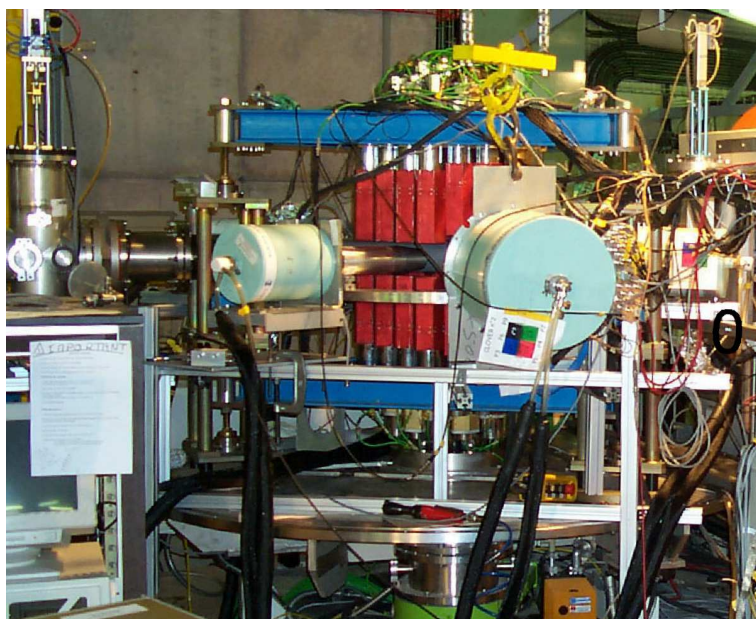
csatolásáról.

A kétdimenziós $\Delta E - E$ spektrumokban az egy izotóphoz, pl. a nagy statisztikával mérhető nyalábkomponenshez tartozó görbére egy polinomot lehet illeszteni. Ezt a görbét felhasználva linearizálni lehet a $\Delta E - E$ görbét, hogy egydimenziós tömegspektrumot kapjunk. Az általunk használt legjobb feloldás esetén is marad némi átfedés az izotópok közt, de a különböző izotópok jól elválaszthatóak voltak egymástól így is. A 3.8. ábrán ^{28}Ne izotópnak folyékony hidrogén céltárggyal való ütközése során keletkező neon izotópok szétválasztására mutatok példát.

3.3. γ -spektroszkópia

A reakciókból kilépő γ -sugárzások detektálására BaF_2 és NaI kristályokból felépített 4π spektrométereket és germánium detektorokat használtunk.

A Ganilban használt γ -detektor, a „Chateau de Crystal”, 74 db 6-szögletű 9 cm átmérőjű és 14 cm hosszú BaF_2 kristályból felépített spektrométer,



3.9. ábra. A Ganilban a fragmentációs kísérletekhez használt BaF_2 detektorrendszer Ge detektorokkal kiegészítve.

amelyben a kristályok szorosan egymás mellé vannak helyezve, és gyűrűnként el vannak tolvá úgy, hogy egy-egy félgömböt közelítő kupolát alkotnak [60]. A két félgömb között 0-15cm rés hagyható. Ebbe a résbe lehet tenni pl. néhány Ge detektort, ahogy azt a 3.9. ábra is mutatja. A kristályok erős átfedése miatt a spektrométer tekinthető egy jó hatásfokú anti-Compton spektrométernek, ahol a Compton árnyékolást a szomszédos detektorok adják, és használhatjuk „add-back” módban is, amikor az egyszerre megszólaló egy csoportban levő detektorok jelét felösszegezzük. Ha a detektálási küszöböt elég alacsonyra tudjuk állítani, akkor meglehetősen tiszta spektrumot lehet így előállítani. Az addback technika 2-3 százalékkal rontja a feloldást, és kb. 8%-kal javítja a fotócsúcs-hatásfokot.

Rikenben a DALI NaI spektrométert használtuk. Az első változat 68 db 6×6 cm-es NaI kristályból állt, amihez később még 110 db $4.5 \times 8 \times 16$ cm-es kristályt vettek [61]. A kristályok alumínium lapokra vannak szerelve kissé elforgatott, virágsziromra emlékeztető geometriában, ahogy az a 3.10. ábrán



3.10. ábra. NaI kristályok a DALI γ -spektrométerben.

látszik, ami biztosítja, hogy a derékszögű kristályokkal hézagmentesen legyen lefedve egy-egy gyűrű. A gyűrűk átmérője úgy változik, hogy a teljes rendszer egy gömbszerű lefedést biztosítson.

Mindkét rendszer igen nagy – 20-30% – hatásfokú 1.3 MeV-nél, ugyanakkor a feloldásuk rossz, 10–12% a BaF_2 és $\sim 6\%$ a NaI esetén. Kisenergiás spektroszkópiára évtizedek óta nem használnak ilyen rossz feloldású detektort. Egy szokásos Ge detektor feloldása 0.2-0.3%! Ez azonban megtévesztő. A közepesenergia azt jelenti, hogy a bombázó nyaláb $\sim 0.3c$ sebességgel mozog. A Doppler-effektus nagyon erős. Annyira, hogy a detektor kiterjedésén belül is változik a γ -sugárzások energiája a Doppler-eltolódás miatt. Emiatt egy, a céltárgytól 20 cm-re elhelyezett szokásos 7 cm átmérőjű Ge detektorral 30 keV körüli feloldást lehet elérni. Ehhez hozzájön még az, hogy a radioaktív nyalábos mérésekben a nyalábinszintenzitás igen kicsi, és hogy mérhető effektust lehessen kapni a céltárgyak igen vastagak, tipikusan néhány tized g/cm^2 vastagságúak. Ekkora vastagságban már nem elhanyagolható a nyaláb fékeződése, és az emiatti Doppler-kiszélesedés sem. Ezt figyelembe véve, már nincs olyan nagy minőségi különbség a kétfajta rendszer között. Ugyanakkor a szcintillátorok használata egyszerűbb és az üzemeltetési költségük is elhanyagolható a Ge detektorokhoz képest. Éppen ezért, mindaddig,

amíg egy vagy néhány csúcs van a spektrumba, mint pl. az instabilitási vonal mellett, ahol nincs sok kötött állapot, vagy a rugalmatlan szórásban, ahol nem gerjesztődik több állapot, a szcintillátorok is teljesen kielégítőek. A stabilitási sávhoz kicsit közelebb azonban már olyan nagy az állapotsűrűség, hogy nem lehet szcintillációs detektorokkal elboldogulni. Ott viszont van megfelelően nagy nyalábintenzitás, ami vékonyabb céltárgyat és nagyobb céltárgy–detektor távolságot is megenged, így ki lehet használni a Ge detektorok előnyeit.

A reakcióban nem csak nehéz fragmentumok, hanem könnyű fragmentumok is keletkeznek, amelyek közül a nagyenergiás neutronok áthatolnak a reakciókamra falán, bejutnak a szcintillátorokba és azokban fényjelet generálva egy folytonos háttérrel hoznak létre. A kinematika miatt ez elsősorban az előre irányban elhelyezett detektorokban okozhat problémát. A BaF_2 jó időzíthetősége lehetővé teszi, hogy repülésiidő-mérés alapján ezeket az eseményeket kiszűrjük.

3.4. Küzdelem a kis hozamok ellen

A hozamokat a nyalábintenzitás, a targetvastagság és a detektorok hatásfoka határozza meg.

A 4π szcintillációs γ -detektorok hatásfoka $\sim 30\%$, a fragmentumok a nagy energia miatt erősen fókuszáltak, úgyhogy viszonylag kis térszöget lefedő eszközökkel is nagy a detektálás hatásfoka ($>80\%$). Hasonlóan magas a nyalábazonosítás hatásfoka is. A teljes detektálási rendszer hatásfoka $\sim 20\%$, amit lényegesen nem lehet növelni.

A radioaktív nyaláb erősségét az elsődleges nyaláb intenzitása és a nyalábválaszték határozza meg. Manapság az elsődleges nyaláb intenzitását könnyebb nyalábok esetén ($Z < 20$) a sugárvédelmi előírások és az elsődleges céltárgy hőelnyelő képessége határozza meg. Nehezebb nyaláboknál fontos szerepet játszik az ionforrás, az áttöltések és a töltésállapotok miatt a nyalábenergia is. Az általunk vizsgált ($Z < 28$) tartományban ezek a tényezők



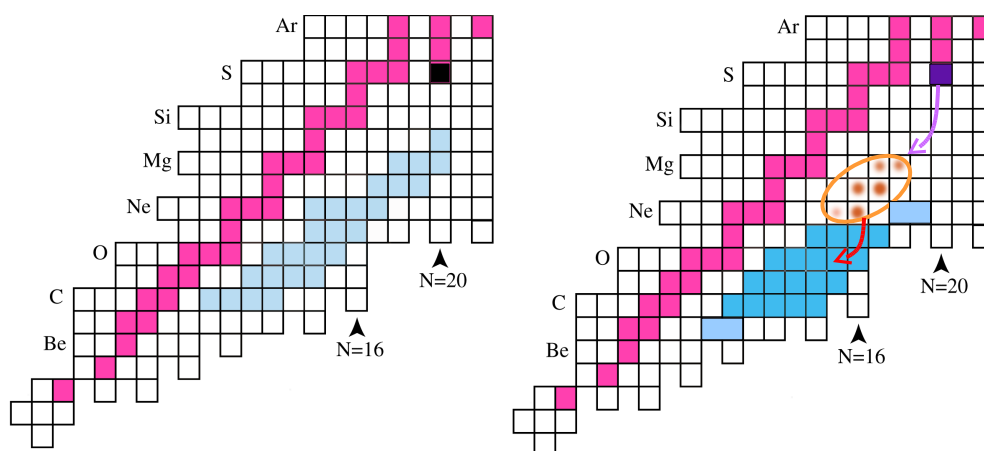
3.11. ábra. A Rikenben használt folyékony hidrogén céltárgy.

nem játszottak jelentős szerepet. Sokkal fontosabb volt az elsődleges nyaláb választékának a kérdése. A reakciómechanizmustól függ a másodlagos nyalábot adó fragmentumok előállítási hatáskeresztmetszete. Minél közelebb maradunk az elsődleges nyalábhoz, illetve a stabilitási sávhoz, annál nagyobb a hozam. A legjobb elsődleges nyalábok ennek megfelelően az erősen neutronöbbletes izotópok nyalábjai, mint pl. ^{22}Ne , ^{36}S , ^{40}Ar és ^{48}Ca .

A másodlagos reakcióval végrehajtható reakciót a rendelkezésre álló detektálási rendszer határozza meg. Ha csak $\Delta E - E$ reakciótermék azonosítási módszerünk van, akkor a legnagyobb hatáskeresztmetszetű folyamatok vizsgálatát érdemes céllal kitűzni, mert a kis ($< 10^{-3}$) elágazási arányt képviselő reakciócsatornák nem azonosíthatóak. Ugyanakkor, ha a másodlagos céltárgy után is el tudunk helyezni egy mágneses szeparátort (pl. SPEG), akkor a kis hatáskeresztmetszettel előálló reakciótermékeket le tudjuk választani a nyalábról, és kis hozam esetén is tiszta körülmények között tudjuk azonosítani őket.

A céltárgy vastagságát egyrészt az korlátozza, hogy a rajta áthaladó nyalábnak még elegendően nagy és elegendően pontos energiával kell rendelkeznie ahhoz, hogy azonosítható legyen. A másik korlátozást az adja, hogy a céltárgyban való lassulás miatti Doppler-kiszélesedés ne legyen nagyobb, mint a detektor feloldása. Ezen belül is nagy különbségek vannak a különböző céltárgyanyagok között. Az adott g/cm^2 vastagságba eső targetatomok száma fordítottan arányos a targetanyag tömegszámával, így pl. a H céltárgyban 200-szor annyi céltárgyatomból van mint azonos vastagságú Pb céltárgyban. Éppen ezért, a könnyű céltárgyak használata egy relatív hozamnövelő megoldás. Rikenben új izotópok szerkezetének a feltárására is H céltárgyon való rugalmatlan szórás használtunk. A céltárgy a 3.11. ábrán bemutatott folyékony hidrogén céltárgy volt, ami lényegében egy hidrogén-cseppfolyósító, aminek a 30 cm^3 -es gyűjtő tartója a céltárgy. Mivel a nyaláb intenzitása tipikusan néhány száz pps, a besugárzás nem okoz benne felmelegedést.

Ha a rugalmatlan protonszórásban vagy transzfer reakcióban a reakció termékeket detektáljuk, akkor a kinematikából kell rekonstruálni az egyes eseményeket, és megállapítani, hogy mekkora energia fordítódott a belső szabadsági fokok gerjesztésére. Könnyű targeten inverz kinematikában végett mérésekben a kinematika miatt a kilépő könnyű magok csak egy meglehetősen szűk szögterületben rendelkeznek egyszerűen mérhető 1-20 MeV energiával, ami jelentősen korlátozza a geometriai határfokot. Mivel a céltárgyon áthaladó nehéz rész energiáját is nagy pontossággal kell mérni, csak vékony céltárgy használható. Emiatt az ilyen típusú mérésekben nagy nyalábbintenzitásra van szükség, így a stabilitási sávától nem nagyon lehet eltávolodni. Más a helyzet, ha a gerjesztés gyakoriságát a legerjesztődéskor kibocsátott γ -sugárzás intenzitásával mérjük. Ilyenkor kihasználhatjuk a teljes térszöget és a céltárgy vastagságára sincs különösebb korlát, így akár 2 nagyságrenddel vastagabb céltárgy is használható. Ezzel a technikával a neutron-instabilitási vonal közelében is tudtunk rugalmatlan-szórás kísérleteket végezni. ^{17}B , ^{20}C , ^{27}F , ^{28}Ne , ^{34}Mg nyalábbokkal meg tudtuk határozni a rugalmatlan szórás valószínűségét, és neutron kiütési reakciókban információt kaptunk a szom-



3.12. ábra. A ^{36}S nyaláb egyszeres és kétszeres fragmentációjával elérhető atommagok.

szédos magok szerkezetére is. A legextrémebb esetben 4 pps intenzitású ^{27}F nyalábbal 270 mg/cm^2 vastag H céltárgyon műszakonként 1 beütés volt a γ -intenzitás.

A neutron-instabilitási vonal megközelítésének a másik módszere a nyaláb fragmentációja. Ennél a módszernél azt használjuk ki, hogy a fragmentumok nagy valószínűséggel gerjesztett állapotban keletkeznek, úgyhogy nem kell még egy magfolyamatba vinni őket, hogy gerjesztett állapotba kerüljenek. A fragmentáció γ -spektroszkópiájára tett első lépés a target-fragmentáció vizsgálata volt a '70-es évek közepén. Ez a próbálkozás nem járt nagy sikerrel, mivel nem volt semmiféle reakciótermék szeparáció, így csak a legnagyobb hatáskeresztmetszetű egy-két nukleon lemorzsolódásával járó folyamatból kilépő γ -sugárzásokat lehetett látni. A következő lépés meglehetősen sokat várattott magára. Az első nyaláb-fragmentációs kísérletet a Ganilban végeztük, ahol a fragmentumokat a SPEG mágneses spektrográffal azonosítottuk. Ez a kísérlet fényesen igazolta a módszer alkalmazhatóságát: a stabilitási sávtól elég távol fekvő atommagokra lehetett új kísérleti adatokat meghatározni. Ugyanakkor a módszer korlátai is hamar kiderültek: legfeljebb 10^{-5} relatív intenzitású csatornák vizsgálhatóak véges (1-200 óra) idő alatt, ami azt is

jelenti, hogy viszonylag könnyű magok esetén sem lehet elérni a neutron-instabilitási vonalat az egyszeres fragmentációval. A módszer továbbfejlesztését az jelentette, hogy a radioaktív nyalábot tördeltük tovább. A stabil magoknál 3-4 neutronnal többet tartalmazó radioaktív nyaláb fragmentációjával 1-2 neutronnal többet tartalmazó végmagokat sikerült előállítani, ahogy azt a 3.12. ábra illusztrálja.

A fragmentációnak sokkal kisebb a valószínűsége mint a rugalmatlan szórnak. Egy szokásos 2-300 mg/cm² vastagságú céltárgyon 2 proton kiütésének a valószínűsége $\sim 10^{-5}$. Ez azt jelenti, hogy a műszakonkénti 1 beütés γ -intenzitás eléréséhez pár száz pps intenzitású nyaláb kell. Hogy melyik módszer a jobb, az attól függ, hogy milyen úton lehet megközelíteni a vizsgálandó magot. Ha a legnehezebb – csak protonok kiütésével járó – módszer alkalmazható, akkor 4 proton kiütésig mindkét módszer eredményesen használható. Ahogy fentebb említettem, 6 protont egyszerre kiütni már szinte lehetetlen. Ekkor a két lépéses fragmentáció az egyetlen járható út. 200 pA ⁴⁸Ca-ból fragmentációval egyetlen ⁴²Si mag állítható elő percenként, ami nem elégséges rugalmatlan-szórás vizsgálatokra. Ugyakkor 400 ⁴⁴S magot lehet kapni másodpercenként, amiből már óránként keletkezik egy (gerjesztett) ⁴²Si mag, és műszakonként egy, a ⁴²Si-ből származó γ -sugárzást is detektálni tudunk. Jelenleg ez a maximum, amit ezzel a módszerrel el lehet érni.

4. HÉJZÁRÓDÁSOK ERŐSSÉGÉNEK VIZSGÁLATA AZ $N/Z=2$ VONAL KÖZELÉBEN

4.1. Az $N=20$ héjzáródás gyengülése

Az általánosan elfogadott és kőbe vésett [62] dogmától, mely szerint a neutron-egyrészecseke-energiák csak egy szerény mértékben változnak az $N=20$ vonal mentén, lényegében csak a tokiói iskola tér el. Ők ugyanis a 2-főhéjas héjmodellszámításaihoz módosították az egy-egy főhéjra illesztett effektív kölcsönhatásokat úgy, hogy a kísérletnek megfelelően a ^{26}O már ne legyen kötött. Ezzel az effektív kölcsönhatással számolva ugyanolyan jó leírást tudtak adni az ismert jelenségekre, mint azok a csoportok, akik a stabilitási völgyben megfigyelt adatokhoz illesztették a kölcsönhatási mátrixelemeket. Ugyanakkor ezzel az effektív kölcsönhatással azt jósolták, hogy a neutron-egyrészecse energiák jelentős függenek a neutronszámtól, és az $N=20$ héjzáródás teljesen megszűnik $Z=8$ -nál [63]. A megszűnő héjzáródás következményeként lényegesen eltérő jóslatokat tettek az anomálishan viselkedő tartománytól távolabb levő atommagokra: még $N=17$ -nél is alacsonyan fekvő intruder állapotokat ígértek, $N=18$ -nál pedig a ^{12}Be -hoz hasonló kevert alapállapotot [64]. Nemcsak a neutronsám függvényében, hanem a rendszám függvényében is kiszélesítették az anomálishan viselkedő tartományt: intruder állapotok dominálják az alapállapotot még $Z=9$ -nél is [65].

Az a felvetés, hogy a stabilitási sávhoz közelebb fekvő magok vizsgá-

lata adhat kulcsot a héjzáródások kérdésének a megoldásához új lendületet adott a kísérleti munkának. Az intruder állapotok keresése megkezdődött az $N=18$ vonal mentén, ami jól megközelíthető in-beam γ -spektroszkópiai módszerekkel is. (Az $N=20$ vonalon a normális gömbszerű állapotok energiája várhatóan olyan magas, hogy egy nagy nívósűrűségű tartományba esnek, és kísérletileg nehéz azonosítani őket.) A ^{28}Ne 2_1^+ állapotának energiája a tokiói jóslatnak megfelelően alacsonynak bizonyult [66], és a legfrissebb eredmények szerint hasonlóan alacsony a ^{29}Na 2. és 3. gerjesztett állapotának az energiája is [67].

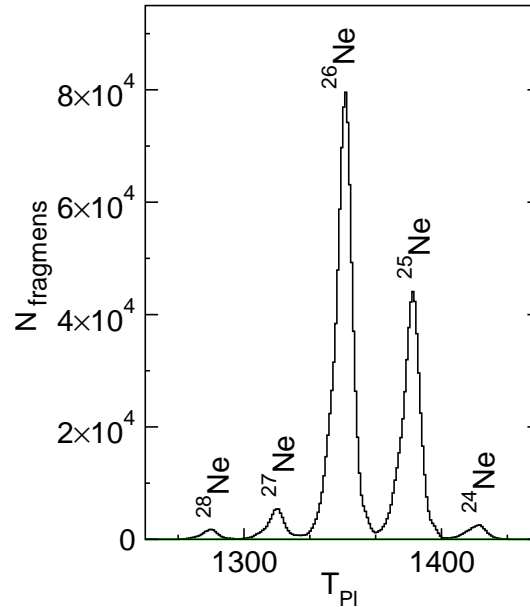
A megoldás kulcsát jelentő jól azonosítható intruder állapotok megkeresésére a neutrongazdag neon, fluor és oxigén atommagok szerkezetét vizsgáltuk.

4.1.1. A neutrongazdag Ne izotópok vizsgálata fragmentációban

A nehéz neon izotópok szerkezetét a ^{36}S fragmentációjából vizsgáltuk. Két kísérletet végeztünk a Ganilban, amelyben megfigyeltük a gerjesztett állapotban keletkező neon izotópok γ -bomlását. Az első kísérletben a ^{36}S fragmentációjában előálló $^{25-28}\text{Ne}$ izotópok szerkezetét tanulmányoztuk, míg a második kísérletben a ^{36}S fragmentációjából előálló ^{30}Mg izotópnak ^{12}C céltárggyal való kölcsönhatásában előálló $^{28,29}\text{Ne}$ izotópok szerkezetére nyertünk adatokat.

Az első kísérletben a 77 MeV/nukleon energiájú 1 enA intenzitású ^{36}S nyalábot egy vékony, 2.8 mg/cm² vastagságú ^9Be céltárgyon fragmentáltuk. A keletkező reakciótermékeket a SPEG mágneses spektrográf fókuszsíkjaiban elhelyezett helyzetérzékeny driftkamrák, ionizációs kamra, valamint plasztik szcintillátor segítségével repülési idő, mágneses rigiditás ($B\rho$) és fajlagos energiaveszteség (ΔE) alapján azonosítottuk. A reakciókban keletkező γ -sugárzásokat a 74 BaF₂ kristályból álló detektorrendszerrel és 4, hátrafele szögben elhelyezett Ge detektorral érzékeltük. A BaF₂ spektrométer hatásfoka 30% volt 1.3 MeV-en, feloldása pedig 12%. A germánium detektorok összhatásfoka 0.12%, feloldása Doppler-korrekción után 30 keV volt 1.3 MeV-

4. HÉJZÁRÓDÁ:

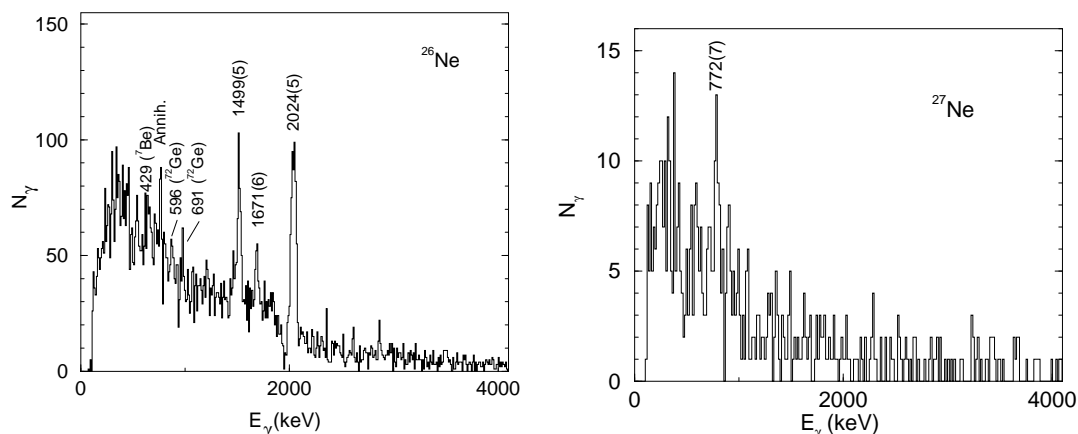


4.1. ábra. A neon izotópok szétválasztása repülési idejük alapján **egyszeres fragmentációban**.

en.

A második kísérletben a 77 MeV/nukleon energiájú 400 pnA intenzitású ³⁶S nyalábot a SISSI szupravezető-mágneses lencsében elhelyezett 350 mg/cm² vastagságú Ni céltárgyon fragmentáltuk. A keletkező fragmentumokat az ALPHA spektrométerrel szeparáltuk. A radioaktívnyaláb-keverék meghatározóan ²⁴F, ^{25,26}Ne, ^{27,28}Na és ^{29,30}Mg izotópokból állt. Az 55-65 MeV/nukleon energiájú, összességében 6·10⁴ pps intenzitású radioaktívnyaláb-keveréket rávezettük egy vékony (100 mg/cm²) plastik szcintillátorra, amelyet két oldalról egy-egy 51 mg/cm² vastagságú szénlap takart. Ezt az aktív targetet használtuk a bombázó nyaláb azonosítására energiaveszteség- és repülésiidőmérés alapján. A másodlagos reakciótermékeket a SPEG mágneses spektrométer segítségével azonosítottuk. A ³⁶S nyaláb fragmentációjából előálló neon izotópok azonosítását a 4.1. ábrán láthatjuk.

A jó feloldású Ge detektorok csak a legerősebb γ -sugárzásokat érzékelték kis hatásfokuk miatt. Ennek ellenére, a ²⁶Ne vonalait, a ²⁷Ne egyetlen vonalát és a ²⁸Ne legerősebb vonalát a Ge detektorok spektrumában is látni

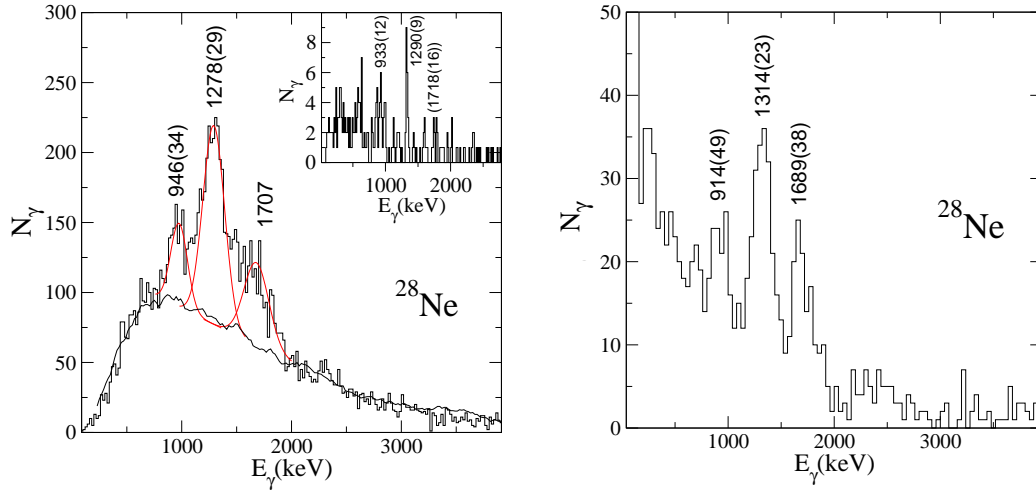


4.2. ábra. A ^{26}Ne és a ^{27}Ne atommagok γ -spektrumai germánium detektorokkal mérve. A ^{26}Ne spektrumában a Doppler-korrekciónak miatti elcsúszott energiájú céltárgy-jellegű atommagokból származó szennyező sugárzások is fel vannak tüntetve.

lehetett. A ^{26}Ne Ge spektrumát a 4.2. ábrán láthatjuk. A ^{26}Ne spektrumában az alacsonyenergiás target-jellegű és neutronindukált csúcsok mellett 3, a ^{26}Ne -hoz tartozó γ -sugárzást tudtunk azonosítani. Az álló forrásból származó sugárzások energiája eltolódott a Doppler-korrekciónak miatti (kb. 50%-kal), és ezek a vonalak ki is szélesedtek a különböző szögben elhelyezett detektorokra alkalmazott különböző mértékű korrekciónak megfelelően. A ^{26}Ne -hoz azonosított 3 γ -sugárzás közül kettő, az 1499 és a 2024 keV-es már β -bomlásból ismert [70]. A BaF_2 detektorrendszer nagy hatásfoka lehetővé tette a γ -sugárzások koincidenca kapcsolatainak a vizsgálatát is. A $\gamma\gamma$ -koincidenca spektrumok alapján megállapíthatjuk, hogy az alapállapotú 2024 keV-es átmenet koincidenzában van mindkét másik átmenettel, míg azok nem látják koincidenzában egymást. Ennek megfelelően a 3 γ -sugárzás 3 állapotot határoz meg 2024, 3523 és 3695 keV energiánál. Az első állapot Coulomb-gerjesztésből [66], a második β -bomlásból [70] már ismert.

A ^{27}Ne spektrumában egyetlen vonal szignifikáns 772 keV-nél, ami az azonos energiájú állapot bomlásához rendelhető.

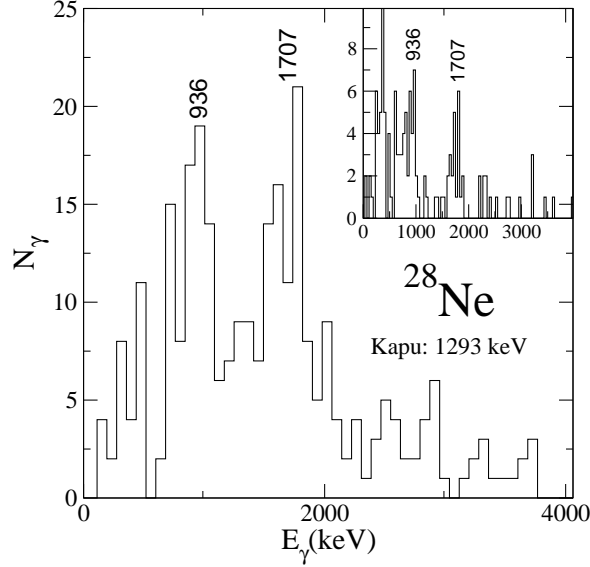
A ^{28}Ne gerjesztett állapotai a ^{36}S fragmetációjából és a ^{30}Mg nyálából proton kiütésével álltak elő. A Ge detektorok csak a legerősebb – Coulomb-



4.3. ábra. A ^{28}Ne BaF_2 spektrométerrel mért γ -spektrumai. A baloldalon a ^{36}S nyaláb fragmentációjában mért spektrum és a csúcsok felbontása, a jobb oldalon a protonkiütési reakcióban megfigyelt spektrum látható. A baloldali ábra inzertjében a fragmentációban előálló ^{28}Ne germánium detektorral mért spektruma látható.

gerjesztésből már ismert – 1293 keV-es γ -sugárzást érzékelték. A jóval nagyobb hatásfokú BaF_2 detektorrendszer viszont további két γ -sugárzás kimutatását is lehetővé tette 936 és 1707 keV-nél, ahogy azt a 4.3. ábrán láthatjuk. A stabil nyaláb fragmentációja esetén a ^{28}Ne egy gyenge reakciócsatornában állt elő, a domináns csatornában keletkező nagymennyiségű háttérsugárzás leterhelte a mérőrendszert, így viszonylag rossz feloldást sikerült csak elérni. A kétproton-kiütési reakcióban ugyanazokat a γ -sugárzásokat gerjesztettük, de jobb feloldással detektáltuk, ahogy az a 4.3. ábrán látható. A γ -sugárzások energiáját a három különböző spektrumból kapott energiaértékek átlagolásával kaptuk.

A BaF_2 detektorokkal mért $\gamma\gamma$ -koincidencia spektrumok alapján megállapíthatjuk, hogy mind a 936 keV-es, mind a 1707 keV-es átmenet koincidenzában van az 1293 keV-es alapállapotú átmenttel, ahogy az a 4.4. ábrán látható. Sajnos a statisztika nem elegendő annak az eldöntésére, hogy a két

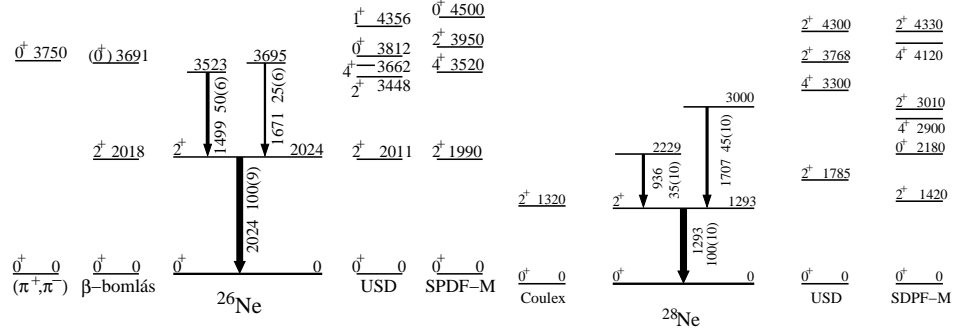


4.4. ábra. A ^{28}Ne 1293 keV-es γ -sugárzással kapuzott spektruma a fragmentációban BaF_2 spektrométerrel mérve. A protonkiütési reakcióban kapott spektrum az inzertben látható.

gyengébb átmenet koincidenciában van-e egymással.

A $^{26,28}\text{Ne}$ nívósémája a 4.5. ábrán látható az USD effektív kölcsönhatást használó sd és az $sdpf - m$ kölcsönhatást használó két főhéjat átfgó $sdfp$ héjmodellszámítások eredményével összevetve [68]. A ^{28}Ne nívósémáját a ^{26}Ne sémájával analóg módon építettük fel, de nem kizárt, hogy a 936 keV-es γ -sugárzás a 3000 keV-es állapotot populálja. Bármelyik elrendezést is választjuk, a kísérleti nívóséma inkább az $sdfp$ héjmodellszámolás eredményeivel van összhangban, de ha a 3 γ -sugárzást kaszkádban helyezzük el, akkor az sd héjra korlátozott modell-leírás sem zárható ki teljesen. A ^{26}Ne esetén a két modell csak a 0_2^+ állapot energiájában tér el. A második gerjesztett állapotot pion szórásból 0^+ -nak azonosították [69], de ez az állapot túl erősen gerjesztődik Coulomb-gerjesztésben is, ami viszont azt valószínűsíti, hogy a második gerjesztett állapot 2^+ spin-paritású [71]. Ebben az esetben mind a két modell helyesen írja le a gerjesztett állapotok energiáját.

Ezek a kísérletek hozzájárultak ahhoz, hogy egy globális képet nyerjünk



4.5. ábra. A ^{26}Ne és a ^{28}Ne javasolt nívósémája USD [20] és SDFP-M [64] kölcsönhatást használó héjmodell számításokkal, és a korábbi kísérleti adatokkal [69, 70, 66] összevetve.

a nehéz Ne atommagok szerkezetéről, de nem vittek közelebb az $N=20$ héjzáródás kérdésének megoldásához.

4.1.2. Intruder állapotok a neutrongazdag fluor atommagokban

A héjzáródást tartó és az azt sértő héjmodellszámításoknak a neutrongazdag fluor izotópok szerkezetére adott jóslatai a neon izotópoknál is markánsabban térnek el egymástól. A stabil $N=20$ héjzáródást jósló modellek szerint a zárt $Z=8$ protonhéj melletti $Z=9$ fluor izotópok esetén a proton-neutron kvadrupol-kvadrupol kölcsönhatás már gyenge ahhoz, hogy neutron 2-részecske-2-lyuk állapotok alacsony energiákon előfordulhassanak [40, 62], így az első gerjesztett állapot az $N=18$ ^{27}F -ban 2 MeV gerjesztési energia körül várható. Ez sokkal magasabb mint a neutron kötési energia a ^{27}F -ban ($S_n=0.9\pm 0.3$ MeV), így ha nem csökken jelentősen az $N=20$ héjköz, a ^{27}F -nak nincsenek kötött gerjesztett állapotai. Ezzel szemben az eltűnő $N=20$ héjzáródást jósló modell éppen az eltűnő héjzáródás miatt egy puha, vibrációra hajlamos törzset jósol a ^{27}F -nak, ami lehetővé teszi legalább egy kötött gerjesztett állapot létét [65]. Ez a helyzet rendkívül kedvező a kísérlet számára, mivel egyetlen γ -sugárzás kimutatása elegendő ahhoz, hogy az $N=20$

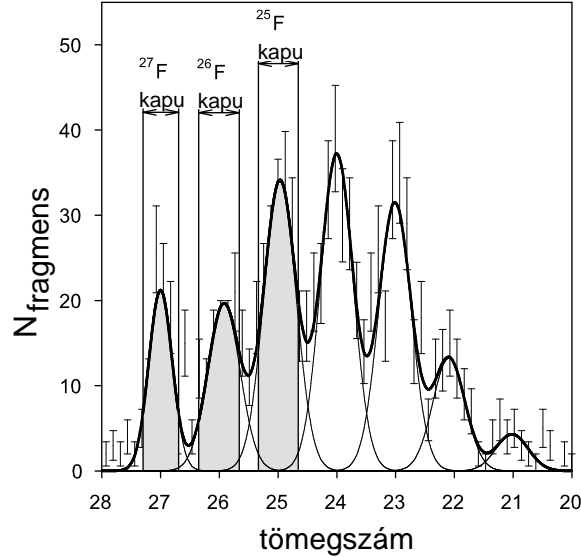
héjzáródás jelentős gyengülését kimutassuk.

A ^{27}F gerjesztett állapotának a keresését célzó kísérletet Rikenben végeztük el [73]. Vizsgálati módszernek a radioaktív ^{27}F nyaláb rugalmatlan szórását választottuk.

A kísérletben 94 MeV/nukleon energiájú 60 pnA intenzitású ^{40}Ar nyalábot fragmentáltunk 5 mm vastag ^{181}Ta céltárgyon. A keletkező $A/Z=3$ tömeg/töltés arányú fragmentumokat a RIPS szeparátorral választottuk ki, és vékony plasztik szcintillátorokkal mért repülési idejük és egy 350 μm vastagságú Si detektorban leadott energiájuk alapján azonosítottuk őket. A nehéz O, F, Ne és Na izotópot tartalmazó radioaktív nyalábkoktél teljes intenzitása 100 pps volt, ami csak 4 pps ^{27}F komponenst tartalmazott. A másodlagos nyalábot 210 mg/cm² (24 mm) vastagságú folyékony hidrogén céltárgyra vezettük. A nyalábpozíciót a target előtt 2, utána egy PPAC párral monitoroztuk. Az ütközés során keletkező γ -sugárzásokat a DALI2 146 NaI kristályt tartalmazó detektorrendszerrel detektáltuk. A γ -spektrométer feloldása 10%, hatásfoka 25% volt 660 keV-nél. A kilépő részecskéket 2×2 db 4 rétegből álló 50×50 mm-es Si teleszkóp segítségével azonosítottuk ΔE - E alapon. A fluor izotópok szétválasztásának a minőségét a 4.6. ábrán láthatjuk.

A ^{27}F nyaláb rugalmatlan szórásából valamint az egy- és kétneutron kiütésével járó reakciókból származó γ -sugárzások spektruma a 4.7. ábrán látható. Mind a három magban 2-2 γ -sugárzást lehet látni 3σ szignifikancia szinten, ami azt mutatja, hogy mindhárom magban legalább 2-2 kötött gerjesztett állapot van.

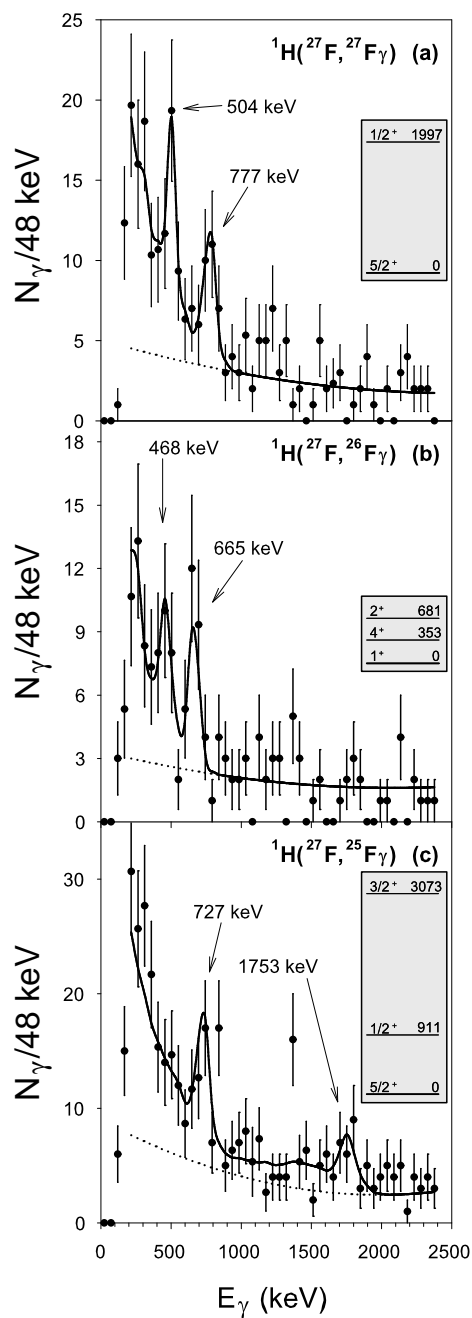
A kötött gerjesztett állapotok számára nyert eredményeket összevethetjük a 4.7. ábrán az inzertekben látható (intruder állapotokat nem tartalmazó) *sd* héjmodellszámítások eredményével [72]. A ^{25}F viszonylag erősen kötött ($S_n=4.35$ MeV), ami megengedi, hogy az ebben a magban megfigyelt γ -sugárzásokat akár kaszkádba, akár párhuzamosan helyezzük el. A γ -sugárzásokat akárhogy rendezzük is nívósémába, az egyik állapotnak nem lesz elméleti párja. Ennek ellenére nem lehetünk biztosak abban, hogy a



4.6. ábra. A hidrogén céltárgyon szóródott kevert fluor nyalábból származó fluor izotópok szétválasztása szilícium teleszkópból nyert $\Delta E-E$ információ alapján.

^{25}F egyik állapota intruder állapot. Elképzelhető ugyanis egy olyan szituáció, hogy a 727 keV-es γ -sugárzás egy, az sd héjmodell által jóslott magasabb energiájú állapot bomlásából áll elő, és egy nagyenergiás (3 MeV feletti) γ -sugárzáson keresztül bomlik az alapállapotba. Egy ilyen nagyenergiás vonal már kívül esik a méréstartományunkon. Emiatt $N=16$ -nál az intruder állapotok energiájáról nem tudunk biztosat mondani ezen mérés alapján.

A ^{27}F -ban ugyan alacsony a neutron szeparációs energia ($S_n=1.3\pm 0.4$ MeV), de a megfigyelt γ -sugárzások is kisenergiások, így akár párhuzamosan, akár kaszkádban is elrakhatjuk őket a nívósémában. A lehetséges gerjesztett állapotok energiája mindkét esetben annyira eltér a sd héjmodell jóslatától, hogy ezen állapotok egyikét sem azonosíthatjuk az ott jóslott gerjesztett állapottal. Ezek az állapotok egy bővebb állapotteréből származnak. A Monte-Carlo héjmodellszámítások a ^{26}O alacsonyenergiás 2^+ állapotához csatolt $d_{5/2}$ protonállapotokat jósolnak alacsonyenergián a ^{27}F -ban.

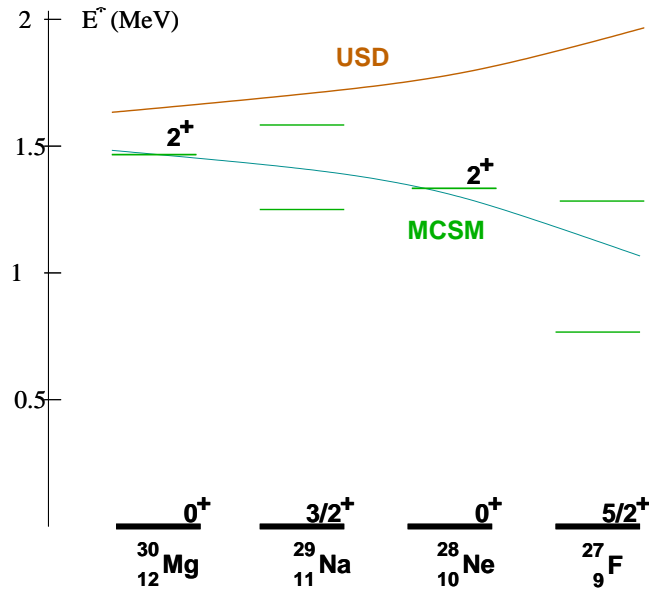


4.7. ábra. Doppler-korrigált γ spektrumok a ${}^1\text{H}({}^{27}\text{F}, {}^{27}\text{F})$ (a), ${}^1\text{H}({}^{27}\text{F}, {}^{26}\text{F})$ (b) és ${}^1\text{H}({}^{27}\text{F}, {}^{25}\text{F})$ (c) reakciókból. A folytonos vonal GEANT4 szimulációból származó csúcsok és polinom alakban felvett háttér összegét jelöli. Szürke alapon a *sd* héjmodellszámításból kapott állapotok [72] láthatók.

A magtérképen az $N=20$ vonal mentén a csökkenő rendszámok felé haladva azt tapasztaltuk, hogy nő az atommagok kollektivitása alapállapotban, és ezzel együtt csökken a kollektív állapotok energiája. A 4.8. ábrán az $N=18$ atommagok legalacsonyabb gerjesztett állapot energiáit hasonlítottam össze az intruder állapotok létét elhanyagoló *sd* [72], és az erős intruder bekeveredést jósló Monte-Carlo héjmodellszámítások [65, 64, 67] által megjósolt trendekkel. Míg az USD effektív kölcsönhatást használó *sd* héjmodell csökkenő rendszámmal növekvő energiákat jósol, az erősen csökkenő $N=20$ héjközzel számoló kétfőhéjas héjmodellszámítás a kísérlettel összhangban a csökkenő rendszámmal csökkenő gerjesztési energiákat ad, ami a páratlan magok esetén is a kollektív állapotok csökkenő energiájából ered. A héjmodellszámítások jóslatainak van egy pár száz keV-es bizonytalansága, de ezt figyelembe véve is $Z=10$ -tól kezdve már szignifikáns az eltérés a két számítás között. A kísérleti adatok egyértelműen a csökkenő héjközt jósoló számításokat támogatják. A csökkenő energiájú kollektív állapotokhoz asszociálható növekvő deformáció azonban nem feltétlenül a megszűnő héjzáródás jele. Ha a magok deformálódnak, akkor $Z=9,10$ esetén a $Z=8$ főhéjzáródáson keresztül történő protongerjesztések is könnyen létrejöhetnek, amint azt a könnyebb, $N=10,12$ fluor és neon magok szerkezete is mutatja. A szimultán proton és neutron főhéjon keresztül történő gerjesztések alacsonyenergiás kollektív állapotokhoz vezethetnek a héjzáródások megszűnése nélkül is.

4.1.3. Az $N=20$ héjzáródás gyengülésének hatása $N=17$ -nél

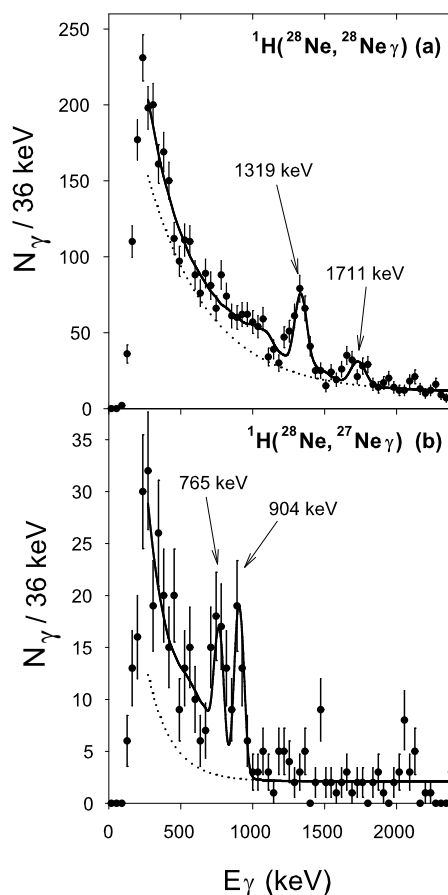
A héjzáródás megszűnésének vagy megmaradásának a kérdését csak akkor tudjuk eldönteni, ha az intruder állapotok energiáját a páratlan neutronszámú atommagokban meg tudjuk határozni. Figyelembe véve, hogy a fentiek alapján jó okunk van feltételezni az alacsonyenergiás intruder állapotok jelenlétét $N=18$ -nál, érdemes az $N=17$ magokban is keresni az *sd* állapot-téren kívüli állapotokat. A páratlan neutronszámú, erősen neutrontöbbletes atommagok igen gyengén kötöttek, ennek megfelelően a ^{27}Ne -ban 1, a ^{26}F -



4.8. ábra. Az $N=18$ atommagok legkisebb energiájú állapotai összevetve a *sd* héjmodellszámítások és az intruder állapotokat is figyelembe vevő *sdpf* héjmodellszámítások által meghatározott trendekkel.

ban 2 kötött állapot várható, ha nincsenek kisenergiás intruder állapotok. Ez a helyzet ismét lehetőséget ad arra, hogy pusztán a megfigyelt γ -sugárzások számából következtetni lehessen az $N=20$ héjzáródás gyengülésére vagy fennmaradására.

A 4.7. ábrán bemutatott spektrum tanúsága szerint a 17 neutronot tartalmazó ^{26}F -ban is két kötött gerjesztett állapot bomlását figyeltük meg. Itt az alacsony neutron-szeparációsenergia ($S_n=1.05$ MeV) miatt biztosak lehetünk benne, hogy ezek az állapotok a megfigyelt két γ -sugárzás energiájának megfelelő gerjesztési energiánál, 468 és 665 keV-nél vannak. Az *sd* héjmodell is két gerjesztett állapotot jósol nagyon hasonló gerjesztési energiáknál. Ennek ellenére nem feleltethetjük meg a kísérleti állapotokat az elméletieknek. Az elméletben a 4^+ állapotnak nagy impulzuszómomentum-különbséget elvivő alacsonyenergiás M3 átmenettel kellene bomlani az 1^+ alapállapotba, aminek olyan hosszú az élettartama ($t_{1/2} > 100\mu\text{s}$), hogy annak a bomlása a jelen kísérletben nem lenne megfigyelhető. Ezek alapján azt mondhatjuk, hogy az



4.9. ábra. A ${}^1\text{H}({}^{28}\text{Ne}, {}^{28}\text{Ne} \gamma)$ (a) és a ${}^1\text{H}({}^{28}\text{Ne}, {}^{27}\text{Ne} \gamma)$ (b) reakciókból származó γ -sugárzások spektruma.

egyik – valószínűleg az alacsonyabb energiás – állapot intruder állapot.

Ebben a kísérletben meglehetősen összetett volt a radioaktív nyaláb, így ugyanebben a kísérletben más reakciókat is vizsgálni tudtunk. A nyaláb tartalmazott 20 pps 51 MeV/nukleon energiájú ${}^{28}\text{Ne}$ komponenst is. A kísérletben megfigyeltük a ${}^{28}\text{Ne}$ nyalábnak a hidrogén céltárggyal való kölcsönhatásából kilépő γ -sugárzásokat is [75]. A ${}^{27,28}\text{Ne}$ atommagokhoz azonosított γ -sugárzások spektrumát a 4.9. ábrán láthatjuk. A spektrumon jól látható, hogy mindkét magban 2-2 állapot bomlásából származó γ -sugárzást kaptunk. A ${}^{28}\text{Ne}$ esetén ezek a sugárzások megegyeznek a ${}^{36}\text{S}$ nyaláb fragmentációjában is megfigyelt sugárzásokkal. A ${}^{27}\text{Ne}$ atommagban a ${}^{36}\text{S}$ fragmentációjá-

ból mi egy gerjesztett állapotot figyeltünk meg, ami 772 keV-es energiájával összhangban van az sd héjon végzett számítások előrejelzésével [68]. Vélünk párhuzamosan közölte eredményét egy japán csoport is [74], akik a ^{28}Ne Coulomb-gerjesztése mellett figyeltek meg egy γ -sugárzást a ^{27}Ne -ban. Az ő általuk megfigyelt γ -sugárzás is összhangban volt az sd héjmodell jóslatával, de csak utólag derült ki, hogy ez a 870 keV-es sugárzás nem ugyanaz, mint amit mi a fragmentáció során láttunk. A jelen kísérletben a ^{27}Ne magban a neutronkiütési reakcióban két állapot bomlását figyeltük meg. Az egyik γ -sugárzás megegyezik a fragmentációban megfigyelttel, míg a másik a ^{28}Ne Coulomb break-up reakciójában megfigyelt sugárzással.

A ^{27}Ne alacsony neutron szeparációs energiája ($S_n = 1.41 \pm 0.11$ MeV), valamint az a tény, hogy a megfigyelt két sugárzás közül egyet-egyét egy-egy független kísérletben is megfigyeltek, biztosítja, hogy a két γ -sugárzást párhuzamosan kell elhelyezni a sémában. Az így nyert nívósémát a 4.10. ábrán láthatjuk az USD héjmodell számítással összevetve. A ^{27}Ne alapállapota $3/2^+$ spin-paritású, és az sd héjmodell jóslata szerint van egy $1/2^+$ gerjesztett állapota 868 keV energián. A várható intruder állapotok spinje és paritása $3/2^-$ és $7/2^-$. Ezek közül csak a $3/2^-$ állapot figyelhető meg γ -spektroszkópiai módszerekkel, mivel a $7/2^-$ állapot egy alacsonyenergiás M2 átmenettel bomlik az alapállapotba, ami túl lassú ahhoz, hogy a jelen kísérletben megfigyelhető legyen. Úgyhogy az egyik megfigyelt állapot az sd héjmodell $1/2^+$ állapota, a másik állapot pedig a $3/2^-$ intruder állapot. Ezt a feltételezést transzferreakció vizsgálatokban igazolták: a 765 keV-es állapot az intruder $3/2^-$ állapot, a 904 keV-es állapot pedig a normál $1/2^+$ $s_{1/2}$ állapot [76, 77]. Az intruder állapotok energiáját jól leíró Monte-Carlo héjmodellszámítás a ^{27}Ne -ban 450 keV-re adja a $3/2^-$ állapot energiáját [77].

Az $N=17$ izotópokban talált intruder állapotok energiájának a rendszám-függését a 4.11. ábrán mutatom be. Az a tény, hogy $N=17$ -nél ilyen alacsony energiáknál lehet találni intruder állapotokat, már egyértelmű jele annak, hogy az $N=20$ héjköz jelentősen lecsökkent. Szemben a korábbi jóslatok 5 MeV-es értékével [20] a Monte-Carlo héjmodellben az $N=20$ héjköz

$$\frac{5/2^+}{7/2^-} \frac{2170}{2017}$$

$$\frac{1/2^+}{(3/2^-)} \frac{868}{765} \frac{(1/2^+)}{(3/2^-)} \frac{904}{765}$$

$$\frac{3/2^+}{\text{USD}} \frac{0}{\text{Kísérlet}} \frac{(3/2^+)}{\text{Kísérlet}} \frac{0}{\text{Kísérlet}}$$

^{27}Ne

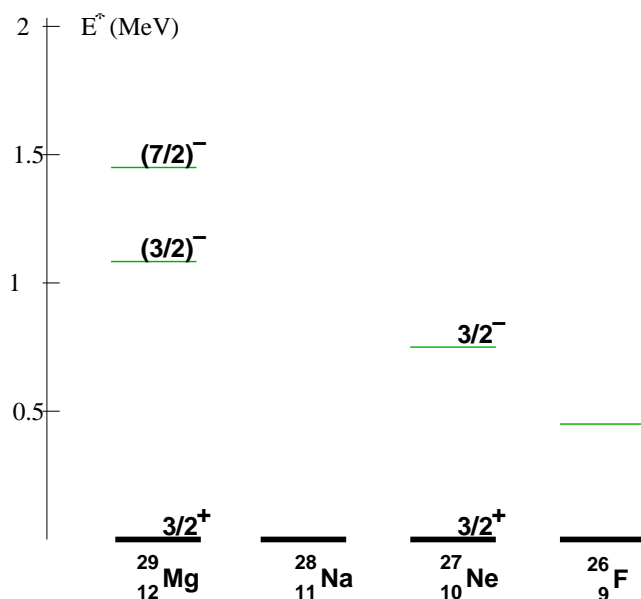
4.10. ábra. A ^{27}Ne nívósémája a jelen munkából az *sd* héjmodellszámítással összevetve.

3 MeV-re csökken $Z=10$ -nél [64]. Ez a héjköz már összemérhető a neutron-párkölsönhatási-energiával, ami oda vezet, hogy $N=20$ -nál megszűnik a héjzáródás, azaz a párkölsönhatás miatt a nehéz ($N \geq 18$) Ne izotópok alapállapotában lesznek neutronok az $N=20$ héjzáródás felett is.

4.2. Az $N=14,16$ alhéjzáródás erőssége

Az $N=17$ magok vizsgálatával megmutattuk, hogy az egyrészecske energiák jelentősen változhatnak a nukleonszám változásával. Az egyrészecske energiák vándorlása következtében könnyen elképzelhető, hogy ha egy nagy egyrészecskeenergia-különbség lecsökken, akkor valahol máshol megnő az egyrészecske-állapotok közötti energiakülönbség, azaz az eltűnő héjzáródás helyét egy másik héjzáródás veheti át és egy másik neutronszámánál alakulhat ki egy mágiikus atommag. A gyengülő $N=8$ héjzáródás mellett pl. egy erősödő $N=6$ héjzáródás alakul ki [78, 79].

Tudjuk, hogy az $N=20$ magok közül a ^{34}Si és a ^{36}S ($Z=14,16$) kétszer mágiikusak. A magerők töltésfüggetlensége miatt az $N=14,16$ is mágiikus jellegűnek várható. Az erre utaló első indikációt már az 1985-ös tömeg-



4.11. ábra. Az intruder állapotok energiája az $N=17$ atommagokban.

szisztematika [80] elemzése során kimutatták [81]. Azt találták, hogy a 2-neutron-szeperációsenergia változásában $N=14,16$ esetén egy ugrás van már $Z=14,16$ esetén is. Tanihata és munkatársai újraelemezték a fenti tömegszisztematikát [82], és rámutattak, hogy a 2-neutron szeperációs energiában az $N=16$ -os alhéjzáródásra jellemző ugrás $Z=8$ -ig nyomkövethető, és ezt az eredményt kiegészítették saját megfigyelésükkel, mely szerint $N=16$ -nál egy ugrás figyelhető meg a magsugarakban is [82]. Ez az eredmény összhangban van egy $N=16$ -os alhéjzáródással. Az $N=14$ alhéjzáródást a ^{22}O Coulombgerjesztésével sikerült igazolni: mind az első gerjesztett állapot nagy energiája, mind ezen állapot elektromágneses bomlási valószínűségének kis értéke egy kétszer zárt héjú magra utalt [83]. Nemrégiben megmutatták, hogy a neutron átmeneti valószínűség értéke is kicsi a 2_1^+ állapotból [84, 85]. Mennyire erősek, és mennyire stabilak ezek a héjzáródások? Ezekre a kérdésekre a nehéz oxigén és szén izotópok szerkezetének feltárásával kaphatunk választ.

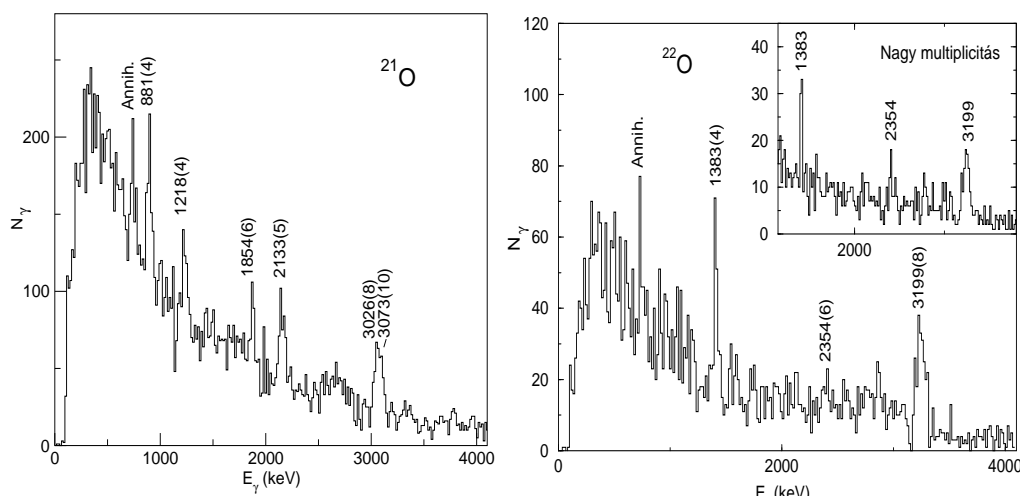
4.2.1. A neutrongazdag oxigén izotópok szerkezete

A héjzáródások erősségét a gerjesztett állapotok energiájának ismeretében lehet meghatározni. A neutrongazdag neon izotópok szerkezetének vizsgálatánál a 4.1.1 fejezetben említett két kísérlet alkalmas a $^{20-24}\text{O}$ izotópok gerjesztési energiáinak meghatározására is. Ezeket a kísérleteket a Ganilban végeztük. Az elsőben a stabil ^{36}S nyaláb fragmentációját tanulmányoztuk in-beam γ -spektroszkópiai módszerekkel, a második mérésben – aminek eredeti célja éppen a $^{23,24}\text{O}$ gerjesztett állapotainak a megtalálása volt – pedig a ^{36}S nyaláb fragmentációjából keletkező radioaktív atommagok továbbtördelésével vizsgáltuk az oxigén izotópok szerkezetét egészen a neutron-instabilitási vonalig [86].

Az első reakcióban a $^{20-22}\text{O}$ gerjesztett állapotait populáltuk, a második reakcióban elsősorban a $^{25,26}\text{Ne}$ fragmentációjából a $^{22-24}\text{O}$ izotópokat állítottuk elő. Ahogy a neon izotópok esetében is, az első reakcióban a keletkezett izotópok legerősebb γ -sugárzásait a jó feloldású germánium detektorokkal is detektáltuk, a nagyhatásfokú BaF_2 detektorokkal pedig a $\gamma\gamma$ -koincidencia spektrumokat vizsgáltuk. A fragmentumokat a SPEG spektrométerben azonosítottuk.

A $^{21,22}\text{O}$ izotópok γ -spektrumát a 4.12. ábrán láthatjuk. 6 γ -sugárzást tudtunk a ^{21}O maghoz azonosítani 881, 1218, 1854, 2133, 3026 és 3073 keV energiával. Ezek mindegyike új, mivel ez volt a nehéz oxigén magok első γ -spektroszkópiai vizsgálata. A ^{22}O germánium detektorral mért spektrumában 3 γ -sugárzás azonosítható 1383, 2354 és 3199 keV-nél. A 2354 keV-es γ -sugárzás csak a BaF_2 detektorrendszerrel koincidenciában mért spektrumban válik szignifikánssá. A 3199 keV-es sugárzás a mag Coulomb-gerjesztéséből már korábban ismert volt [83].

A BaF_2 spektrométer még koincidencia-mérésnél is jó statisztikát ad, hiszen a spektrométer hatásfoka még koincidencia módban is több mint egy nagyságrenddel nagyobb a germánium detektorok hatásfokánál (az energia függvényében néhány százalék szemben néhány tized százalékkal). Emiatt a $\gamma\gamma$ -spektrumban új átmenetek is felfedezhetők.

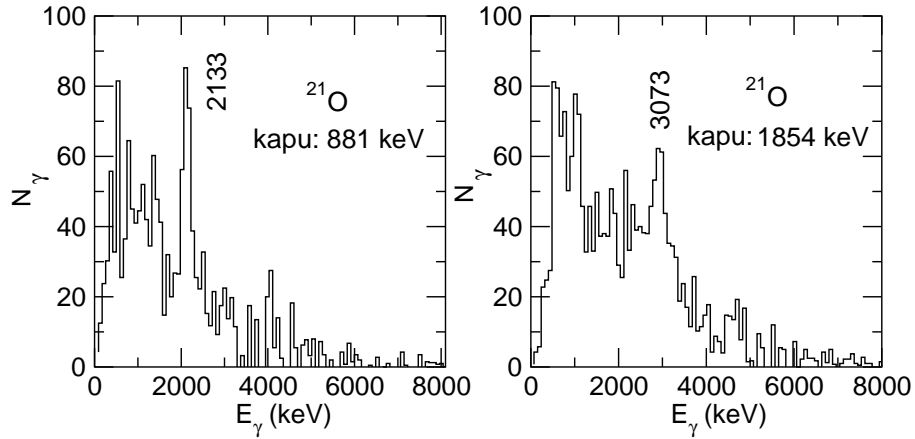


4.12. ábra. A ^{21}O és ^{22}O atommagoknak a ^{36}S fragmentációjából származó γ -spektruma. A spektrumokat a Ge detektorokkal mértük. A ^{22}O spektrumában az inzerben a BaF_2 detektorokkal koincidenciában mért spektrum látható.

A ^{21}O atommagnak két pár vonala van koincidenciában egymással a 4.13. ábra tanúsága szerint: a 2133 keV-es vonal a 881 keV-essel, és a 1854 keV-es a 3 MeV-es dublett egyik tagjával. Mivel a 2133 + 881 keV-es kaszkád ugyanarról az állapotról ered mint a 3026 keV-es átmenet, és a 1854 keV-es vonal nem látja koincidenciában a kaszkád egyik tagját sem, ezért biztosak lehetünk benne, hogy az a 3 MeV-es dublett másik tagjával, a 3073 keV-es vonallal van koincidenciában.

A ^{22}O alapállapotú átmenete koincidenciában van mind a két, a germánium detektorok spektrumában látott átmenttel, ahogy ez a 4.14. ábrán látható. A $\gamma\gamma$ -koincidencia spektrumában még további átmentek is láthatóvá váltak 1710, 3310 és 3710 keV-nél. A koincidencia kapcsolatok alapján, az energia- és az intenzitásmérleg figyelembevételével felépítettük a $^{21,22}\text{O}$ nívósémáját, ami a 4.15. ábrán látható. A ^{21}O jelen kísérletben megfigyelt állapotai jó összhangban vannak a korábbi multinukleontranszfer mérésekből [87] kapott állapotokkal.

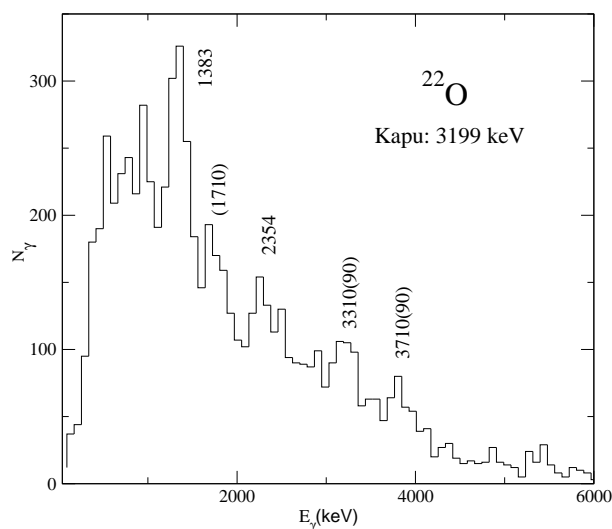
A kísérleti nívósémákat a 4.15. és 4.16. ábrán hasonlítottam össze az sd



4.13. ábra. A ^{21}O -ben a BaF_2 detektorrendszerrel megfigyelt $\gamma\gamma$ -spektrumok.

héjmodell számítások eredményével. Meglepően jó az egyezés a kísérlet és a stabilitási sáv közelében levő atommagokhoz illesztett USD kölcsönhatást használó elméleti számítás között. Az alacsony nívósűrűség miatt – figyelembe véve a γ -átmenetek kiválasztási szabályait – a kísérleti állapotokat egyszerűen hozzá lehet rendelni a héjmodell állapotaihoz. A ^{21}O alapállapota a $\nu d_{5/2}^{-1}$ állapot, gerjesztett állapotai pedig a $\nu s_{1/2}$ állapot és a $\nu d_{5/2}^{-2}$ konfiguráció 0^+ , 2^+ és 4^+ állapotainak a csatolásából áll elő ^{22}O törzset feltételezve. A ^{21}O első gerjesztett állapotának energiájából figyelembe véve az $s_{1/2}$ és a $d_{5/2}$ állapotok közötti párkölcsönhatásienergia-különbséget meghatározható az $N=14$ héjzáródás erőssége, ami 4.1 MeV-nek adódik. Minden kísérleti állapotnak van elméleti párja, ami azt mutatja, hogy az sd héjon kívül eső, törzsgerjesztésen alapuló állapotokat legfeljebb gyengén gerjesztetünk ebben a reakcióban.

A ^{22}O -nál lezárul a $d_{5/2}$ alhéj. Az USD hájmodell szerint az alapállapot 77%-ban a zárt alhéjú konfiguráció, 22%-ban 2-részecske-2-lyuk gerjesztésből származik. A ^{22}O alacsonyan fekvő gerjesztett állapotai egy-részecske-egy-lyuk gerjesztések, ahol az első két gerjesztett állapot esetén a részecske állapot az $s_{1/2}$. A nagyenergiás gerjesztett állapotok 0^+ , 2^+ , 4^+ spin paritással 2-részecske-2-lyuk gerjesztések. Neutron $d_{3/2}$ gerjesztések 7.5 MeV felett várhatóak, ami már a neutron szeparációs energia (6.58 MeV) felett

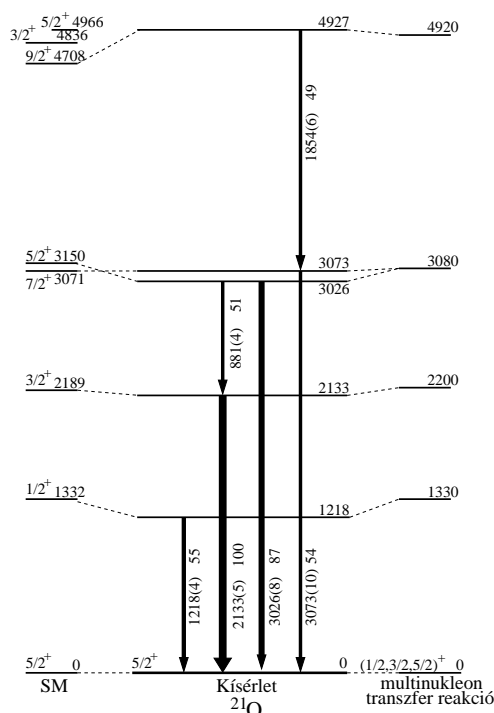


4.14. ábra. A ^{22}O 3200 keV-es vonalával koinkidenciában mért γ sugárzások spektruma.

van, így az ilyen konfigurációjú állapotok már nem kötöttek. Törzsgerjesztett állapotokat ebben a magban sem figyeltünk meg.

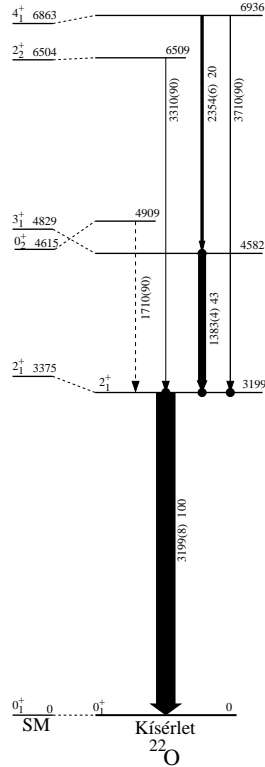
A $\nu d_{5/2} s_{1/2}$ 2^+ és 3^+ állapotok energiájának $2J+1$ -gyel súlyozott átlaga 4.2 MeV, ami az $s-d$ energiakülönbségnek felel meg a ^{22}O -ben. Ez az érték összhangban van mind a ^{21}O -ből származtatott héjközzel, mind a héjmodell effektív egyrészecskeenergia-különbségével (4.3 MeV), és megerősíti, hogy az oxigén izotópsorban $N=14$ -nél egy viszonylag erős héjzáródás van.

A ^{23}O atommagot is mind a ^{36}S , mind a radioaktív nyaláb fragmentációjával előállítottuk. Az első kísérletben 7500 ^{23}O atommagot detektáltunk, de a velük koinkidenciában mért γ -spektrumban nem emelkedett ki csúcs a háttér fölé. Ebben a mérésben ugyan elég nagy volt a háttér, ahogy az pl. a 4.14. ábrán látható, de a csúcs hiánya azt mutatta, hogy az első gerjesztett állapotot gyengén gerjesztettük, szemben a szokásos $>80\%$ -os populációval. Ezt okozhatja az a tény is, hogy a ^{23}O a neutron-instabilitási vonal mellett fekszik, és legfeljebb egy kötött gerjesztett állapota lehet. Egyetlen gerjesztett állapot populációja csak direkt táplálással történhet, aminek az erőssége egy komplex reakcióban nehezen becsülhető meg.



4.15. ábra. A ^{21}O atommag nívósémája összevetve az USD kölcsönhatást használó *sd* héjmodellszámolással és a multinukleontranszfer-reakció mérés eredményével.

A radioaktív nyalábos mérésben néhány nukleon lemorzsolásával 19500 ^{23}O és 7000 ^{24}O magot figyeltünk meg. ^{23}O spektrumát a 4.17. ábrán, a ^{24}O spektrumát pedig a 4.18. ábrán láthatjuk. A spektrumok *a* része Doppler korrekció nélkül, a *b* rész pedig Doppler-korrigálva mutatja a spektrumokat. A *b* ábrákon azt látjuk, hogy 6-700 keV felett csak egy alacsony folytonos háttér alkotja a spektrumot. Ha megnézzük a Doppler-korrigálatlan spektrumokat, akkor azokon gyenge, kis statisztikájú vonalakat látunk, melyek a ^{12}C céltárgyon végbemenő transzferreakciókból, illetve rugalmatlan szórásból származnak. A statisztikus háttér mindössze 2-3 beütés csatornánként. A



4.16. ábra. A ^{22}O atommag nívósémája összevetve az USD kölcsönhatást használó sd héjmodellszámolással.

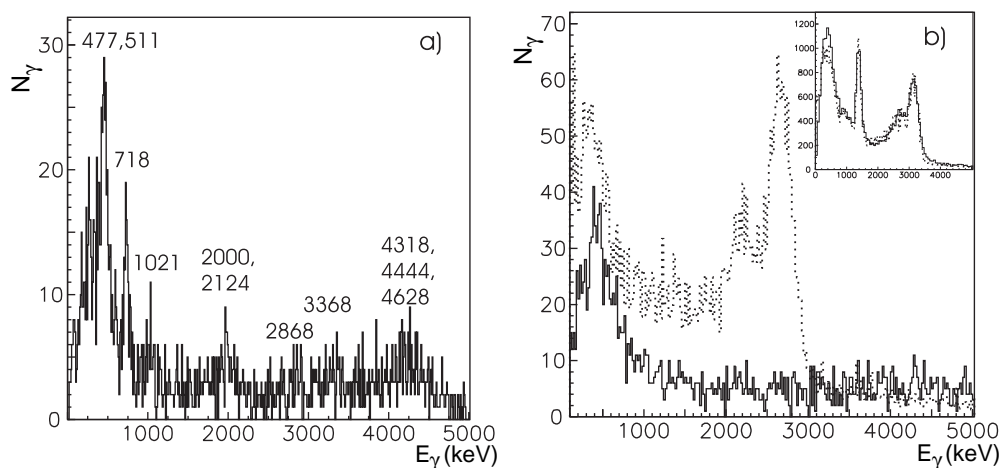
Doppler-korrigált spektrumnak jó része a target-jellegű magokból származó γ -sugárzások szétkenéséből származik. A 4.17.b és a 4.18.b ábrákon szaggatott vonallal azt a spektrumot mutatjuk be, amit egy 20%-osan populált 2.7, illetve 3.7 MeV-es állapot bomlása esetén várnánk. A ^{23}O spektrumának b részén az inzerben azt mutatjuk meg, hogy a ^{22}O spektruma hogy írható le a szimulációval. Összevetve a szimulált és a mért spektrumokat. Azt mondhatjuk, hogy az általunk használt reakció a ^{23}O estén az esetek kevesebb mint 2%-ában, a ^{24}O esetén pedig kevesebb mint 3%-ában vezethet gerjesztett állapotra. A ^{24}O esetén a domináns csatorna a 2-proton kiütés a ^{26}Ne nyalábból. A héjmodellszámítás ebből a csatornából egy viszonylag gyenge,

12%-os populációt jósol, ami 4-szer erősebb mint a kísérleti felső korlát által megedett gerjesztés. Az első gerjesztett állapotok populációjának hiánya egy erős indikáció arra vonatkozóan, hogy a vizsgált $^{23,24}\text{O}$ magokban nincs kötött gerjesztett állapot.

Ez az eredmény első ránézésre egy kicsit meglepő, hiszen mindkét mag viszonylag erősen kötött: a ^{23}O -ban a neutron kötési energia 2.7, a ^{24}O -ben pedig 3.7 MeV. Ugyanakkor, az $N=14$ és az $N=16$ zárt jellege miatt indokolt a magas gerjesztési energia. Valóban, a könnyebb oxigén izotópokat jól leíró USD kölcsönhatást használó héjmodell a kötési energia közelébe jósolja az első gerjesztett állapotot mind a két magban: 3.3 MeV-re a ^{23}O -ban, és 4.2 MeV-re a ^{24}O -ban. Kis szerencsével akár kötöttek is lehetnének. A kötött gerjesztett állapotok hiánya összhangban van a héjmodellel, és azt jelenti, hogy az $N=16$ héjzáródás is elég határozott $Z=8$ -nál.

4.2.2. Az $N=16$ alhéjzáródás erőssége és az $N=20$ héjzáródás megszűnése $Z=8$ esetén

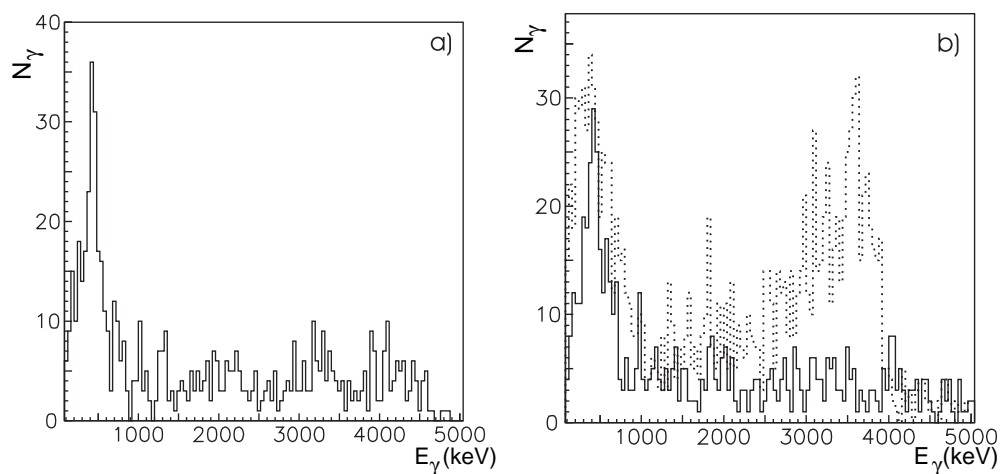
Az oxigén izotópok $N=20$ közelében már nem kötöttek, sőt ahogy az fentebb megmutattuk, nagy valószínűséggel már $N=15$ -nél sincs kötött gerjesztett állapotuk. Emiatt sem az $N=16$, sem az $N=20$ héjzáródás erősségét nem tudjuk meghatározni $Z=8$ -nál gamma spektroszkópiai módszerekkel. Az *sdpf* héjmodell az $N=20$ héjzáródás teljes megszűnését (1.5 MeV-es $N=20$ héjköz kialakulását) és egy erőteljes $N=16$ héjzáródás kialakulását jósolja az oxigén magokban. A modell szerint a héjzáródások erőssége csak gyengén függ a neutronszámtól [63], így van rá remény, hogy a legnehezebb még kötött oxigén izotópok, a $^{23,24}\text{O}$ spektroszkópiai vizsgálatából adatokat nyerjünk az $N=16,20$ héjzáródások erősségére. Ezek az atommagok az $N=14,16$ alhéjzáródás mellett fekszenek, és a rendszámuk is mágikus. Ez a helyzet rendkívül kedvező, mert kicsi a törzspolarizáció valószínűsége. Ha sikerül meghatározni a ^{23}O nem kötött gerjesztett állapotainak az energiáját, akkor azok különbsége közvetlenül megmutatja a héjzáródások erősségét ($N=15$ -nél). Az $N=15$ izotónok egyrészesce energiáit a 4.19 ábrán tüntettem fel. A nehezebb izo-



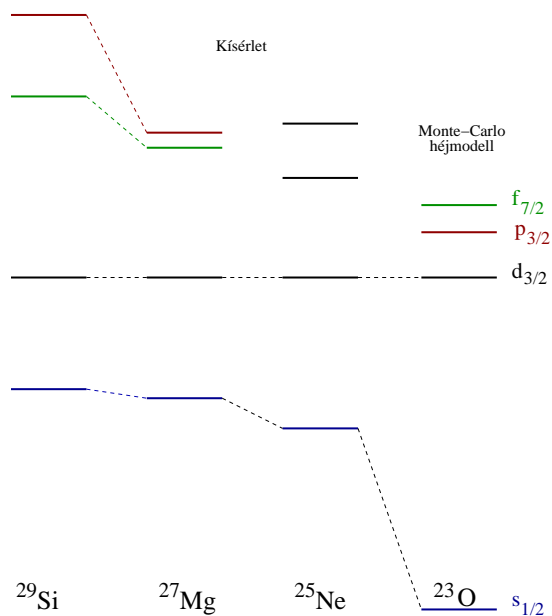
4.17. ábra. A ^{23}O γ -spektruma radioaktív nyaláb fragmentációjából a BaF_2 detektorrendszerrel mérve. a) A spektrum Doppler-korrekció nélkül. Target-jellegű γ -sugárzások adják a csúcsokat: 477 keV - ^7Li , 718,1021,2868 keV - ^{10}B , 2000,4318 keV - ^{11}C , 2124,4444 keV - ^{11}B , 3368 keV - ^{10}C , 4628 keV - ^{12}C . b) Doppler korrigált γ -spektrum. A folytonos vonal a kísérleti spektrum, a szaggatott vonal Monte-Carlo szimuláció. A szimuláció azzal a feltételezéssel készült, hogy egy 2.7 MeV-es állapotot 20%-os valószínűséggel populálunk. A Monte-Carlo szimuláció minőségét az inzertben láthatjuk, ahol a ^{22}O mért és szimulált spektrumát hasonlítottuk össze.

tónokra van kísérleti adat, ami egy lineáris extrapolációt lehetővé tene, de a héjmodell egy erőteljes változást jósol a neutron egyrészecske energiákban $Z=8$ -nál.

Kísérleti szempontból a γ -spektroszkópia eszköztárát kimerítettük. A nem kötött állapotok energiájáról egynukleontranszfer-reakció alkalmazásával nyerhetünk adatot. ^{22}O -ból sokkal erősebb nyalábot lehet csinálni, mint ^{24}O -ból, ezért célszerű egy lefosztó reakciót választani. A (d,p) reakció szelektíven populálja a be nem töltött egyrészecske állapotokat, így megfelelő eszköz a nem kötött egyrészecske állapotok előállítására. Mivel az egyrészecske állapotok a neutron szeparációs energia felett helyezkednek el, neutron kibocsátásával bomlanak. Mi a $^{22}\text{O}(d,p)^{23}\text{O}^* \rightarrow ^{22}\text{O} + n$ folyamat vizsgálatát



4.18. ábra. A ^{24}O atommagnak a BaF_2 detektorokkal felvett γ -spektruma. a) Doppler korrekció nélkül. b) Doppler korrigált γ -spektrum. A folytonos vonal a kísérleti spektrum, a szaggatott vonal Monte-Carlo szimuláció. A szimuláció azzal a feltételezéssel készült, hogy egy 3.7 MeV-es állapotot 20%-os valószínűséggel populálunk.

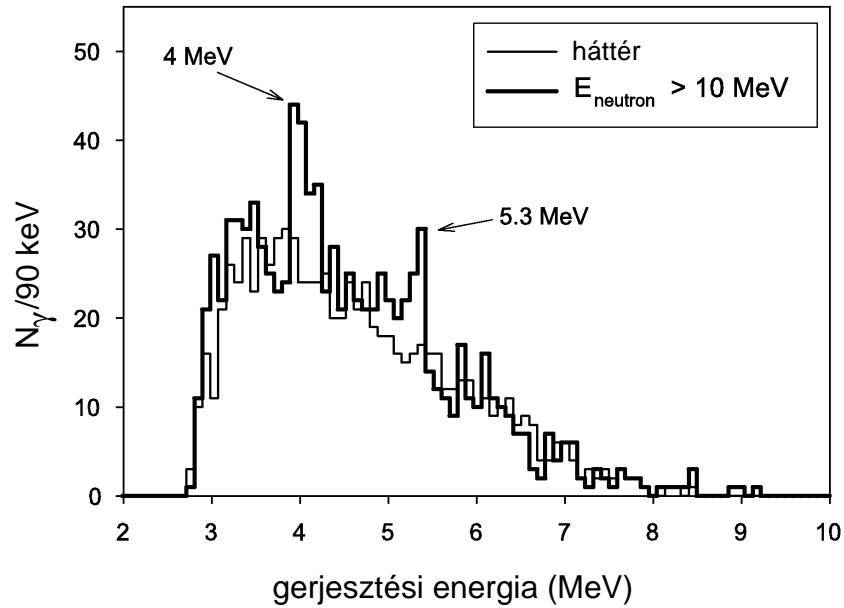


4.19. ábra. Az $N=15$ atommagok egyrészesecske állapotainak az energiái. A ^{23}O esetén a héjmodell jóslatát tüntettem fel.

választottuk a ^{23}O nem kötött egyrészecske állapotainak a felkutatására [91].

A kísérletet Rikenben végeztük el. 94 MeV/nukleon energiájú 60 pA intenzitású ^{40}Ar nyalábot fragmentáltunk 3 mm vastag ^9Be céltárgyon. A fragmentumokat a RIPS szeparátorral választottuk szét. A másodlagos nyaláb ^{25}Ne és ^{22}O izotópokból állt. A ^{22}O intenzitása 220 pps volt. A másodlagos nyalábot 1 mm vastag plastik szcintillátorokkal mért repülési idő és 0.5 mm vastag Si detektorral mért energiaveszteség alapján azonosítottuk. A 34 MeV/nukleon energiájú ^{22}O nyalábot egy 30 mg/cm² vastag CD₂ céltárgyra vezettük. A belépő nyaláb irányát 3 pár PPAC-kal monitoroztuk. A kilépő nehézionokat a céltártól 94 cm-re 2×2-es mátrixban elhelyezett 4 rétegű Si teleszkópokkal azonosítottuk, amelyeknek az első két rétege 0.5 cm-es csíkokra volt szabdalva x illetve y irányban, így meg lehetett határozni a kilépés szögét is. A ^{23}O gerjesztett állapotainak a bomlásából származó neutronokat egy neutronfallal detektáltuk. A neutron fal 4 rétegben elhelyezett 6×6 cm keresztmetszetű plastik szcintillátor rudakból épült fel. Rétegenként 10 db 110 cm-es, 20 db 210 cm-es, majd megint 10 db 110 cm-es rúd úgy volt elhelyezve, hogy egy keresztet formáljon. Függőleges irányban a detektorpozíció, vízszintes irányban a detektorok végén mért fényfelvillanások időkülönbsége szolgáltatott adatot a becsapódó neutronok irányáról. A neutronok energiáját repülésiidőből származtattuk. A szennyező reakcióban keletkező könnyű töltött részecskék kiszűrésére a neutronfal elé 0.5 cm vastag plastik vetodetektorokat helyeztünk. A belépő ^{22}O , valamint a kilépő ^{22}O és neutron impulzusának a különbségét mérve meg lehet határozni, hogy mekkora energia fordítódott a ^{23}O gerjesztésére. A ^{23}O gerjesztési energia spektruma a 4.20. ábrán látható. A spektrumban 2 csúcsot lehet látni, 4.0 MeV gerjesztési energiánál egy erősebbet és 5.3 MeV körül egy kicsit gyengébb, de még mindig szignifikáns csúcsot.

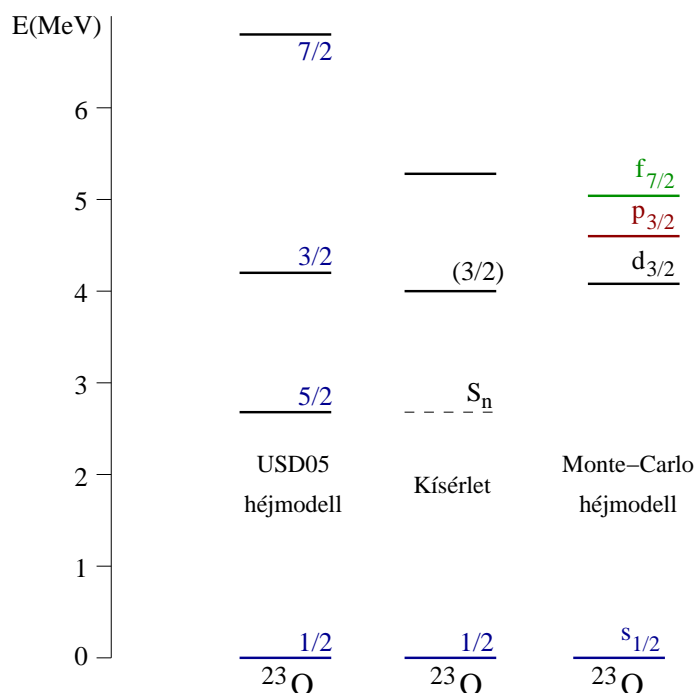
A kapott két gerjesztett állapotot a 4.21. ábrán vettem össze a héjmodellszámolások eredményével. Az *sd* héjon végzett számolás az első gerjesztett állapotot közvetlenül a neutron szeparációs energiához jósolja. Ezt az állapotot nem látjuk, de ez nem is baj, hiszen ez a $d_{5/2}$ lyuk állapot, ami



4.20. ábra. A ^{23}O gerjesztési spektruma a $^{22}\text{O}(d,p)^{23}\text{O}^* \rightarrow ^{22}\text{O} + n$ reakcióból.

be van töltve, így a (d,p) reakció nem populálja. Az első részecske jellegű állapot a $d_{3/2}$ állapot, amit mind a két modell valamivel 4.0 MeV felé jósol. A kísérleti 4.0 MeV-es érték összhangban van ezekkel a jóslatokkal. A 4.0 MeV-es állapot szögeloszlása alátámasztja azt a feltételezést, hogy ő a neutron $d_{3/2}$ állapot. Az sd héjmodell szerint a következő gerjesztett állapot 7 MeV felett várható. Ez azt mutatja, hogy a második gerjesztett állapot aligha jöhet az sd állapotteréből. (a kontinuummal való csatolás hatása egy 0.5 MeV körüli energiacsökkenést eredményezhet a modellszámítások szerint [92]). Az $sdpf$ téren végzett számolás egyszerre két egyrészecske állapotot is jósol 5 MeV közelébe: a $p_{3/2}$ és az $f_{7/2}$ állapotokat. DWBA számítások azt mutatják, hogy az $f_{7/2}$ állapot hatáskeresztmetszete sokkal nagyobb kellene hogy legyen, mint amekkora keresztmetszettel az 5.3 MeV-es állapot előállt. Ez azt jelenti, hogy a második gerjesztett állapot csak a $p_{3/2}$ állapot lehet.

A fenti eredményeknek messzemenő következményei vannak. A $d_{3/2}$ állapot energiája 700-keV-vel magasabb, mint ahogy azt a korábbi héjmodellszámításokban feltételezték. Az itt meghatározott $d_{3/2}$ energia már elegendően



4.21. ábra. A ^{23}O egyrészecske energia spektruma az USD05 kölcsönhatást használó sd héjmodellszámítások és a $sdfp$ -m kölcsönhatást használó Monte-Carlo héjmodellszámítások eredményével.

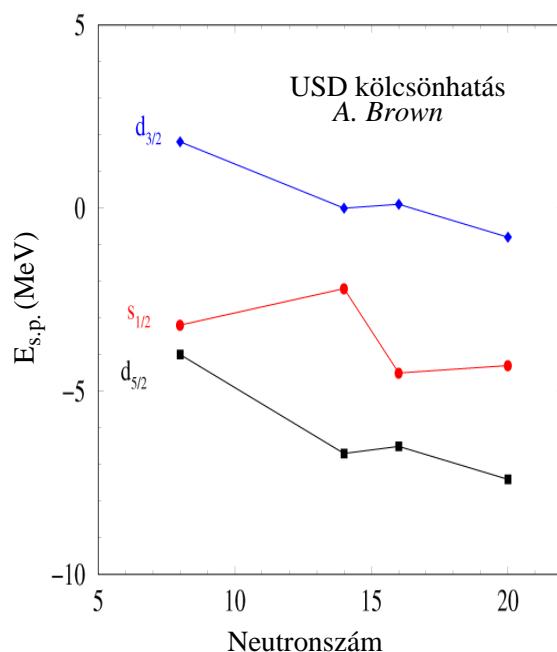
nagy ahhoz, hogy a $^{26,28}\text{O}$ izotópok ne legyenek kötött állapotban, ami megmagyarázza, hogy miért a ^{24}O az utolsó kötött oxigén izotóp, miközben a fluorok legalább $N=20$ -ig kötöttek lehetnek. Meg kell jegyezni, hogy a stabilitási sávtól távoli magokra nyert adatokat is figyelembe vevő új USD05 kölcsönhatás [93], amit a 4.21 ábrán a kísérlettel való összevetésnél használtam, a korábbihoz képest jelentősen megnövelte a $d_{3/2}$ egyrészecske energiát, így helyre állt az összhang a kísérlet és az elmélet között. Mivel az $sdpf$ héjmodell is úgy hangolta az effektív kölcsönhatását, hogy a ^{26}O ne legyen kötött, a héjmodellszámítások is összhangba kerültek. A nagy $s-d$ távolság azt jelenti, hogy jelentősen megnőtt az $N=16$ héjköz. $N=15$ -nél 4 MeV-re, és az USD05 kölcsönhatással extrapolálva $N=16$ -nál 5.6 MeV-re. Ez az jelenti, hogy a ^{24}O egy kétszer mágikus mag, amelynek az első gerjesztett állapota 5.1 MeV-nél várható [93].

A 2. és a 3. gerjesztett állapot energiájának a különbsége 1.3 MeV, ami egyben az $N=20$ héjköz nagysága is $N=15$ -nél. Az *sdpf* Monte-Carlo héjmodellszámításokkal extrapolálva az $N=20$ héjköz nagysága a ^{28}O -nél is csak 1.8 MeV. Ez azt jelenti, hogy az $N=20$ héjzáródás teljesen megszűnik, mire elérjük a neutron-instabilitási vonalat. Szemben az általános elméleti felfogással nem csak a héjefektusok tűnnek el, hanem ténylegesen megszűnik a héjzáródás $N=20$ -nál. Ez az első direkt kísérleti bizonyíték arra, hogy a neutron-instabilitási vonal közelében minden kétséget kizáróan eltűnik egy héjzáródás.

4.2.3. Az $N=14$ alhéjzáródás megszűnése a ^{20}C -ben

Az a tény, hogy az oxigén izotópokban $N=14$ -nél héjzáródás van azt mutatja, hogy a neutron $d_{5/2}$ és $s_{1/2}$ pályák egymástól távol vannak, az pedig, hogy $N=16$ -nál is héjzáródás van annak a jele, hogy a neutron $d_{3/2}$ és $s_{1/2}$ pályák vannak egymástól távol. A ^{17}O -ban mért egyrészecske energiák nem indokolják, hogy minden alhéjzáródás kétszeresen zárt szerkezethez vezessen. Az a tény, hogy kísérletileg mégis ezt találtuk arra mutat, hogy a neutron-egyrészecske energiák változnak a neutronsám változásával. A héjmodell jóslata az egyrészecske energiák változásáról a 4.22. ábrán látható. Ahogy elkezdjük feltölteni a d pályákat, azok energiája fokozatosan csökken az $s_{1/2}$ állapothoz képest, míg az s pályát töltve fel annak az energiája csökken a d pályákhoz képest. Így fokozatosan kialakul előbb az $N=14$ héjzáródás, majd hirtelen lesüllyed az $s_{1/2}$ állapot, és az $N=14$ helyére az $N=16$ héjzáródás lép [88]. Az egyrészecske energiák változásának a proton–neutron kölcsönhatás az oka, ezért természetesnek tűnik, hogy ha megváltoztatjuk a protonszámot, az a neutron-egyrészecske energiák megváltozásához, ezen keresztül pedig akár az adott neutronsám mágikus jellegének az elvesztéséhez vezet.

Az oxigén atommaghoz két protont adva neon magokat kapunk. Mind a ^{24}Ne , mind a ^{26}Ne 2_1^+ állapotának viszonylag magas az energiája, és alacsony a $B(E2)$ átmeneti valószínűsége [71], ami az mutatja, hogy a neonokban

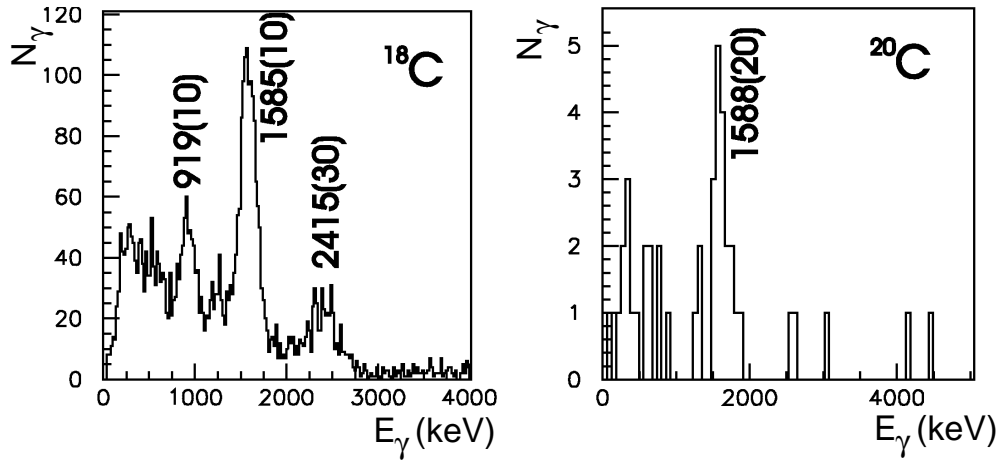


4.22. ábra. A neutron egyrészecske energiák neutronszám-függése USD kölcsönhatással végzett héjmodellszámítás szerint [88].

megmarad mind az $N=14$, mind az $N=16$ alhéjzáródás.

A fent említett kétszeres fragmentációs kísérletben a $^{23,24}\text{O}$ mellett előállítottuk a neutronban gazdag $^{18,20}\text{C}$ atommagokat is [89]. Ezek az atommagok többnyire gerjesztett állapotban álltak elő, így információt szolgáltatott arra vonatkozóan, hogy ha két protont elveszünk az oxigén izotópokból megmaradnak-e még az $N=14$ alhéjzáródásra utaló jelek. A $^{18,20}\text{C}$ atommagokra nyert spektrumokat a 4.23. ábrán láthatjuk.

A ^{18}C spektrumában 3 vonalat látunk, melyek közül a legerősebb 1585 keV-es vonal származik az első 2^+ állapot bomlásából [90]. A 919 és a 2415 keV-es sugárzás másik két állapotot határoz meg 2504 és 4000 keV-nél, mivel ezek az átmentek koincidenciában vannak a 1585 keV-es alapállapotú átmenettel. A ^{20}C spektrumában egyetlen vonal látható 1588 keV-nél, amely ezen mag 2_1^+ állapotának az energiáját határozza meg. A 14 neutronot tartalmazó ^{20}C atommag első gerjesztett állapotának az energiája majdnem pontosan

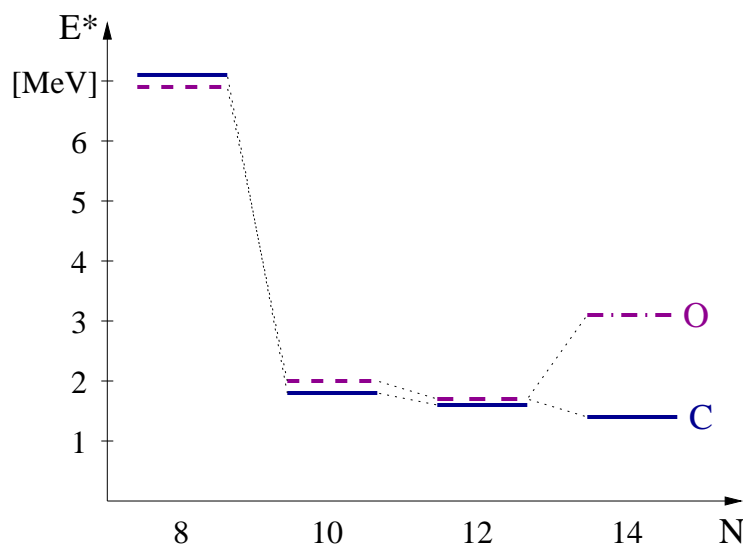


4.23. ábra. A $^{18,20}\text{C}$ atommagnak a BaF_2 detektorokkal felvett γ -spektrumai.

akkora, mint a 12 neutronot tartalmazó ^{18}C atommagé, azaz semmilyen jel sem utal az $N=14$ alhéjzáródásra szén magokban.

Az oxigén és a szén atommagok első 2^+ állapotainak az energiáját a 4.24. ábrán hasonlítottam össze. Jól látható, hogy az azonos neutronszámhoz tartozó gerjesztési energiák közel azonosak a két izotópsorozatban egészen $N=14$ -ig, ahol drasztikus eltérés tapasztalható, ami szerkezeti különbségre utal. Az eltűnő $N=14$ héjzáródás oka az lehet, hogy a neutron $d_{5/2}$ és $s_{1/2}$ állapotok energiakülönbsége jóval alacsonyabb a szénben mint az oxigénben. Ha összehasonlítjuk a ^{17}O és a ^{15}C atommagokat, azt látjuk, hogy felcserélődött a $d_{5/2}$ és $s_{1/2}$ állapotok sorrendje: míg a ^{17}O -ben a $d_{5/2}$ állapot az alapállapot, addig a ^{15}C -ben az $s_{1/2}$ állapot. A két $p_{1/2}$ proton elvételevel az $s_{1/2}$ állapot 1.6 MeV-vel lesüllyedt a $d_{5/2}$ állapothoz képest. Ha a 4.22. ábrán az $s_{1/2}$ állapot energiáját 1.6 MeV-vel alacsonyabbra vesszük, akkor $4.4-1.6=2.8$ MeV-re csökken az $N=14$ héjköz, és megszűnik ez a héjzáródás, miközben az $N=16$ héjköz nagysága ugyanennyivel nő, és így az még erősebbé válik a szén izotópokban.

Az $N=14,16$ izotópok vizsgálata azt mutatja, hogy egy olyan magtartományban, ahol megbízhatóan működik a héjmodell, annak ellenére, hogy a proton- illetve neutronszám változtatásával az egyrészecske energiák markán-



4.24. ábra. A neutron gazdag C és O izotópok 2_1^+ állapotainak az energiái.

san változnak, és ezek a változások héjzáródások keletkezéséhez és megszűnéséhez vezetnek, a változások héjmodell számításokkal nyomonkövethetők. Az olyan empirikus effektív kölcsönhatások, melyeket a vizsgált alhéjzáródás alatti és a feletti magokban megfigyelt jelenségekhez hangoltak, tudnak a héjzáródások keletkezéséhez és megszűnéséhez vezető korrelációkról.

4.3. Az $N=28$ héjzáródás stabilitásának a kérdése

Az $N=28$ héjzáródás esetleges megszűnését átlagtér számolások alapján vették fel [45], amit később minden más átlagtér számolás is megerősített [46, 47, 48, 49]. Ezek a számolások azt mutatják, hogy a ^{46}Ar -ban lesüllyednek az intruder állapotok, és a ^{42}Si alapállapota deformált lesz. A ^{44}S alapállapotának egy többé-kevésbé deformált állapotot jósolnak a számolások, amelynek a deformációja, és az azt okozó normál/intruder konfiguráció keveredés mértéke erősen függ a modell parametrizációjától. Ugyanakkor a stabilitási sáv közeléből vett effektív kölcsönhatással dolgozó héjmodellszá-

mítások stabil $N=28$ héjzáródást [42], és akár kétszer mágikus ^{42}Si magot jósolnak [41].

Kísérletileg azt tapasztaljuk, hogy a magtérképen az $N=28$ vonalon lefelé haladva csökkenő 2_1^+ energiákat és növekvő $B(E2)$ értékeket találunk [50, 51], amik egy gyengülő $N=28$ héjzáródás jeleinek tekinthetők. Erre mutat a ^{43}S -ben talált alacsonyan fekvő izomer állapot is, amit egyértelműen egy alacsonyenergiás intruder állapottal azonosítottak [52]. Ugyanakkor a proton-egyrészecskeenergia-szisztematika azt mutatja, hogy az $N=20$ -nál meglevő $Z=16$ -os alhéjzáródás megszűnik $N=28$ -nál, és a proton $d_{3/2}$ és $s_{1/2}$ állapotok majdnem degeneráltak lesznek a ^{47}K -ban [94, 95]. Ha az $s_{1/2}$ állapot a $d_{3/2}$ mellé kerül, akkor megnő az $s_{1/2} - d_{5/2}$ energiakülönbség, és egy erős $Z=14$ alhéjzáródás várható $N=28$ esetén, ami stabilizálhatja a gömbszerű alakot a ^{42}Si -ban.

A ^{42}Si -ra nyert kísérleti adatok értelmezése meglehetősen ellentmondásos: a ^{42}Si ^{44}S -ből 2 proton kiütésével kis hatáskeresztmetszettel áll elő, amiből arra következtettek, hogy a ^{42}Si kétszer mágikus [41]. A ^{43}Si kötött jellegéből [53] és a ^{42}Si rövid felezési idejéből [54] pedig arra, hogy deformált. Ahhoz, hogy tisztán lássunk az $N=28$ héjzáródás stabilitásának a kérdésében, meg kell keresni az intruder állapotokat az Ar, S és Si magokban.

4.3.1. Intruder állapotok keresése az $N=27,28$ Ar és S atommagokban

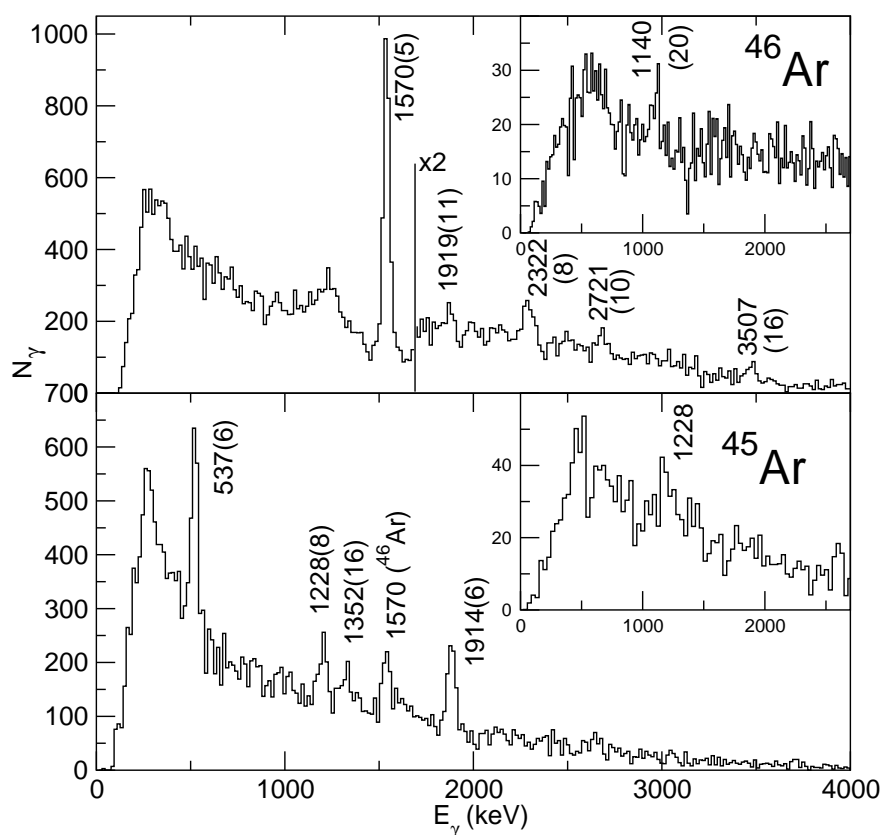
Vizsgálataink megkezdésekor viszonylag kevés kísérleti információ állt rendelkezésre a neutrongazdag atommagokról az $N=28$ héjzáródás közelében, aminek az az oka, hogy ezeket az atommagokat tipikusan a ^{48}Ca fragmentációjából állítják elő, és csak az utóbbi években sikerült megfelelően erős ^{48}Ca nyalábot kifejleszteni. Az első kísérletünket ezen tartomány felderítésére stabil ^{48}Ca nyaláb fragmentációjával végeztük. A kísérletben a neutrongazdag $^{45,46}\text{Ar}$ [96], $^{43,45}\text{Cl}$ [97], $^{40,42,44}\text{S}$ [98] és $^{37,39}\text{P}$ [97] atommagokra nyertünk új kísérleti információt. Ezek közül a páros protonszámú magok spektrumából lehet könnyebben információt nyerni az $N=28$ héjzáródás stabilitására.

A ^{48}Ca -ból két proton kiütésével Ar magok állnak elő. A ^{45}Ar szerkezetére vonatkozóan korábban nem volt kísérleti adat, a ^{46}Ar első gerjesztett állapotának az energiája ismert volt Coulomb gerjesztésből [50] és mélyen rugalmatlan szórásból [99].

A kísérletet a Ganilban a szokásos technikával közepesenergiás bombázó nyaláb fragmentációjával végeztük. 60 MeV/nukleon energiájú 0.7 pnA intenzitású ^{48}Ca nyalábot 2.7 mg/cm² vastagságú ^9Be céltárggyal ütköztettünk. A keletkező fragmentumokat a SPEG spektrométer diszperziós fókusz-síkjában elhelyezett ionizációs- és driftkamrák, valamint egy vastag plasztik szcintillátor segítségével mágneses rigiditás ($B\rho$), repülési idő, energiavesztés (ΔE) és teljes energia (E) mérésével azonosítottuk. Az időt a ciklotron radiofrekvenciás jele és a plasztik szcintillátor megszólalása között mértük. A kísérletben ^{45}Ar -ból $1.1 \cdot 10^5$, ^{46}Ar -ból $2.7 \cdot 10^5$ atommagot detektáltunk. A reakcióban keletkező γ -sugárzásokat 3×4 db germánium detektorral és 74 db BaF_2 detektorral mértük. A 4 db 4 részre szegmentált kristályt tartalmazó Ge detektorok a céltárgytól 15 cm-re 85, 122 és 136°-ban voltak elhelyezve. A Doppler-korrigált spektrumban a feloldás 35 keV volt 1570 keV-nél. A BaF_2 detektorok átlagosan 16 cm-re voltak a céltárgytól és a térszög 80%-át lefedték. A BaF_2 spektrométer feloldása 12%, hatásfoka 30% volt 660 keV-nél.

Mivel a germánium detektorok 3 különböző szögben voltak elhelyezve, a 3 detektorban mért – megfelelően normált – intenzitások jellemzőek a γ -sugárzások szögeloszlására. Ismert multipolaritású átmenetekre vizsgálva az egyes detektorpárokban az intenzitásarányokat azt kaptuk, hogy a $\Delta I=1$ -et és a $\Delta I=2$ -t váltó átmenetekre jellemző két jól elkülönülő foltot alkotnak, ami azt mutatja, hogy az intenzitásarányok elemzése segíthet a vonalak multipolaritásának a meghatározásában.

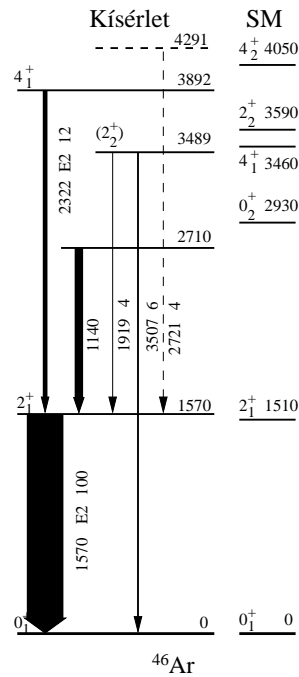
A $^{45,46}\text{Ar}$ atommagokra kapott γ -spektrumokat a 4.25. ábrán mutatom be. A ^{46}Ar spektrumában az erős 1570 keV-es korábbról már ismert vonalon kívül 4 gyenge vonalat lehet még látni 1919, 2322, 2721 és 3507 keV-nél. Az 1570 keV-es vonal koincidencia-spektrumában kiderül még egy vonal 1140 keV-nél, ami az 1570 keV-es vonal Compton-éle alatt búj meg az egy-



4.25. ábra. A $^{45,46}\text{Ar}$ atommagnak a Ge detektorokkal mért γ spektruma. Az inzertben a BaF_2 detektorokkal felvett $\gamma\gamma$ -koincidencia spektrumok láthatók.

szerű spektrumban. A ^{45}Ar spektrumában az erős 537 keV-es vonal mellett további vonalak látszanak 1228, 1352 és 1914 keV-nél. A tömegszeparáció ebben az esetben nem volt tökéletes, és a ^{46}Ar legerősebb vonala is átlóg kis mértékben a ^{45}Ar spektrumába.

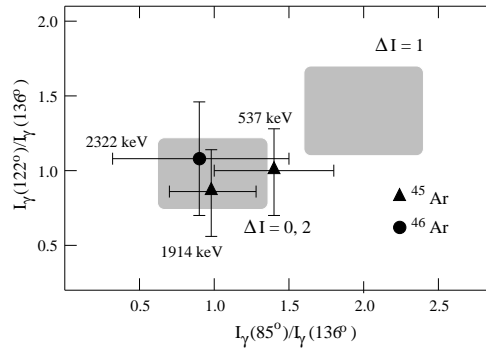
A $\gamma\gamma$ -koincidencia mérés eredményét, az energia és intenzitás mérleget, valamint azt a tényt felhasználva, hogy rugalmatlan szórásban csak egyetlen vonalat láttak, felépítettük a ^{46}Ar nívósémáját. A kísérleti séma az *sdpf* térben végzett héjmodellszámítás eredményével összevetve a 4.26. ábrán látható. A 2710 keV-es állapot az 1140–1570 -es kaszkádon át bomlik a koincidencia spektrumnak megfelelően. A 1919–1570 keV-es kaszkád összenergiája (3489 ± 26 keV) átfed a 3507(16) keV-es átmenetével, és az energiamérleg elve



4.26. ábra. A ^{46}Ar atommag kísérletből kapott nívósémája összevetve az *sdpf*-nr kölcsönhatást használó *sdpf* héjmodellszámolással (SM).

alapján egy gerjesztet állapotot határoz meg. A 2322 keV-es átmenet relatív erőssége nő a 2-es γ -multiplicitású spektrumban az 1-es multiplicitásúhoz képest, ezért azt is a 1570-keV-es állapotra helyeztük, ami 3892 keV-nél ad egy új állapotot.

A 3507-keV-es állapot bomlik mind a 0_1^+ mind a 2_1^+ állapotba, ami $1^+, 2^+$ spint enged meg. A 2_1^+ állapotot populáló 1919 keV-es átmenet 0 vagy 2 egységnyi impulzusmomentumot visz el az anizotrópiája szerint, ami csak a 2^+ spin-hozzárendelést engedi meg. Hasonló anizotrópiája van a 2322 keV-es átmenetnek is, ami $0^+, 2^+$ és 4^+ spin-hozzárendelést tesz lehetővé. A 0^+ állapot bomlásából izotróp szögeloszlású γ -sugárzást kapnánk, ami a 4.27 ábrán a két szürke felület közé esne, ami nem teljesen kizárt, de kicsi a valószínűsége. Hasonlóképpen, ha az állapotnak 2^+ a spinje, akkor egy, az alapállapotra menő átmenetnek is léteznie kellene, amit nem láttunk. Ezek alapján a 3892 keV-es állapot legnagyobb valószínűséggel egy 4^+ állapot.

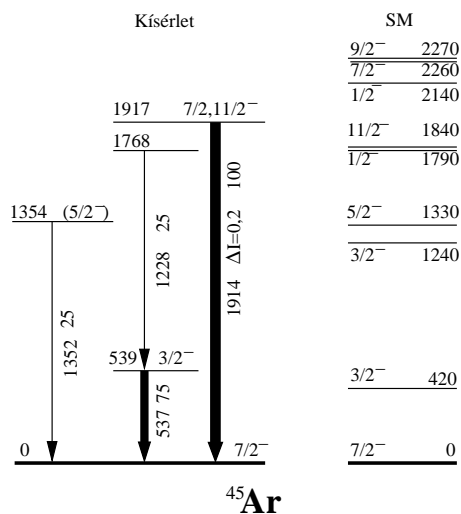


4.27. ábra. A $^{45,46}\text{Ar}$ atommagok erősebb γ -vonalainak az anizotrópiája a germánium detektorok spektrumában. A szürke területek az ismert $\Delta I=1$ és $\Delta I=2$ átmenetek anizotrópiáját ábrázolják.

A kísérleti nívósűrűség jó összhangban van a héjmodellszámolás eredményével, és minden kísérleti állapot megfeleltethető egy elméleti állapotnak. A 2710 keV-es kísérleti állapot nagy valószínűséggel az elméleti 0_2^+ állapotnak felel meg. A héjmodellben a 0_2^+ állapot jelentős mértékben tartalmaz az $N=28$ -as héjzáródáson átívelő 2-részecske-2-lyuk gerjesztést is.

A ^{45}Ar nívósémája a 4.28. ábrán látható. Egy koincidencia-kapcsolatra épülő kaszkád (537+1228 keV) mellett két nagyenergiás (1325 és 1914 keV-es) átmenet populálja az alapállapotot. A kísérleti állapotok sűrűsége itt is összhangban van a héjmodell jóslatával, és a három nagyenergiás állapot a gyengén csatolt modell sematikus képével is: ezek az állapotok az alapállapotnak a törzs 2_1^+ gerjesztéshez való kapcsolatából állnak elő. Ebből a szempontból meglepő az alacsonyenergiás $3/2^-$ állapotra vonatkozó jóslat. Ha csak egy $f_{7/2}$ lyuk csatolódna a törzsgerjesztéshez, ahogy azt egy $N=27$ magtól elvárjuk, akkor nem kellene alacsony energiás állapotnak lenni. Három $f_{7/2}^{-3}$ lyuk csatolásából a Pauli-elv miatt az $5/2^-$ állapot süllyed le, ahogy az a ^{45}Ca -ban is történik. Ezzel szemben a héjmodell a $3/2^-$ állapot lesüllyedését jóslja, ami csak úgy fordulhat elő, hogy a $3/2_1^-$ állapotba nagy mennyiségű $p_{3/2}$ komponens keveredik. Ha ez így van, akkor az 537 keV-es állapot egy E2 átmenettel bomlik.

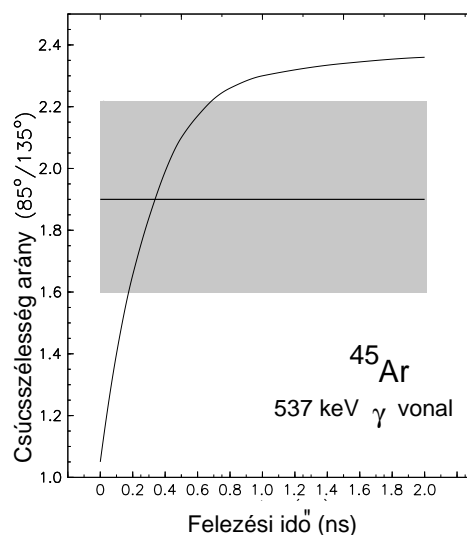
Egy alacsonyenergiás E2 átmenet – ha nem nagyon gyorsított – viszony-



4.28. ábra. A ^{45}Ar atommag kísérletből kapott nívósémája összevetve az *sdpf*-nr kölcsönhatást használó *sdpf* héjmodellszámolással (SM).

lag lassú. Egy 1 W.u. erősségű 537 keV-es γ -sugárzással bomló állapotnak az élettartama ~ 1 ns. Mivel a kísérletünkben a nyaláb energiája nagy volt, a fragmentumok is nagy $v \sim 1/3c$ sebességgel mozogtak. Ha egy ilyen sebességgel menő részecske csak a reakció után 1 ns múlva bocsát ki γ sugárzást, akkor már 10 cm-re lesz a detektorrendszer középpontjától. A detektorok más szögben látják a γ -sugárzást, mintha a mag a céltárgypozícióból emittálná azt, emiatt elromlik a Doppler-korrekció. A germánium detektorokkal felvett spektrumokat megnézve azt találtuk, hogy erre a vonalra nézve a kisebb szögben elhelyezett detektor feloldása 1.85(0.2)-szeresére romlott, ami a 4.29. ábrán bemutatott szimuláció szerint 0.34 ± 0.16 ns élettartamnak felel meg. A 4.27. ábra szerint az 537 keV-es átmenet anizotrópiája kicsi, ami összefüggésben lehet azzal, hogy a hosszabb élettartam miatt egyrészt csökkent az állapot orientáltsága, másrészt eltolódtak a detektálási szögek. Ennek ellenére a kapott anizotrópia összhangban van a $3/2^-$ spin-hozzárendeléssel.

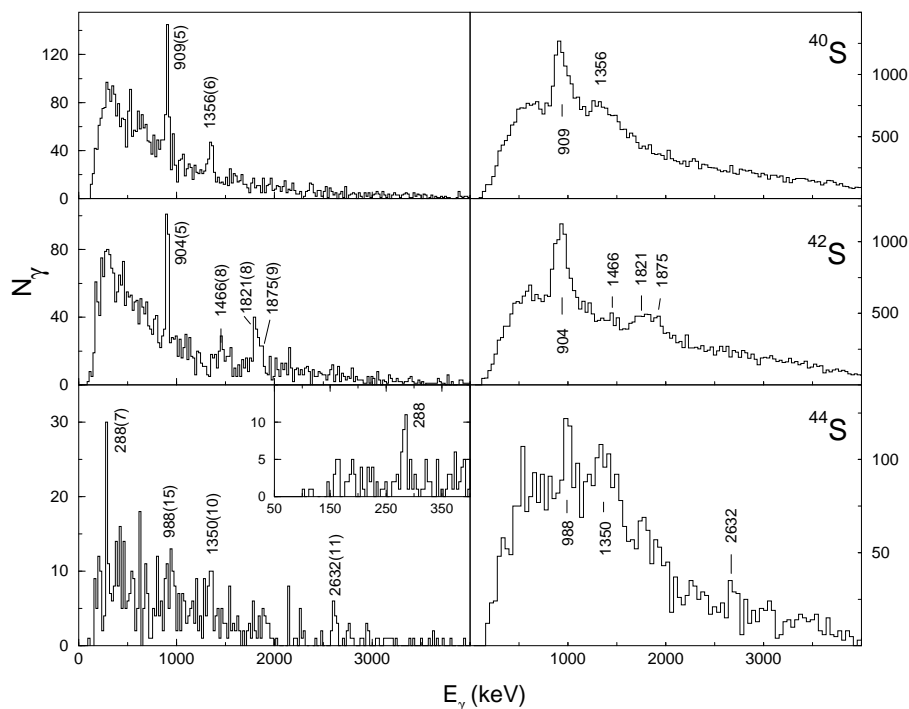
Az a tény, hogy az első gerjesztett állapot $3/2^-$ spin paritású arra mutat, hogy már a $^{45,46}\text{Ar}$ atommagokban viszonylag alacsony energiájú intruder állapotokkal kell számolni.



4.29. ábra. A ^{45}Ar atommag első gerjesztett állapotának az élettartama a 135° -ban elhelyezett Ge detektorban észlelt csúcshoz képest történő kiszélesedésből meghatározva. A szürke sáv a kísérleti érték a hibájával, a folytonos görbe vonal GEANT szimuláció.

Ugyanebben a kísérletben $12 \cdot 10^3$ ^{40}S , $11 \cdot 10^3$ ^{42}S és $1.7 \cdot 10^3$ ^{44}S atommagot is előállítottunk.

A $^{40,42,44}\text{S}$ atommagokhoz tartozó γ -spektrumok a 4.30. ábrán láthatóak. A BaF_2 detektorokkal mért spektrumban két-két vonal látszik. A jobb feloldású germánium detektorokkal mért spektrumokban kis statisztikával ugyan, de több vonal is azonosítható. A ^{40}S spektrumában a 909 keV-es alapállapotú átmenet mellett 1356 keV-nél látszik egy vonal. Mindkét átmenet korábbról már ismert [50, 100]. A ^{42}S spektrumában a szintén korábbról ismert [50] 904 keV-es alapállapotú átmenet mellett 1466 keV-nél látszik egy vonal, és 1821 és 1875 keV-nél egy gyengén feloldott dublett. A ^{44}S germánium detektorokkal mért spektrumában csak a 288 keV-es vonal látszik tisztán, de a BaF_2 detektorokkal mért spektrumot is figyelembe véve a 988, 1350 és 2632 keV-es vonalak léte is bizonyítható. Ezek közül az 1350 keV-es alapál-



4.30. ábra. A $^{40,42,44}\text{S}$ atommagok γ -spektruma a germánium és a BaF_2 detektorokkal mérve. A ^{44}S spektrumában az inzeriben a kisenergiás 288 keV-es átmenet van bemutatva finomabb felbontásban.

lapoti átmenet korábbról ismert [51].

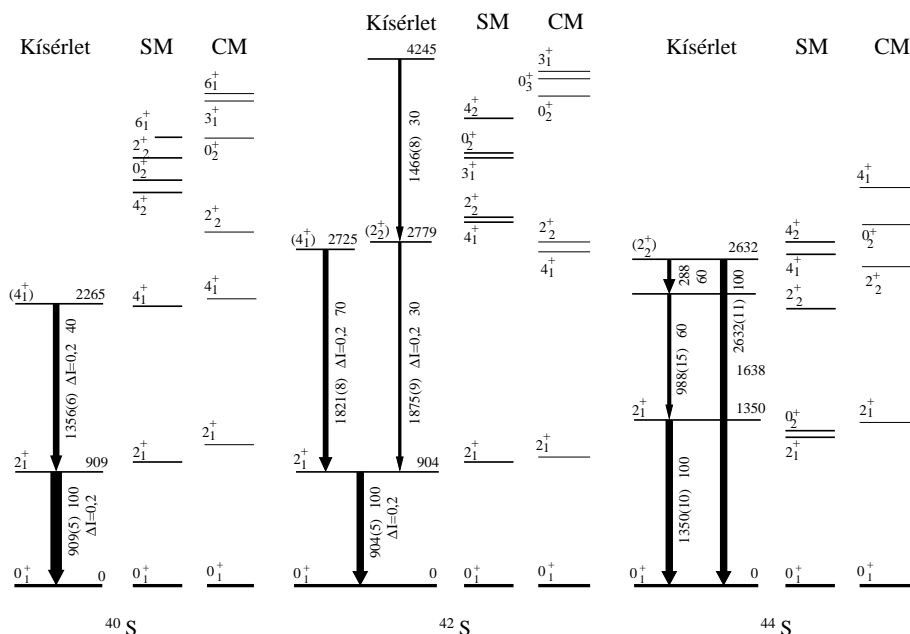
A ^{40}S és ^{42}S magoknál a BaF_2 detektorokkal mért koincidencia kapcsolatokra alapozva, a ^{44}S magnál pedig kihasználva, hogy a három kisebb energiás sugárzás energiájának összege hibán belül megegyezik a nagyenergiás sugárzás energiájával, felépítettük a magok nívósémáját. A ^{40}S nívósémája összhangban van a β -bomlásból kapott eredménnyel, de mi nem láttuk az ott második gerjesztett állapot legerjesztődéséből származó 1013 keV-es átmenetet. Ez nem jelent ellentmondást, mivel az 1917 keV-es állapotot előállító (1013 és 2808 keV-es) γ -sugárzások sorrendje megfordítható, és ha ezt megtesszük, akkor egy nagyenergiás állapotot populálunk az 1917 keV-es helyett β -bomlásból. A ^{42}S -ben a 904 keV-es átmenet koincidenciában van az 1821/1875 keV-es dublettel, míg a dublett 2 tagja nem látja egymást. Az

1875 keV-es és a 1466 keV-es átmenetek relatív intenzitása nő növekvő gamma multiplicitás mellett, ami azt jelzi, hogy egy hosszabb kaszkád tagjai, így egymásra helyeztük őket. A ^{44}S -ben a 988 és a 288 keV-es átmenetek intenzitása hibán belül azonos, ezért sorrendjük bizonytalan. Az erősebb átmenetek anizotrópiája alapján megállapítható, hogy azok $\Delta I=0,2 \hbar$ impulzummomentumot váltó kvadrupol átmenetek, ami egy páros-páros magnál természetes.

A nehéz kén atommagok kísérleti nívósémáját a héjmodell és a kollektív modellszámítások eredményével [98] a 4.31. ábrán vettem össze. A ^{40}S első két állapota a 2_1^+ és a 4_1^+ állapotoknak feleltethető meg. Ezek energiájának aránya 2.5, ami azt jelzi, hogy a ^{40}S egy átmeneti mag. A ^{42}S -ben a 2_1^+ , 2_2^+ és a 4_1^+ állapot azonosítható. Az $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}=3$ arány alapján a ^{42}S egy rotor. Az $E_{2_2^+}/E_{2_1^+}=3$ arány pedig azt mutatja, hogy háromtengelyű rotor $\gamma=29^\circ$ deformációval. A ^{44}S első gerjesztett állapotának energiája megnőtt a könnyebb kén izotópok 2_1^+ állapotának az energiájához képest, ami az $N=28$ héjzáródás meglétének a jele lehet. A magasabban fekvő állapotokra vonatkozó jóslatok a két modellben erősen eltérnek egymástól és a kísérlettől is, ami azt mutatja, hogy már $Z=16$ -nál meglehetősen bizonytalanság van az $N=28$ magok szerkezetének megértésében.

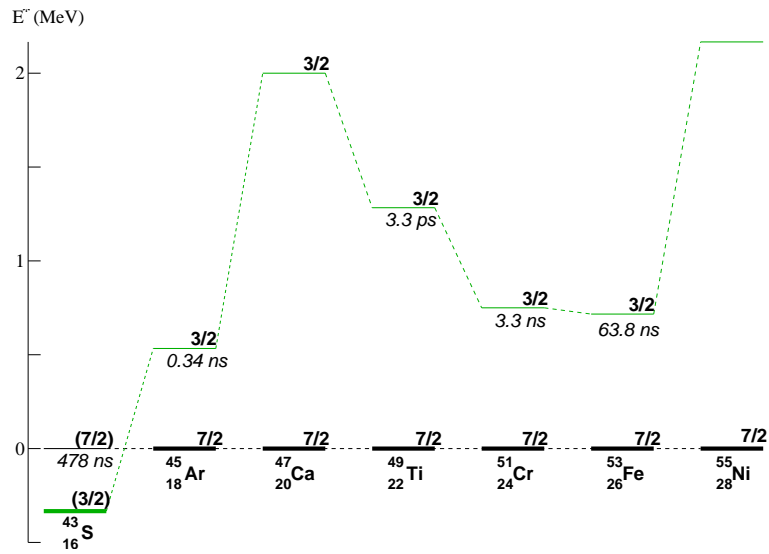
A ^{44}S magban nem sikerült azonosítani intruder állapotot és a ^{43}S atommagban is csak egyetlen γ -sugárzást figyeltünk meg 1333 keV-nél, amit korábban már Coulomb gerjesztésben is láttak. Ugyanakkor a mi vizsgálatainkkal párhuzamosan végzett másik vizsgálatban a ^{43}S -ban egy alacsony energiás, 319 keV-es izomer állapotot találtak 478 ns élettartammal [52]. A héjmodell jóslata szerint az alapállapot a jelentős intruder $p_{3/2}$ komponenst tartalmazó $3/2^-$ állapot, és az izomer állapot a normál $7/2^-$ állapot. Ez azt mutatja, hogy az intruder állapotok energiája csökkenő rendszámmal tovább csökken. A csökkenő tendenciát a 4.32. ábrán követhetjük nyomon, ahol az $N=27$ atommagok első $7/2^-$ és $3/2^-$ állapotainak energiáját és élettartamát összegeztem.

A $Z=20-28$ tartományban a $3/2^-$ állapotok lesüllyedése mérsékelt, viszont az jelentős élettartam növekedéssel jár. Az élettartamnövekedés késlel-



4.31. ábra. A $^{40,42,44}\text{S}$ atommagok kísérletből kapott nívósémája összevetve az *sdpf*-nr kölcsönhatást használó *sdpf* héjmodellszámolással (SM) és a HFB+GCM kollektív modell számolás eredményével (CM).

tetett E2 átmenetnek felel meg, amit az indokol, hogy az átmenet két különböző alakú magállapotot köt össze (a szférikus $7/2^-$ -t a deformált $3/2^-$ -szal). A ^{45}Ar és ^{43}S magokban a $3/2^-$ állapot energiája rendkívül gyorsan süllyed, ugyanakkor az állapot élettartama lassabban nő. Mindkét magban nagyjából 1 Weisskopf erősségű átmentnek felel meg. Ez azt mutatja, hogy nem jön létre tiszta alak-koegzisztencia, valószínűleg a gerjesztett állapot és az alapállapot is kevert konfigurációjú, ami ellensúlyozza a nehezebb magoknál megfigyelt késleltetést. A keveredés mértékére csak egynukleon-transzfer vizsgálatokkal kaphatunk választ. Egyszerű lineáris extrapoláció alapján mindesetre azt várhatjuk, hogy a ^{41}Si alapállapota $3/2^-$ lesz mélyen a normál állapotok alá süllyedve, ami azt is előre vetíti, hogy a ^{42}Si -nál megszűnik az $N=28$ héjzáródás hatása és egy új anomáisan viselkedő intruder alapállapotú tartomány alakul ki.



4.32. ábra. A $3/2^-$ és $7/2^-$ állapotok energiája és élettartama az $N=27$ atommagokban.

4.3.2. Gerjesztett állapotok energiája a ^{42}Si közelében

Annak eldöntésére, hogy a ^{42}Si környékén tényleg megszűnnek-e az $N=28$ héjzáródás jelei, vagy a $Z=14$ alhéjzáródás mégis stabilizálja az $N=28$ héjzáródást, egy új γ -spektroszkópiai kísérletet végeztünk a Ganilban [101]. A 200 pA intenzitású 60 MeV/nukleon energiájú ^{48}Ca nyalábot a SSSI szupravezető szolenoid transzporterben elhelyezett 200 mg/cm² ^{181}Ta céltárgyon fragmentáltuk. A reakciótermékeket az ALPHA szeparátorban szelektáltuk. A szeparátor mágneseit úgy optimalizáltuk, hogy a maximális ^{44}S nyalábintenzitást érjük el. A radioaktív nyaláb intenzitása 4000 pps volt, ami 150 pps ^{44}S -et tartalmazott. A nyalábokat 50 μm vastagságú Si detektorban való energiaveszteség és repülési idő alapján azonosítottuk. A nyaláb komponenseket teljesen szeparálni lehetett egymástól. A radioaktív nyalábbal egy 185 mg/cm² vastagságú ^9Be céltárgyat bombáztunk. A reakciótermékeket a SPEG spektrográf fókuszsíkjaiban elhelyezett detektorokkal azonosítottuk. A nyalábra kapuzott spektrumokban teljesen szét lehetett választani az egyes izotópokat a szokásos $B\rho$, ΔE , repülési-idő módszerrel. A ^9Be

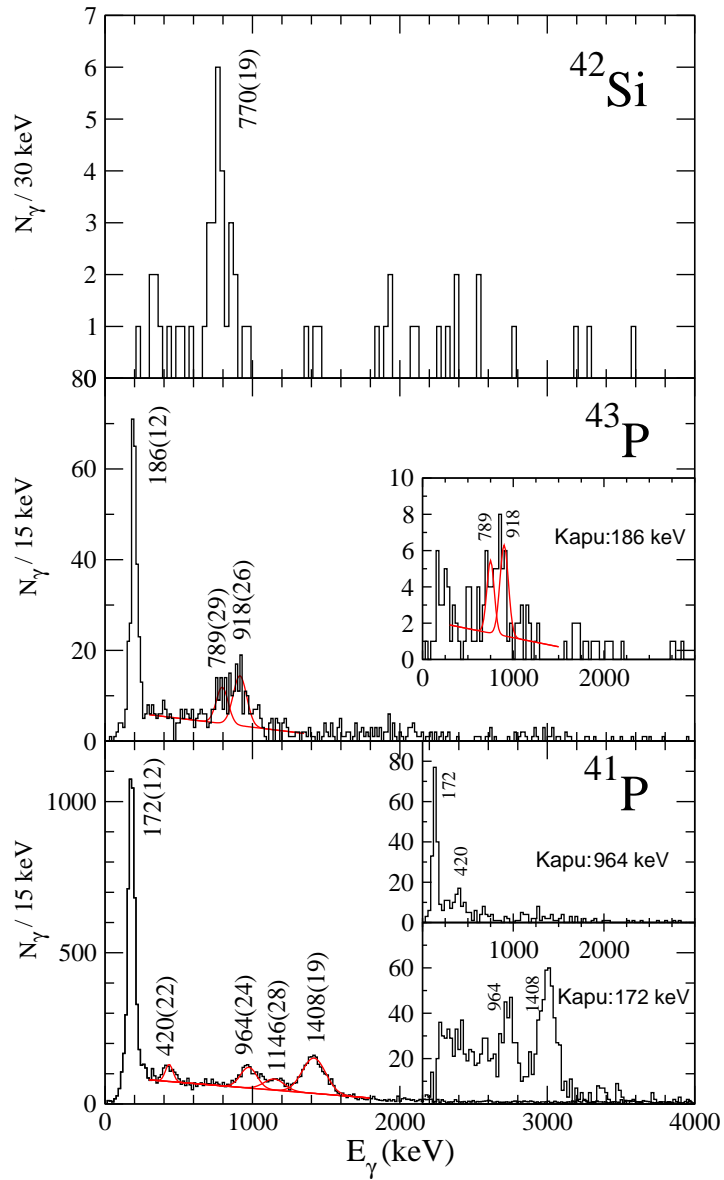
céltárgyat BaF_2 detektorokkal vettük körül, amelyekkel a reakcióból kilépő γ -sugárzásokat mértük. A különböző bombázó nyalábok különböző sebességgel csapódtak a céltárgyba, így nyalábonként különböző Doppler-korrekciónak kellett végezni. A reakcióban csak a legerősebb – néhány nukleon lemorzsolásával járó – csatornákat tudtuk megfigyelni. Ezek neutrongazdag Mg, Al, Si és P magok alap és gerjesztett állapotaiba vezettek. A kéthetes mérésben többek között 132 db ^{42}Si atommagot tudtunk azonosítani.

Az állapotok legerjesztődéséből származó gamma sugárzásokat a 74BaF_2 detektorból álló γ -spektrométerrel detektáltuk. A $^{41,43}\text{P}$ és a ^{42}Si spektrumát a 4.33. ábrán láthatjuk. A ^{42}Si spektrumában egy vonalat látunk 770 keV-nél. Az alacsony háttér miatt a csúcstartományban detektált 23 beütésből legalább 19 a csúcshoz tartozik. Ez az jelenti, hogy átlagosan 10 óránként detektáltunk a ^{42}Si egy γ -vonalát.

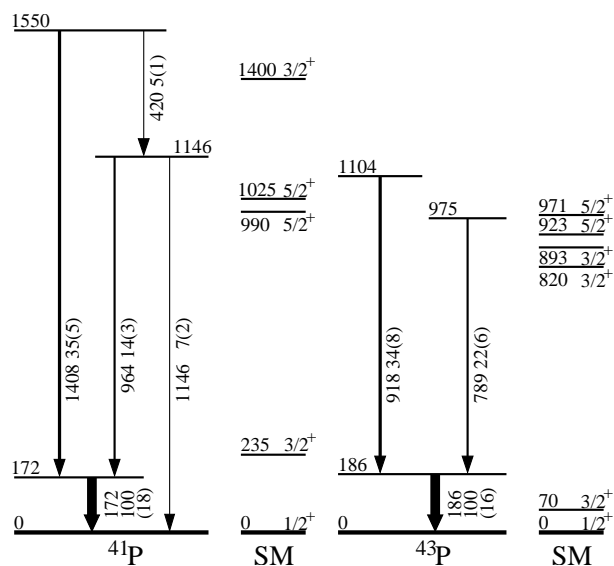
A ^{43}P spektrumában a már korábban megtalált 186 keV-es vonal mellett egy gyengén populált dublett két tagját láthatjuk 789 és 918 keV-nél. A ^{41}P spektrumában 5 új vonalat látunk 172, 420, 964, 1146 és 1408 keV-nél. Az átmenetek koincidencia kapcsolatait is ki tudtuk mérni a foszfor magokban, így egyértelmű nívósémát tudtunk javasolni a $^{41,43}\text{P}$ magokhoz, melyeket a 4.34. ábrán mutatok be.

A $^{41,43}\text{P}$ magokban az alapállapot és az első gerjesztett állapot $\pi s_{1/2}$ illetve $\pi d_{3/2}$ egyrészecske állapotoknak várható. A K magokban kimutatott megszűnő $Z=16$ alhéjzáródás [102] miatt ezek várhatóan egymáshoz közel esnek. A magasabban (1 MeV körül) fekvő állapotok egyfononos állapotok, amelyek energiája a törzs 2^+ állapotának energiáját tükrözi. A ^{43}P fononos állapotainak energiája nem emelkedik a ^{41}P hasonló állapotaihoz képest, inkább kicsit alattuk maradnak, ami egy gyenge indikáció arra nézve, hogy $N=28$ -nál már nincs héjzáródási effektus.

A ^{42}Si első gerjesztett állapotának alacsony energiája viszont már egyértelműen bizonyítja az $N=28$ héjzáródás hatásának eltűnését. A tömegszám növekedésével $N=20$ -tól kezdve a szilícium atommagok első gerjesztett állapotainak az energiája folyamatosan csökken: 3328, 1399, 1086, 986 és



4.33. ábra. A ^{42}Si , a ^{43}P és a ^{41}P atommagok BaF_2 detektorokkal mért γ -spektruma. Az inzertben a γ - γ -koincidencia-spektrumok láthatók.



4.34. ábra. A ^{41}P és a ^{43}P atommagok nívósémája összevetve az $sdpf$ -s kölcsönhatást használó $sdpf$ héjmodellszámolással (SM).

770 keV, rendre a $^{34,36,38,40,42}\text{Si}$ atommagokban. Még egy minimális emelkedés sem következik be $N=28$ -nál, szemben az argon és kén magoknál megfigyelt 800 illetve 410 keV-es ugrással. A helyzet nagyon hasonló a $^{28,30,32}\text{Mg}$ esetéhez, ahol az $N=20$ héjzáródást jelző energiaugrás tűnt el. Az $N=8$ és az $N=20$ után $N=28$ -nál is sikerült kimutatni, hogy egy anomálishan deformált egyszer mágikus tartomány alakul ki a stabilitási sávtól elég távol. Ahogy korábban, most is kérdés, hogy a kvadrupol, vagy a monopol kölcsönhatás okozza-e ezt a jelenséget.

4.3.3. Egyrészecske energiák változása az $N=28$ vonal mentén

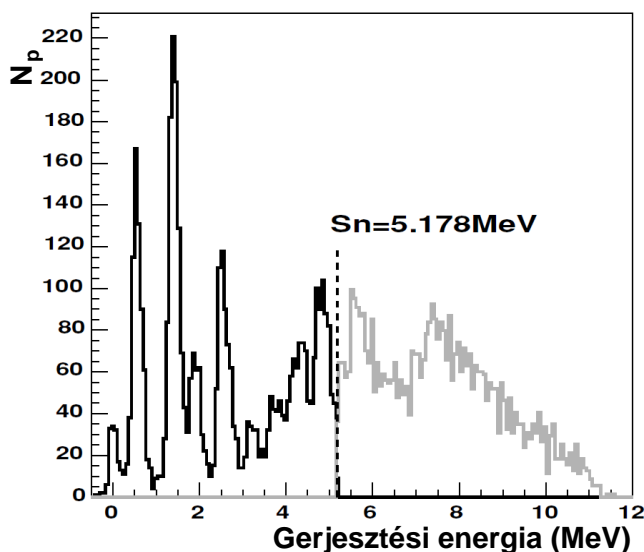
Az alacsonyan fekvő, csak a törzsgerjesztés figyelembevételével értelmezhető állapot léte nem annyira meggyőző $N=28$ mellett mint az $N=20$ esetben volt. Jelen esetben ugyanis a főhéjon keresztüli gerjesztés ugyanolyan paritású állapotot eredményez, mint a normál állapotok. Emiatt olyan helyzetben vagyunk a páratlan neutronszámú atommagok spektroszkópiájával,

amilyenben az $N=20$ héjzáródás közelében a páros-páros magokkal voltunk: Nem lehet pontosan tudni, hogy az intruder komponensek milyen mértékű bekeveredése okozza az állapot energiájának mozgását. A normál állapotok viselkedésének sokkal pontosabb ismeretére lenne szükség ahhoz, hogy az energiaváltozásból a hullámfüggvény összetételének a változására megfelelő pontossággal lehessen következtetni. A hullámfüggvény intruder tartalmának kísérleti meghatározására egyrészcsetranszfer-reakcióra van szükség.

A Ganilban nemrégiben elkészült egy második generációs radioaktívnyalábgyorsító, a SPIRAL, amely egy vastag céltárgyból kidiffundáló reakciótermékeket gyorsít újra. Ez a gyorsító lényegében olyan, mint egy stabilnyalábos, kisenergiás gyorsító a szokásos jó energia és szögfeloldású nyalábbal, ami ideális transzferreakciók végzésére. A nemesgázok könnyen kidiffundálnak a forró céltárgyból, úgyhogy egy Ar nyalábbal inverz kinematikában végzett transzferreakció-vizsgálat egy testreszabott feladat erre a gyorsítóra. A $^{45,47}\text{Ar}$ egyrészcseke energiáit meghatározó kísérletet ezzel a gyorsítóval végeztük el [103, 104].

A kísérletben nagy intenzitású (200 pA) 66 MeV/nukleon energiájú ^{48}Ca nyalábot speciális geometriájú szén céltárgyon fragmentáltunk. A céltárgyból kilépő Ar atomokat egy csövön egy permanens mágneses ECR ionforrásba diffundáltattuk, ahol ionizáltuk őket. A $^{44,46}\text{Ar}^{9+}$ ionokat a CIME ciklotronba vittük, ahol 10 MeV/nukleon energiára gyorsítottuk őket. A 10^5 pps intenzitású ^{44}Ar illetve $2 \cdot 10^4$ pps intenzitású ^{46}Ar nyalábbal egy $380 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú deuteronozott polietilén (CD_2) fóliát bombáztunk. A nyalábpozíciót helyzetérzékeny gázdetektorokkal monitoroztuk, az előre kilépő nehéz-ionokat a SPEG spektrométerrel, a hátrafele irányban (110 – 170° -ban) kilépő protonokat pedig 8 db helyzetérzékeny Si ΔE és CsI E detektorokból álló MUST teleszkóprendszerrel azonosítottuk.

A kilépő részecskék irányát figyelembe véve meghatároztuk a reakcióban elvesztett kinetikus energia nagyságát, ami a végmag gerjesztésére fordított. A módszert a $^{40}\text{Ar}(d,p)$ reakcióval teszteltük, illetve hitelesítettük. A céltárgyon való áthaladáskor az Ar ionok közel fele teljesen lefosztódott.

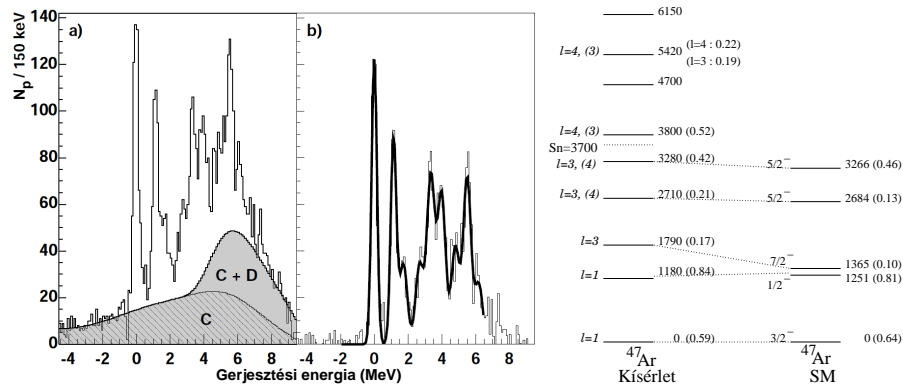


4.35. ábra. A ^{45}Ar spektruma a $^{44}\text{Ar}(d,p)$ reakcióból.

Csak ezeket az ionokat használtuk fel a kísérletben. A hidrogénszerű Ar ionokat résekkel kivágtuk, hogy ne jussanak el a spektrométer fókuszsjkjára. A $^{44}\text{Ar}(d,p)^{45}\text{Ar}$ reakció spektruma a 4.35. ábrán látható.

Az alacsonyenergiás csúcsok mellett határozott szerkezet látszik a neutron kötési energia felett is. 4 MeV-től felfelé a feltörési reakciók, a neutron szeparációs energia felett pedig a kontinuumba való befogás is jelentős folytonos háttérrel ad. Ennek ellenére az jól látszik, hogy az első két gerjesztett állapot, az 537 és az 1423 keV-es $1/3$ – $2/3$ arányban osztozik a p erősségen, aminek a súlypontja 1.0 MeV-en van, azaz a főhéjon keresztül történő gerjesztés már $Z=18$ -nál is viszonylag alacsony energián fekvő intruder állapothoz vezet.

A fent leírt kísérlet folytatásaként megmértük a $^{46}\text{Ar}(d,p)$ reakció spektrumát is inverz kinematikában. A spektrumot a 4.36. ábrán láthatjuk. A háttérlevont spektrumban 9 csúcsot lehet azonosítani. Az első csúcs felel meg az alapállapotnak, ami megadja a reakció Q értékét, ami 1.33 MeV. A 3. csúcs 1740 keV-nél megfelel a héjmodellszámolás $f_{7/2}$ állapotának. A hozzárendelést a reakcióban kilépő protonok szögeloszlásának DWBA analízisével igazolni lehetett (legalábbis az f jelleget). A gerjesztés hatáskeresztmetszetét összevetve a DWBA számolással $S(f_{7/2})=0.17\pm 0.05$ spektroszkópiai faktort



4.36. ábra. A ^{47}Ar atommag spektruma a $^{46}\text{Ar}(d,p)$ reakcióból. a) A céltárgy szén tartalmából származó háttér (C) és a szén illetve deutérium feltöréséből származó háttér szürkével van jelölve. b) A háttérlevont spektrum 9 Gauss görbével illesztve. c) A ^{47}Ar atommag kísérletileg meghatározott állapotai összevetve az *sdpf*-nr kölcsönhatást használó *sdpf* héjmodellszámolással. Az állapotok mellett a spektroszkópiai faktorok vannak megadva.

kapunk, ami azt mutatja, hogy a ^{46}Ar alapállapotában 1 pár $f_{7/2}$ neutron az $N=28$ héjzáródás fölötti állapotokban van az idő 68%-ában. Ez az eredmény megerősíti, hogy az $N=28$ héjzáródás nem teljes már $Z=18$ -nál sem.

Az egyrészecske állapotokhoz tartozó gerjesztési energiák ismeretében meg lehet becsülni az $N=28$ héjköz nagyságát, ahogy azt a ^{21}O esetén tettük, figyelembe véve hogy a $\nu p_{3/2}$ állapot részecske-, az $f_{7/2}$ pedig lyukállapot. A ^{45}Ar -ban az $f_{7/2}^{-1}$ és a $p_{3/2}^1 f_{7/2}^{-2}$ állapotok energiakülönbsége 1.0 MeV. Az $f_{7/2}$ párkölcsönhatási energia a ^{42}Ca spektrumából megbecsülve 3.2 MeV. A kettő együtt 4.2 MeV-es $N=28$ héjközt ad. A ^{46}Ar és a ^{47}Ar neutron-szeparációs-energiáinak a különbségéből az $N=28$ héjköz nagysága 4.47 MeV-nek adódik. Végül a ^{47}Ar -ban a $p_{3/2}^1$ és a $p_{3/2}^2 f_{7/2}^{-1}$ állapotok energiakülönbségéből (figyelembe véve a párkölcsönhatási energiák különbségét a $p_{3/2}$ és az $f_{7/2}$ állapotokban) a héjköz nagysága 4.0 MeV. A kapott adatok 10%-os szórása azt mutatja, hogy az egyrészecske energiák kicsit pontatlanok, ami összhangban van azzal, hogy az $f_{7/2}$ héj nem teljesen zárt, így az állapotok nem tiszta egyrészecske állapotok. A ^{46}Ar -ban meghatározott átlagos 4.25 MeV-es héjköz

575 keV-vel kisebb, mint az $N=28$ héjköz ^{48}Ca -ban mért 4.80 MeV-es értéke. Ez a csökkenés annak köszönhető, hogy 2 protont elvettünk az $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ altéréről. Ha teljesen kiürítjük ezeket a protonpályákat (elveszünk még 4 protont), akkor lineáris extrapolációval az kapjuk, hogy az $N=28$ héjköz 3.1 MeV-re csökken a ^{42}Si -ban. Ez nagyjából megfelel az $N=20$ héjköz ^{30}Ne -ban becsült értékének és összhangban van azzal, hogy mindkét izotópsorban a zárt héjtól még 3 neutron távolságban is található alacsonyenergiás intruder állapot (a ^{27}Ne -ban és a ^{39}Si -ban). Ez azt jelenti, hogy az $N=28$ héjzáródásra utaló jelek hiánya ebben az esetben is a gyengülő héjzáródás miatt van.

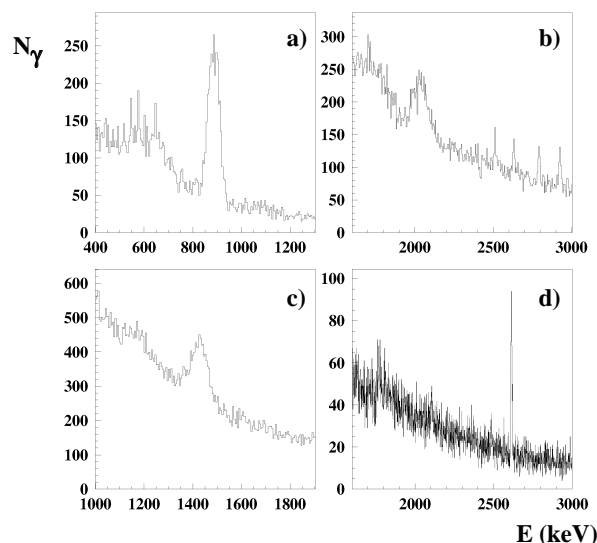
4.4. $N=40$, a virtuális héjzáródás

A $^{68}_{28}\text{Ni}$ atommagot először nehézionok több-nukleoncserés reakciójában sikerült előállítani ami egyben lehetőséget adott gerjesztett állapotainak vizsgálatára is. Az első meglepő eredmény az volt, hogy a ^{68}Ni első gerjesztett állapota 0^+ spin-paritású [105]. A 2^+_1 állapot energiája 2.2 MeV, ami jóval magasabb, mint a szomszédos Ni magok megfelelő energiája [106] ($E_{2^+_1}=1.345$, 1.425 és 1.260 MeV rendre a $^{64,66,70}\text{Ni}$ magokban). Ezen érvek alapján természetes volt a konklúzió, hogy a $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$ atommag kétszer mágikus. Ezt a következtetést erősítették meg a későbbi, mélyen rugalmatlan ütközést használó vizsgálatok is [107, 108], ahol további, egyrészeske gerjesztéseken alapuló állapotokat figyeltek meg. A későbbi vizsgálatokból azonban az is kiderült, hogy a szomszédos páratlan Ni magokban a héjköz nagyságát meghatározó $1/2^-$ és $9/2^+$ állapotok energiakülönbsége csak 1.02 MeV, ami legfeljebb egy gyenge $N=40$ héjzáródáshoz elég. Nincs héjzáródásra utaló jel a 2-neutron szeparációs energiák szisztematikájában, miközben a szintén a kötési energiákból származtatott párkölcsönhatási energiaköz (Δ) zárt héjra jellemző minimumot mutat [109]. Ennek ellenére fennmaradt a ^{68}Ni kétszer mágikus jellegébe vetett hit, mondván, hogy a $Z=28$ proton héjzáródás stabilizálja a gyenge $N=40$ neutron héjzáródást.

4.4.1. A $^{68}\text{Ni } 2_1^+$ állapotának élettartama

A ^{68}Ni kvadrupol deformációra való hajlamát közepesenergiás radioaktív nyaláb Coulomb-gerjesztésével határoztuk meg a Ganilban végezett kísérletben. 66 MeV/nukleon energiájú 15 pA intenzitású ^{70}Zn nyalábot fragmentáltunk 140 μm vastagságú Ni fólián. A reakciótermékeket a LISE3 spektrométerrel szeparáltuk. A spektrométer két különböző beállításával mind a ^{66}Ni -ből, mind a ^{68}Ni -ből 18000 pps intenzitású nyalábot állítottunk elő, amit 220 mg/cm^2 vastagságú ^{208}Pb céltárggyal ütköztettünk. A keletkező γ -sugárzásokat 4 darab egyenként 4 részre szegmentált germánium kristályból álló spektrométerrel detektáltuk, amik a céltárggytól 6 cm távolságra, a nyaláb irányára 90° -ban voltak elhelyezve. A spektrométer hatásfoka 4% volt. A nyalábpozíciót két pár PPAC-kal monitoroztuk. A nyaláb összetételét repülésiidő- és gázdetektorban való energiaveszteség-mérés alapján határoztuk meg. A szórt nyalábot egy 10 cm átmérőjű körkörös szegmentált szilícium teleszkóppal azonosítottuk és egyben megmértük a szórási szögét is. A detektor közepén egy 1 cm-es lyuk volt, az azon áthaladó részecskéket egy plasztik szcintillátorban állítottuk meg. A nyert γ -spektrumokat a 4.37. ábrán láthatjuk. Mindkét Ni mag spektruma tiszta, csak egyetlen, a 2_1^+ állapot bomlásához tartozó csúcs látható bennük. A Ni mellett a stabil ^{70}Zn nyaláb Coulomb-gerjesztését is újramértük, hogy tudjuk ellenőrizni az adatfeldolgozást, és legyen egy relatív normálási pontunk is. A 4.37.c ábrán a ^{208}Pb Coulomb-gerjesztéséből származó vonalat is láthatjuk a Doppler-korrigálatlan spektrumban.

Meghatároztuk mind az abszolút, mind a ^{70}Zn -hez képest mért relatív hatáskeresztmetszeteket, amelyek jó egyezésben voltak. Értékük 270(45) mb a ^{66}Ni és 105(25) mb a ^{68}Ni esetén. A hatáskeresztmetszetek ismeretében csatoltcsatornás (ECIS) számolással meghatároztuk az adott hatáskeresztmetszetekhez tartozó átmeneti valószínűségeket. A ^{70}Zn elfogadott átmeneti valószínűségét jól sikerült reprodukálni: 1640(280) e^2fm^4 szemben az elfogadott 1600(140) e^2fm^4 értékkel. A $^{66,68}\text{Ni}$ -re kapott átmeneti valószínűségek pedig 600(100) és 255(60) e^2fm^4 [110].

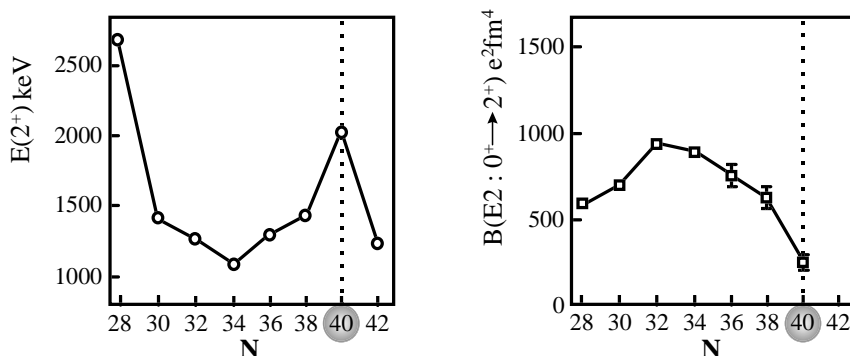


4.37. ábra. A ^{70}Zn (a), a ^{66}Ni (b), a ^{68}Ni (c) és a ^{208}Pb céltárgy Coulombgerjesztése során felvett γ -spektrumok.

A $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ átmeneti valószínűségeket a könnyebb Ni izotópokra nyert korábbi adatokkal együtt a 4.38. ábrán mutatom be, ahol az egyes Ni izotópok 2_1^+ állapotainak az energiái is fel vannak tüntetve. Jól látható, hogy míg az energiák $N=28$ -tól csökkenek, és $N=40$ -hez közeledve elkezdnek nőni, addig az átmeneti valószínűségek éppen fordítva $N=28$ -tól nőni kezdenek, majd $N=34$ -től újra csökkennek, és $N=40$ -nél érik el a minimumot. A Ni magok közül a ^{68}Ni alapállapotú átmentének a legkisebb az átmeneti valószínűsége. Ezek alapján bátran kijelenthetnénk, hogy a ^{68}Ni egy kétszeresen zárt atommag, ami legalábbis részben ellentmondásban van a tartományra nyert egyéb adatokkal.

4.4.2. A ^{68}Ni szerkezete kvázirészecskés héjmodellben

Ha az az értelmezés, hogy a ^{68}Ni kétszeresen zárthéjú atommag ellentmondásra vezetett, próbáljunk meg kiindulni abból a feltételezésből, hogy nem az. Ekkor a szomszédos páratlan atommagokban mért energiák nem egyrészecske-energiák, hanem a neutron–neutron párkölcsönhatás miatt kvázirészecs-



4.38. ábra. A nikkell izotópok 2_1^+ állapotainak és $B(E2)$ értékeinek szisztematikája.

ke-energiák. Az egyszerűen zárthéjú magokban a kvázirészecske-energiákat jó közelítéssel le lehet írni BCS közelítésben. Ebben a közelítésben az egyrészecske energiákat meg lehet határozni az inverz gap módszerrel a megfigyelt kvázirészecske-energiák és a párkölcsönhatás erősségének felhasználásával. Az első 4 gerjesztett állapotot kvázirészecske állapotnak véve és a párkölcsönhatási erősséget az általános szisztematika szerint ($G = 19/A$) becsülve az inverzgap-egyenlet numerikus megoldása azt mutatja, hogy az $N=40$ héjzáródás nagyságát adó $p_{1/2}$ és $g_{9/2}$ egyrészecske állapotok energia-különbsége 2.02 MeV. A számolások szerint ez az $N=40$ héjköz azonban nem elégséges ahhoz, hogy a neutronokat teljes egészében az fp héjon tartsa. A $g_{9/2}$ állapotra is átjut egy neutronpár az idő kb. fele részében ($V_{9/2}^2 = 0.08$). A héjmodell $V^2=0.12$ értéket ad, és megerősíti az egyszerű becslésből levont következtetést, hogy a neutron-neutron párkölcsönhatás erősebb az $N=40$ héjzáródásnál a ^{68}Ni -ben, összhangban a tartomány szisztematikával.

Mi okozza, hogy ennek ellenére a ^{68}Ni kétszer mágikusnak tűnik? Amiatt, hogy az $N=40$ héjzáródás oszcillátor héjzáródás, hiába elég hozzá kis energia, nem lehet az $N=40$ héjzáródáson átívelő 1-részecske-1-lyuk gerjesztésekkel kvadrupol gerjesztést létrehozni. Ezért az alapállapotú kvadrupol átmenet két komponensre hasad: a $g_{9/2}$ alhéjon levő neutronpár kvadrupol gerjesztésére, és az fp héjon a héj kismérvű betöltetlensége miatt megengedhető

kvadrupol gerjesztésekre. Héjmodellszámítások szerint a $g_{9/2}^2$ komponens járuléka a domináns. Ennek megfelelően a ^{68}Ni 2_1^+ állapota lényegében egy neutron $g_{9/2}^2$ gerjesztés, ami indokolja a relatíve nagy gerjesztési energiáját és a kis átmeneti valószínűséget.

Későbbi vizsgálatok további adalékkal járultak hozzá a koncepció bizonyításához. Egy pár protont adva a ^{68}Ni -hez vagy elvéve belőle erősen deformált magot kapunk. Erre utal az, hogy a ^{70}Zn 2_1^+ állapotának energiája 0.885 MeV, a ^{66}Fe -é 0.573 MeV. Egy pár neutron adva a ^{68}Ni -hez szintén erőteljes polarizáció lép fel és már $N=42$ -nél jelentősen (3-szorosára) megnő az átmeneti valószínűség értéke [111].

4.5. A keletkező és eltűnő héjzáródások elméleti értelmezése

A fentiekben megmutattuk, hogy az $N=20$ héjzáródás erősen gyengül $Z=10$ -nél, és teljesen megszűnik $Z=8$ -nál. A héjzáródás megszűnésével együtt jár a magasabb főhéjból mélyen belógó intruder állapotok megjelenése. Megmutattuk, hogy $Z=9$ -nél még az $N=18$ -as neutronszámnál is intruder állapot az alapállapot, és $N=17$ -nél is csak $\sim 400\text{--}700$ keV-re emelkedik az intruder állapotok energiája $Z=9,10$ esetén. Kimutattuk, hogy az $N=28$ vonal mentén is fokozatosan lesüllyednek az intruder állapotok, és $Z=14$ -nél már intruder állapot lesz az alapállapot. Megmutattuk azt is, hogy az intruder állapotok lesüllyedéséhez erősen hozzájárul az $N=28$ héjköz fokozatos csökkenése, ami $Z=14$ -nél a héjzáródás megszűnéséhez vezethet. Rámutattunk arra, hogy a héjzáródások megszűnésével párhuzamosan új héjzáródások jöhetnek létre. Meghatároztuk az $N=14,16$ héjzáródások erősségét $Z=8$ -nál, és megmutattuk, hogy az új $N=14$ héjzáródás is megszűnik már $Z=6$ -nál. A kísérleti eredményeket összevetettük a rendelkezésre álló elméleti számításokkal. Mind a héjmodell, mind az átlagtér számolások részleges eredményeket értek el, de a héjzáródások megszűnésére és áthelyeződésére nincsen egységes konzisztens magyarázat.

Ami a héjmodellt illeti, már a '40-es években sikerült olyan egyszerű potenciálokat találni, amelyek a mágikus számokra jellemző nagy egyrészecske energiakülönbségeket megfelelően reprodukálták. Hamarosan kiderült azonban, hogy a mágikus maghoz több nukleont adva a sokrészecske-rendszer tulajdonságainak pontos leírásához még egy maradék (effektív) nukleon-nukleon kölcsönhatásra is szükség van. Kezdetben sematikus (pl. delta vagy felületi delta) kölcsönhatásokat használtak, illetve voltak próbálkozások a szabad nukleon-nukleon kölcsönhatásból származtatott realiztikus kölcsönhatások alkalmazására is. Sok valencianukleon esetén ezek a kölcsönhatások azonban még mindig nem voltak elég pontosak. Egy teljes főhéj egységes, konzisztens leírásához a kölcsönhatás mátrixelemeit bizonyos jól válogatott kísérleti adatokhoz illesztették. Az empirikus mátrixelemekkel végzett héjmodellszámítások emiatt többé-kevésbé kísérleti adatok extrapolációjának vagy interpolációjának tekinthetők, amik már teljesen elszakadtak a korai egyszerű modellek feltételezéseitől. Az empirikus héjmodell-leírás jósága a mátrixelemek illesztésének a függvénye.

Az effektív kölcsönhatás, akárhogy is származtatták, rendelkezik monopol komponenssel. A proton-neutron monopol kölcsönhatás megváltoztatja az egyrészecske energiákat mind a neutron-, mind a protonszám függvényében. Ez a következmény összhangban van a kísérleti adatokkal: a főhéj elején levő kis tömegű kétszer mágikus mag közelében mért egyrészecske energiák különböznek a főhéj végén levő nagytömegű kétszer mágikus mag közelében meghatározott energiáktól. A megfelelően illesztett effektív kölcsönhatások ezt a változást megfelelő pontossággal képesek is leírni. Az egyrészecske energiák mozgása miatt a proton- vagy/és neutronszám változásával kisebb-nagyobb alhéjzáródások jöhetnek létre egy főhéjon belül is. Így nem okozott nagy meglepetést a különböző alhéjzáródások felfedezése, mert azokról vagy eleve tudott az effektív kölcsönhatás, vagy egy-két mátrixelem megfelelő módosításával meg lehetett rá tanítani.

Felvetődik a kérdés, hogy miért nem tudtak akkor a héjmodellszámítások számot adni a szintén egyrészecske energiák mozgásából származó héj-

köz csökkenésről? A probléma onnan ered, hogy a héjköz nagyságát csak kétfőhéjas héjmodell számításokban lehet értelmezni. A jelenlegi technikai színvonalon a *psd* héjon lehet kétfőhéjas számolást végezni, az *sdpf* héjakon már akkora kihívás a kétfőhéjas számolás, hogy senki sem próbált még meg a teljes állapottérre kölcsönhatást illeszteni.

Az $N=8$ héjzáródás sérülésére utaló legfontosabb adatok már 50 évvel ezelőtt ismertek voltak, de ebben a tartományban az erős klaszter korrelációk miatt az egyfőhéjas számolások annyira korlátozott jelentőségűek voltak, hogy az $N=8$ héjzáródás alatt is többnyire kétfőhéjas *psd* héjmodell számításokat végeztek. Az effektív kölcsönhatások is ennek megfelelően voltak meghatározva, és automatikusan leírták azt a jelenséget, amit később a héjzáródás megszűnésének neveztek el.

Az $N, Z=14,16$ magok kétszer mágikusak mind $Z, N=8$, mind $Z, N=20$ mellett. Az USD kölcsönhatást az $N, Z=8$ és az $N, Z=20$ proton- illetve neutrons számok által meghatározott területen illesztették, és a rendelkezésre álló adatok, amik elsősorban az $N=Z$ vonal közeléből származtak, már tartalmazták azt az információt, ami a mátrixelemek megfelelő súllyal vett felösszegzéséből a ^{24}O kétszer mágikus jellegéhez vezetett. Az $N=14,16$ magok az illesztett terület közepén helyezkednek el, és a viselkedésüket meghatározó mátrixelemek jó közelítéssel meghatározhatók voltak.

Az $N=20$ és az $N=28$ héjzáródásokat meghatározó mátrixelemeket *sdfp* kétfőhéjas számolásokkal lehetne illeszteni, ez azonban még nem történt meg. Az illesztett mátrixot valami módon becsült mátrixszal pótolták. A kétfőhéjas kölcsönhatási mátrixot felbonthatjuk 2 diagonális blokkra, ami az egy-egy főhéjon belüli kölcsönhatásokat írja le, és két off-diagonális blokkra, ami a két főhéjon keresztüli kölcsönhatásokat tartalmazza. Az off-diagonális blokkra még nincsenek illesztett mátrixelemek, így azt valamilyen realisztikus kölcsönhatás (leggyakrabban Kuo–Brown) mátrixelemeivel pótolják. Az egyes főhéjakon belül ugyan vannak nagy pontosságú mátrixelemek, de ezek pontossága is megkérdőjeleződik, mert azok valamilyen módon tartalmazzák az állapotter méretét is. Az állapotter bővítésének hatását figyelembe kell venni.

Ezt különböző empirikus megfontolások alapján becsülik meg. A héjzáródások stabilitását jósló számítások gyakran további közelítésen alapulnak: Az fp állapotteret gyakran csak 2-részecske–2-lyuk gerjesztésekre korlátozzák, és nem mindig engedik a $0\hbar\omega$ és a $2\hbar\omega$ állapotterek keveredését sem. A halmozódó közelítések miatt a kétfőhéjas héjmodellszámítások prediktív ereje messze elmarad a megszokott egyfőhéjas számolásokétól. Úgy tűnik, hogy a különböző jóslatok közötti alapvető különbség a különböző megfontolások alapján átalakított effektív kölcsönhatások monopol komponensében van. Ezzel kapcsolatban különösen fontos megjegyezni, hogy a realisztikus kölcsönhatások monopol komponense az egyfőhéjas számítások esetén sem tud számot adni az egyrészecske energiák pontos változásáról [88].

Az új kísérleti adatok megjelenése segíthet a kvalitatív megfontolások alapján készülő mátrixelemek jobb megbecslésében. Jól nyomon követhető hogyan változik a héjmodell jóslata a stabilitási sávtól távoli atommagokra, amint egyre újabb kísérleti adatokat építenek be a kölcsönhatásba: Az $N=28$ héjzáródás stabilitását jósolta a héjmodell még $Z=12$ -nél is a stabilitási sáv közelében meghatározott mátrixelemekkel [37]. Figyelembe véve a ^{35}Si -ra és a nehéz kén izotópokra kapott eredményeket az új $sdpf$ kölcsönhatás már az $N=28$ héjzáródás gyengülését jósolta, de még zárt ^{42}Si magot eredményezett [43]. A ^{42}Si intruder alapállapotú konfigurációjának kimutatás után újra módosított kölcsönhatás le tudja írni az $N=28$ héjzáródás közelében jelenleg elérhető összes kísérleti adatot [101]. A ^{27}Ne -ban és a ^{23}O -ben megtalált intruder állapot alkalmas arra, hogy a néhány kritikus mátrixelem értékét rögzíteni lehessen és az empirikus héjmodell visszakaphassa az $sdpf$ állapotterben a stabilitási sávtól távol is jósló képességét.

Meg kell jegyezni, hogy ha sikerül is egy jól működő empirikus héjmodell kölcsönhatást megalkotni, nem jutunk sokkal messzebb a változások megértésben, hiszen az empirikus kölcsönhatás csak a kísérleti adatok valamilyen extrapolálásra alkalmas sokváltozós parametrizációját adja.

Átlagtér közelítésben az egyrészecske energiák az átlagpotenciál sajátértékei. Az egyrészecske energiák változása ebből a szemszögből nézve az átlagtér

kisebb–nagyobb változásainak a következménye. Az átlagtérnek a módosított oszcillátor vagy a Saxon–Woods alaknál pontosabb, mikroszkópicusan megalapozott leírását adják a Hartree–Fock–Bogolyubov számolások megfelelő effektív nukleon-nukleon kölcsönhatással. A stabilitási völgy közelében a Skyrme típusú kölcsönhatások meglehetősen jól leírást adnak az atommagok globális tulajdonságairól, így elég természetesnek tűnik, hogy ezeket az eredményeket könnyen extrapolálni lehet a nukleon instabilitási vonalig.

Az átlagtérelméletek lényegében egyöntetűen mind az $N=20$, mind az $N=28$ héjzáródás gyengülését mutatják csökkenő rendszám mellett. Míg ez a gyengülés elegendő ahhoz, hogy az $N=28$ héjzáródás megszűnjön $Z=14$ -nél összhangban a kísérlettel, az erősebb $N=20$ héjzáródás csak annyira gyengül, hogy alacsonyan fekvő intruder állapotok jöjjenek létre a ^{32}Mg közelében. Ez jóval kevesebb, mint amekkora egyrészecske energiaváltozást a kísérlet mutat ebben a tartományban. Úgy tűnik, hogy valami hiányzik még az átlagtér számolásokból is.

Az egyrészecske energiákváltozását meghatározóan a vonzó proton-neutron monopol kölcsönhatás okozza. Már az ötvenes években világos volt, hogy a kölcsönhatás rövid hatótávolsága miatt a legjelentősebb hatást a radiálisan erősen átfedő azonos főkvantumszámmal és azonos pályamomentummal rendelkező protonok és neutronok kölcsönhatása okozza [14]. Ez az effektus a stabilitási sáv közelében működik, mert ott töltenek be azonos pályákat a protonok és a neutronok. Erről mind a hagyományos héjmodell, mind az átlagtér közelítésen alapuló számolások tudnak. A stabilitási sávtól távoli magokban azonban a protonok és a neutronok különböző főhéjakra kerülnek.

Otsuka és munkatársai hívták fel a figyelmet arra, hogy a szabad nukleon-nukleon kölcsönhatás mezoncserés elméletében alapvető fontosságú a kölcsönhatás tenzor komponense, ami pont olyan tulajdonságokkal rendelkezik, hogy alkalmas a héjátrendeződések leírására [112], ugyanakkor tipikusan kimarad az átlagtér számolásokból. (A Skyrme típusú potenciálok zéró hatótávolságúak, így nincs tenzor komponensük, és a véges hatótávolságú Gogny kölcsönhatásoknak sincs tenzor tagja.) A mezoncserés alapokon nyugvó tenzor-

kölcsönhatás egy kicserélődési kölcsönhatás, aminek legerősebb komponense az a fajta proton–neutron kölcsönhatás, ami az azonos pályamomentumú, de ellentétes spinbeállású nukleonok között vonzó, azonos spinbeállású nukleonok között pedig taszító jellegű. Ez a tenzor erő lényegében azonos a deutron leírásánál szükséges tenzorerővel, ami része a legkönnyebb atommagok leírásánál használt effektív kölcsönhatásoknak is [113]. Sematikus számolások azt mutatják, hogy egy ilyen kölcsönhatás alkalmazása kvalitatíve jó irányba tolja el az elméleti egyrészecske energiákat.

Egy érdekes következménye a tenzorerőnek, hogy megváltoztathatja a spin-pálya partnerállapotok energiakülönbségét is, ami a spin-pálya kölcsönhatás erősségének a változását jelenti. A tenzor kölcsönhatás átlagtér elméletekbe való beépítése folyamatban van. Az előzetes eredmények biztatóak [114], úgy tűnik, hogy a trendeket már most is követni lehet. Ez a megfigyelés egyben irányt mutat a héjmodell effektív kölcsönhatásának a megkonstruálásához is: az a kölcsönhatás rendelkezik jó tulajdonságokkal amelyekben a proton–neutron effektív kölcsönhatás mátrixelemei jóval erősebbek a spin-triplett csatornában mint a spin-szinglettben.

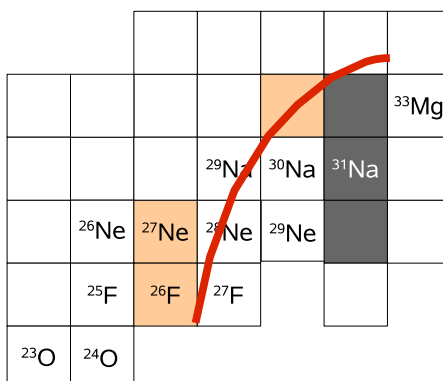
Összefoglalva azt mondhatjuk, hogy az új kísérleti adataink valószínűleg elegendő adatot szolgáltatnak ahhoz, hogy az *sdfp* állapotter alsó felében egy megbízható empirikus effektív kölcsönhatást lehessen illeszteni. Erre meg van a remény megfelelően nagy párhuzamos-számítógép hálózat használata esetén. Egy ilyen effektív kölcsönhatással elfogadhatóan lehet a kísérleti adatok között extrapolálni-interpolálni, de nem lehet megjósolni, hogy hol lesznek új mágikus számok, illetve hol tűnnek el a régiek más magtartományokban.

A tenzor kölcsönhatás beépítése az átlagtér elméletekbe már eredményezhet egy bizonyos jóslóképességet, de arra még várni kell, hogy az új kölcsönhatások minden szempontból megbízhatók legyenek.

5. ÖSSZEFOGLALÁS

Az elmúlt közel egy évtizedben a neutron-instabilitási vonalhoz közel fekvő atommagok héjszerkezetét vizsgáltam munkatársaimmal magspektroszkópiai módszerekkel. Közepesenergiás stabil és radioaktív nyalábok fragmentációjában, rugalmatlan szórásában és (d,p) reakcióban előálló egzotikus magállapotok jellemzőit határoztuk meg. A neutron-instabilitási vonalhoz közeli magok spektroszkópiája a magfizika hőskorát idézi. Rossz feloldással, kis statisztikával lehet csak néhány sugárzást detektálni, ami gyakran arra sem elég, hogy az atommag gerjesztett állapotainak az energiáját egyértelműen meghatározzuk belőle. Mégis, egy-egy jól megválasztott feladat megoldásához az is elég volt, ha egy γ -sugárzás energiáját, intenzitását, vagy egyszerűen csak egy adott energiatartományba eső γ -sugárzások számát meg lehetett állapítani.

A héjzáródások megszűnésének problémáját behatóan tanulmányozták korábban, és vizsgálataink megkezdésekor már egy elméleti konszenzus is kialakult az értelmezéséről. A rendelkezésre álló kísérleti adatok azt mutatták, hogy a ^{32}Mg és a ^{30}Ne első 2^+ állapota nagyon alacsony energiájú [7, 9], és a kötési energiájuk is anomális [6], amit az fp héjból származó gerjesztések rovására lehetett írni. A ^{31}Mg alapállapotához közeli extra állapotokat az intruder konfigurációkkal lehetett azonosítani [36], ami igazolta a fenti feltevést. Emellett az intruder konfigurációk erős deformációját is igazolni lehetett [9, 34, 35]. Mindez az eredmény konzisztensen értelmezhető volt az $N=20$ héjzáródást megőrző, enyhe $N=20$ héjközcsökkenést és a főhéjzáródá-



5.1. ábra. A magtérkép dél-keleti szélének részlete. Sötétszürkével azok a magok vannak jelölve, ahol korábban kimutatták, hogy az alapállapotuk intruder konfigurációjú. Narancssárgával azokat a magokat jelöltem, amelyekben alacsonyan fekvő intruder állapotok vannak. A görbe az intruder alapállapotú magok szigetének új határát jelzi.

son átívelő 2-részecske-2-lyuk gerjesztéseket feltételező modellszámításokkal [19, 20, 37, 38, 39, 40].

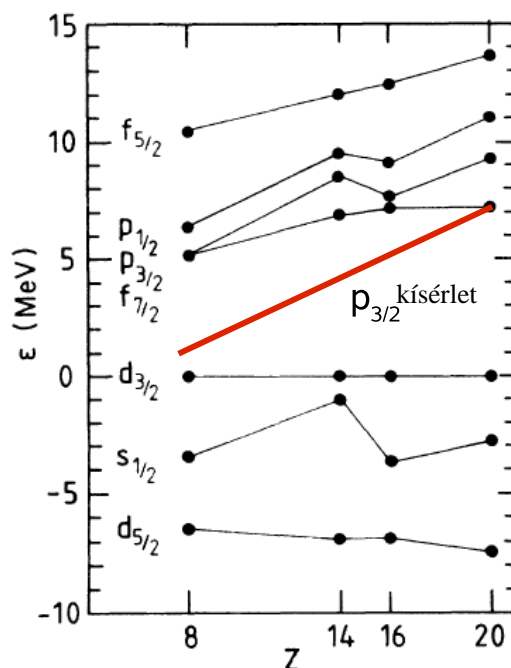
Mi szisztematikusan végigvizsgáltuk a neutron-instabilitási vonal közelében fekvő atommagokat $Z=6$ -tól $Z=10$ -ig. Kimutattuk, hogy $Z=9$ -nél az $N=18$ neutronot tartalmazó ²⁷F erősen deformált [73], így minden valószínűség szerint intruder alapállapotú konfigurációja van. Alacsonyan fekvő intruder állapotokat mutattunk ki $N=17$ -nél a ²⁶F [73] és a ²⁷Ne [75] atommagokban. Korábban csak a ³²Mg, ³¹Na, ³⁰Ne hármáról gondolták, hogy egy intruder alapállapotú szigetet alkotnak. Erős héjzáródás esetén tényleg csak a ³²Mg, ³¹Na és ³⁰Ne magokban, esetleg ezek $N=27$ szomszédjaiban várható alacsony-energiás intruder állapot. A mi eredményeink azt mutatják, hogy csökkenő rendszám mellett egyre szélesebb annak a magtartománynak a kiterjedése, ahol eltűnnek az $N=20$ héjzáródás hatásai, ahogy azt a 5.1. ábrán láthatjuk. Az intruder alapállapotú magok szigetének kiterjedt volta csak az $N=20$ héjköz jelentős csökkenésével értelmezhető.

A ²⁷Ne magra vonatkozó kísérleti adataink [75] héjmodell analízise szerint az $N=20$ héjköz kb. 3 MeV-re csökken $Z=10$ -nél. A ²³O transzferreakció

vizsgálatával megmutattuk, hogy $Z=8$ -nál az $N=20$ héjköz már ~ 1.8 MeV-re csökken, azaz a héjzáródás teljesen megszűnik [91]. Ez azt jelenti, hogy kísérletsorozatunk eredményeként elsőként az $N=20$ tartományra sikerült bizonyítani, hogy a megszűnő héjzáródások sokat vitatott koncepciója helyes. Az $N=20$ héjzáródás megszűnését, a neutron egyrészecske energiák változását a rendszám függvényében a 5.2. ábrán mutatom be. A $Z=20$ -nál még 7 MeV erősségű héjzáródás a várt ~ 2 MeV-es csökkenés helyett 5.5 MeV-vel csökken! Ez az eredmény egyben arra is rámutat, hogy a stabilitási völgy közelében jellemző átlagtér az erősen neutrontöbbletes atommagokban jelentősen módosul. Bebizonyítottuk, hogy a neutron-instabilitási vonalhoz közeledve olyan korrelációk kerülnek előtérbe, amelyeket a stabilitási völgyben el lehetett hanyagolni. Ezen új jelenség kimutatása rávilágít a radioaktívnyalábon végzett magfizikai kutatások fontosságára.

A proton/neutron arány változásával járó egyrészecskeenergia-változások nem csak a neutron $d_{5/2}$ - $f_{7/2}$, $p_{3/2}$ energiakülönbséget befolyásolják. A 5.3. ábrán a neutron $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ és $d_{3/2}$ egyrészecske energiák változását mutatom be az USD kölcsönhatást használó sd héjmodellszámolás alapján. Megmutattuk, hogy az oxigén izotópokban $N=14$ -nél keletkező alhéjzáródás erős, 4.4 MeV-es [86], az $N=16$ -nál keletkező pedig még erősebb, 5.6 MeV-es [91]. Kimutattuk, hogy a protonszám további csökkentésével a ^{20}C -ben az $N=14$ alhéjzáródás megszűnik [89], ami valószínűleg az $N=16$ új héjzáródás további erősödését jelenti a ^{22}C -ben. Míg az $N=20$ héjzáródás eltűnt, az $N=16$ megerősödött.

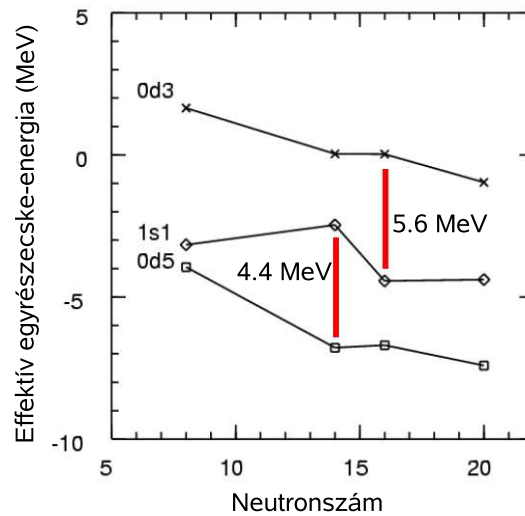
Az $N=28$ héjzáródáshoz közel eső $Z=14$ – 18 izotópokat szisztematikusan vizsgáltuk γ -spektroszkópiai módszerekkel. A lesüllyedő intruder állapotok hatását az $N=27$ vonalon már a ^{45}Ar -ban ki tudtuk mutatni [96] alacsonyan fekvő, $f_{7/2}^n$ állapotként nem értelmezhető intruder állapot formájában. (d,p) reakcióban bizonyítottuk, hogy ennek az alacsonyan fekvő állapotnak jelentős $p_{3/2}$ intruder komponense van [103]. Megmutattuk, hogy a ^{46}Ar atommagban az $f_{7/2}$ állapot nincs teljesen betöltve, egy pár neutron ideje több mint felét az $N=28$ héjzáródás felett tölti [104]. Meghatároztuk az $N=28$ vonalon



5.2. ábra. A neutron egyrészecske energiák várható változása a stabilitási sáv közelében meghatározott effektív kölcsönhatást használó 2-főhéjas héjmodellszámítás szerint [20], és az $N=20$ héjzáródás erőssége a jelen mérés alapján (vastag piros vonal).

elhelyezkedő ^{42}Si első gerjesztett állapota energiáját, ami a mágikus számot elérve jelentősen csökken, ahelyett, hogy növekedne [101], ahogy az a 5.4. ábrán látható. Szemben a Nature-ben két közleményben is elemzett feltételezéssel [41, 115] a ^{42}Si nem egy kétszer mágikus mag, $Z=14$ -nél már intruder állapot az alapállapot.

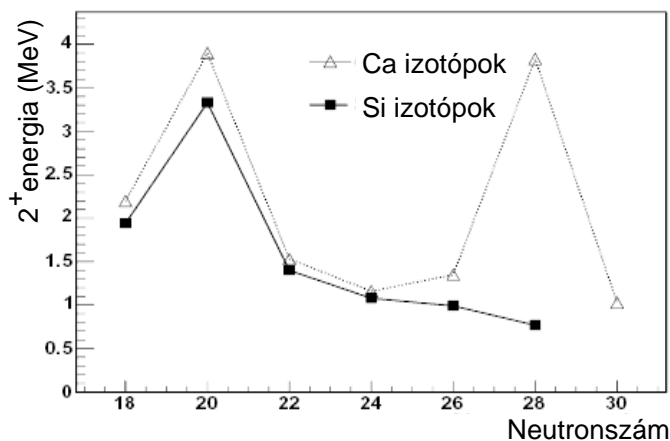
Ebből az eredményből azonban még nem dönthető el, hogy csökken-e és hogy mennyire csökken az $N=28$ héjköz. A ^{47}Ar transzferreakció-spektroszkópiai vizsgálata azt mutatja, hogy az Ar atommagokban kisebb az $N=28$ héjköz, mint a Ca magokban [104], ami arra mutat, hogy a héjköz csökkenése nem hanyagolható el az $N=28$ vonal mentén sem. Az argon atommagokra végzett transzfer vizsgálatainkból [96, 104] extrapolálva az $N=28$ héjköz ~ 3 MeV-re csökken $Z=14$ -nél. Annak a bizonyítása, hogy az $N=28$



5.3. ábra. Az $N=14,16$ héjzáródások erőssége a neutrongazdag oxigén atommagokban. A folytonos vonal az usd héjmodell számolás eredménye, a számok az általunk meghatározott kísérleti értékek.

héjköz is eltűnik, a következő mérések feladata.

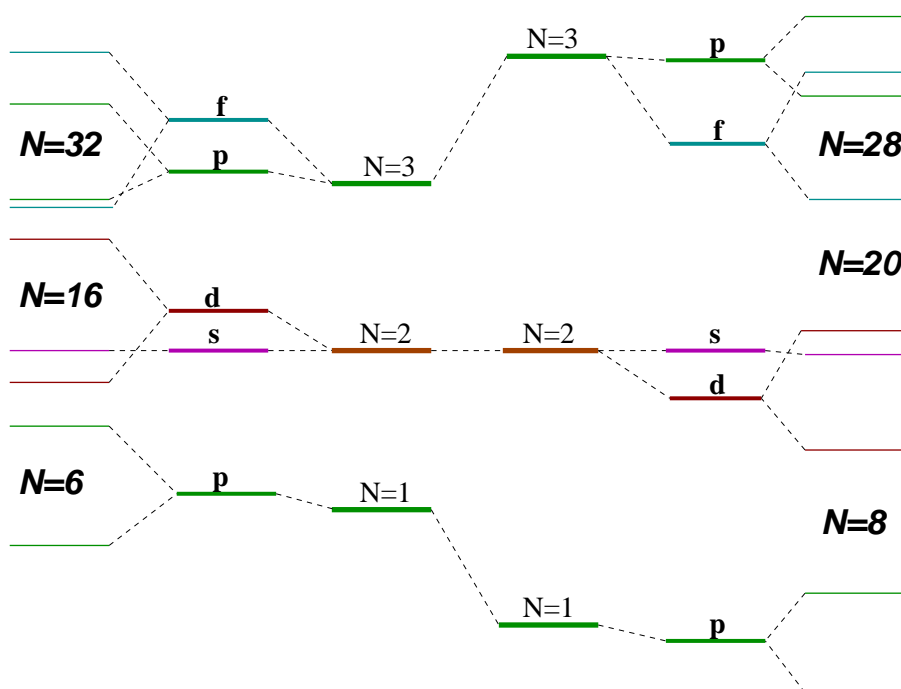
Kísérleteink egyértelműen bizonyítják, hogy a neutron egyrészecske energiák olyan erősen változnak a neutron- illetve protonszám változásával, hogy a stabilitási sáv közelében megszokott mágikus számok eltűnnek, és helyettük újak keletkeznek mire a neutron-instabilitási vonal közelébe érünk. Megmutattuk, hogy az $N=2Z$ vonal közelében megszűnik az $N=20$ héjzáródás és helyette keletkezik az $N=16$. Az ^{24}O -nél az $N=16$ héjzáródás erőssége 5.6 MeV, az $N=20$ héjköz pedig 1.8 MeV-re csökken [91]. Megmutattuk azt is, hogy az $N=2Z$ vonal közelében kezd eltűnni az $N=28$ héjzáródás [101], (a héjköz ~ 3 MeV [104], míg az amerikai kollégák azt mutatták ki, hogy a ^{52}Ca -ban kialakul egy alhéjzáródás $N=32$ -nél [116]). A legfrissebb transzfer vizsgálatok szerint, a neutron-instabilitási vonalon túl megszűnik az $N=8$ héjzáródás is. A ^9He -ban az $s_{1/2}$ és a $p_{1/2}$ állapotok helyet cserélnek [117], ami egyértelmű bizonyítéka a megszűnő héjzáródásnak. Az $N=8$ héjzáródás helyett létrejön az $N=6$ héjzáródás a ^8He -ban [78]. Ennek a héjzáródásnak az erőssége a ^7He spektruma alapján 4.2 MeV [79].



5.4. ábra. A páros neutronszámú Ca és Si atommagok első gerjesztett állapotának az energiája a neutronszám függvényében.

Mindezt egybevetve már egy sematikus képet tudunk adni arról, hogy hogyan változnak az egyrészecske energiák ahogy a neutron-instabilitási vonalhoz közeledünk. A változást az 5.5. ábrán mutatom be. Az $N=8 \rightarrow 6$ átrendeződés azt jelenti, hogy a neutron $p_{1/2}$ állapot felkerül az sd héjba, míg az $N=20 \rightarrow 16$ átrendeződés következtében a $d_{3/2}$ állapot az sd héjból felcsúszik az $f_{7/2}$ állapot mellé az fp oszcillátor héjba. Az $N=28 \rightarrow 32$ átrendeződés pedig azt mutatja, hogy a $p_{3/2}$ állapot is lecsúszik az fp főhéjból az $f_{7/2}$ állapot mellé.

Összevetve a héjzáródások helyét a stabilitási vonal ($N=Z$) és a neutron-instabilitási vonal ($N=2Z$) közelében rögtön látszik az alapvető különbség: A héjközök csökkenése azt jelenti, hogy az egyes oszcillátor héjak energiában közelebb kerülnek, azaz a valencia neutronok egy sekély potenciál völgyet éreznek, ami összefüggésben van alacsony kötési energiájukkal. Egészen a neutron-instabilitási vonal mentén a kis pályamomentumú állapotok közelebb kerültek a nagy momentumú állapotokhoz (s a d -hez és p az f -hez), sőt még alájuk is süllyednek, ami módosított oszcillátor potenciál átlagteret használva



5.5. ábra. A stabilitási völgyhöz közeli ($N=Z$) és a neutron-instabilitási vonalhoz közeli ($N=2Z$) atommagok Fermi-nívóhoz közeli egyrészecske állapotainak energiája.

az $\ell\ell$ kölcsönhatás előjelének a megváltozását, a potenciál diffuzitásának a növekedését jelenti. Emellett kicsit megnő a spin-pálya felhasadás mértéke is. Az új mágikus számok a spin-pálya felhasadás mentén alakulnak ki. Az $N=6$ $p_{3/2} - p_{1/2}$ felhasadásnak felel meg, az $N=16$ a $d_{5/2} - d_{3/2}$ felhasadásnak és az $N=32$ a $p_{3/2} - p_{1/2}$ felhasadás miatt jön létre.

A rikeni gyorsítókomplexum tervének elkészítésekor a projekt vezetője, I. Tanihata azt hangsúlyozta, hogy a radioaktív nyalábokra épülő magfizikától olyan eredményeket várhatunk, amelyek alapján át kell írni a magfizikakönyveket. Arról az alaptételről, mely szerint a mag sugara a tömegszám köbgyökével arányos már kiderült, hogy nem érvényes a neutron-instabilitási vonal közelében. Részben a mi eredményeinknek köszönhetően a mágikus számok eltolódása is bizonyítottnak tekinthető. A régi kérdések megválaszolásán túl a kísérletek új szokatlan jelenségekre hívják fel a figyelmet az erősen neut-

rongazdag atommagokban, mint pl. a valencia neutronoknak a törzsről való lecsatolódása [118], vagy a neutron–neutron effektív kölcsönhatás gyengülése [89]. Tanihata jóslata kezd beigazolódni.

Függelék

Az értekezés témakörében megjelent publikációk

1. *D. Sohler, Zs. Dombrádi, J. Timár, O. Sorlin, F. Azaiez, F. Amorini, M. Belleguic, C. Bourgeois, C. Donzaud, J. Duprat, D. Guillemaud-Mueller, F. Ibrahim, J. A. Scarpaci, M. Stanoiu, M. J. Lopez, M. G. Saint-Laurent, F. Becker, F. Sarazin, C. Stodel, G. Voltolini, S. M. Lukyanov, V. Maslov, Yu.-E. Penionzhkevich, M. Girod, S. Peru, F. Nowacki, G. Sletten, R. Lucas, C. Theisen, D. Baiborodin, Z. Dlouhy, J. Mrázek, C. Borcea, A. Bauchet, C. J. Moore, M. J. Taylor,*
Shape evolution in heavy sulfur isotopes and erosion of the $N=28$ shell closure
Phys. Rev. C 66, 054302 (2002)
2. *O. Sorlin, S. Leenhardt, C. Donzaud, J. Duprat, F. Azaiez, F. Nowacki, H. Grawe, Zs. Dombrádi, F. Amorini, A. Astier, D. Baiborodin, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, D. M. Cullen, Z. Dlouhy, E. Dragulescu, M. Górska, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, G. Hagemann, B. Herskind, J. Kiener, R. Lemmon, M. Lewitowicz, S.M. Lukyanov, P. Mayet, F. de Oliveira Santos, D. Pantalica, Yu.-E. Penionzhkevich, F. Pougheon, A. Poves, N. Redon, M.G. Saint-Laurent, J.A. Scarpaci, G. Sletten, M. Stanoiu, O. Tarasov, Ch. Theisen,*
 $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$: Magicity versus Superfluidity
Phys. Rev. Lett. 88, 092501 (2002)
3. **Zs. Dombrádi, D. Sohler, O. Sorlin, F. Azaiez, F. Nowacki, M. Sta-**

noiu, Yu.-E. Penionzhkevich, J. Timár, F. Amorini, D. Baiborodin, A. Bauchet, F. Becker, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Z. Elekes, D. Guillemaud-Mueller, F. Ibrahim, M. Lewitowicz, M.J. Lopez, R. Lucas, S.M. Lukyanov, V. Maslov, C. Moore, J. Mrázek, M.G. Saint-Laurent, F. Sarazin, J.A. Scarpaci, G. Sletten, C. Stodel, M. Taylor, C. Theisen, G. Voltolini,

Search for particle–hole excitations across the $N=28$ shell gap in $^{45,46}\text{Ar}$ nuclei

Nucl. Phys. A 727, 195 (2003)

4. *M. Stanoiu, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, B.A. Brown, M. Belleguic, D. Sohler, M.G. Saint Laurent, M.J. Lopez-Jimenez, Y. E. Penionzhkevich, G. Sletten, N. L. Achouri, J.C. Angélique, F. Becker, C. Borcea, C. Bourgeois, A. Bracco, J.M. Daugas, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Zs. Fülöp, D. Guillemaud-Mueller, S. Grévy, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Krasznahorkay, M. Lewitowicz, S. Leenhardt, S. Lukyanov, P. Mayet, S. Mandal, H. van der Marel, W. Mittig, J. Mrázek, F. Negoita, F. De Oliveira-Santos, Zs. Podolyák, F. Pougheon, M. G. Porquet, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, Y. Sobolev, C. Stodel, J. Timár, A. Yamamoto,*

$N=14$ and 16 shell gaps in neutron-rich oxygen isotopes

Phys. Rev. C 69, 034312 (2004)

5. *M. Stanoiu, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, B.A. Brown, M. Belleguic, D. Sohler, M.G. Saint Laurent, M.J. Lopez-Jimenez, Y. E. Penionzhkevich, G. Sletten, N. L. Achouri, J.C. Angélique, F. Becker, C. Borcea, C. Bourgeois, A. Bracco, J.M. Daugas, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Zs. Fülöp, D. Guillemaud-Mueller, S. Grévy, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Krasznahorkay, M. Lewitowicz, S. Leenhardt, S. Lukyanov, P. Mayet, S. Mandal, H. van der Marel, W. Mittig, J. Mrázek, F. Negoita, F. De Oliveira-Santos, Zs. Podolyák, F. Pougheon, M. G. Porquet, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, Y. Sobolev, C. Stodel, J.*

Timár, A. Yamamoto,

Study of neutron rich Carbon and Oxygen nuclei up to drip line

Nucl. Phys. A 746, 135c (2004)

6. *Z. Elekes, Zs. Dombrádi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, H. Hasegawa, N. Imai, M. Ishihara, H. Iwasaki, S. Kanno, S. Kawai, T. Kishida, T. Kubo, K. Kurita, Y. Matsuyama, S. Michimasa, T. Minemura, T. Motobayashi, M. Notani, T. Ohnishi, H.J. Ong, S. Ota, A. Ozawa, H.K. Sakai, H. Sakurai, S. Shimoura, E. Takeshita, S. Takeuchi, M. Tamaki, Y. Togano, K. Yamada, Y. Yanagisawa, K. Yoneda,*

Bound excited states in ^{27}F

Phys. Lett. B 599, 17 (2004)

7. *M. Bellegric, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, D. Sohler, M.J. Lopez-Jimenez, T. Otsuka, M.G. Saint-Laurent, O. Sorlin, M. Stanoiu, Y. Utsuno, Yu.-E. Penionzhkevich, N.L. Achouri, J.C. Angélique, C. Borcea, C. Bourgeois, J.M. Daugas, F. De Oliveira-Santos, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Z. Elekes, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, S.M. Lukyanov, W. Mittig, M.G. Porquet, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, Y. Sobolev, C. Stodel, J. Timár,*

Search for neutron excitations across the $N=20$ shell gap in $^{25-29}\text{Ne}$

Phys. Rev. C 72, 054316 (2005)

8. *L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Zs. Dombrádi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gelin, J. Gibelin, S. Grévy, F. Hammache, F. Ibrahim, K. Kemper, K.L. Kratz, S.M. Lukyanov, C. Monrozeau, L. Nalpas, F. Nowacki, A.N. Ostrowski, Yu.-E. Penionzhkevich, E. Pollaco, P. Roussel-Chomaz, E. Rich, J.A. Scarpaci, M.G. St-Laurent, D. Sohler, M. Stanoiu, E. Tryggvástad, D. Verney,*
Study of ^{45}Ar through (d,p) reaction at SPIRAL

J. Phys. G 31, S1623 (2005)

9. *L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Zs. Dombrádi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gelin, J. Gibelin, S. Grévy, F. Hammache, F. Ibrahim, K.W. Kemper, K.-L. Kratz, S.M. Lukyanov, C. Monrozeau, L. Nalpas, F. Nowacki, A. N. Ostrowski, T. Otsuka, Yu.-E. Penionzhkevich, J. Piekarewicz, E.C. Pollacco, P. Roussel-Chomaz, E. Rich, J.A. Scarpaci, M.G. St.-Laurent, D. Sohler, M. Stanoiu, T. Suzuki, E. Tryggestad, D. Verney,*

Reduction of the Spin-Orbit Splittings at the $N=28$ Shell Closure

Phys. Rev. Lett. 97, 092501 (2006)

10. *O. Perru, O. Sorlin, S. Franchoo, F. Azaiez, E. Bouchez, C. Bourgeois, A. Chatillon, J. M. Daugas, Z. Dlouhy, Zs. Dombrádi, C. Donzaud, L. Gaudefroy, H. Grawe, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, F. Hammache, F. Ibrahim, Y. Le Coz, S. M. Lukyanov, I. Matea, J. Mrázek, F. Nowacki, Yu.-E. Penionzhkevich, F. de Oliveira Santos, F. Pougheon, M. G. Saint-Laurent, G. Sletten, M. Stanoiu, C. Stodel, Ch. Theisen, D. Verney,*

Enhanced Core Polarization in ^{70}Ni and ^{74}Zn

Phys. Rev. Lett. 96, 232501 (2006)

11. **Zs. Dombrádi, Z. Elekes, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, H. Hasegawa, N. Imai, M. Ishihara, H. Iwasaki, S. Kanno, S. Kawai, T. Kishida, T. Kubo, K. Kurita, Y. Matsuyama, S. Michimasa, T. Minemura, T. Motobayashi, M. Notani, T. Ohnishi, H. J. Ong, S. Ota, A. Ozawa, H. K. Sakai, H. Sakurai, S. Shimoura, E. Takeshita, S. Takeuchi, M. Tamaki, Y. Togano, K. Yamada,**

Vanishing $N=20$ Shell Gap: Study of Excited States in $^{27,28}\text{Ne}$

Phys. Rev. Lett. 96, 182501 (2006)

12. **Dombrádi Zs.**, Elekes Z., Saito A., Aoi N., Baba H., Demichi K., Fülöp Zs., Gibelin J., Gomi T., Hasegawa H., Imai N., Ishihara M., Iwasaki H., Kanno S., Kawai S., Kishida T., Kubo T., Kurita K., Matsuyama Y., Michimasa S., Minemura T., Motobayashi T., Notani M., Ong H. J., Ota S., Ozawa A., Sakai H. K., Sakurai H., Shimoura S., Y. Satou, D. Sohler, T. Sumikama, D. Suzuki, M. Suzuki, H. Takeda, S. Takeuchi, Y. Togano, Y. Yanagisawa,

Evolution of the N=20 shell gap

Journal of Physics: Conference Series 49 (2006)140

13. Z. Elekes, **Zs. Dombrádi**, N. Aoi, S. Bishop, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, Y. Hashimoto, N. Imai, N. Iwasa, H. Iwasaki, G. Kalinka, Y. Kondo, A. A. Korshennikov, K. Kurita, M. Kurokawa, N. Matsui, T. Motobayashi, T. Nakamura, T. Nakao, E. Yu. Nikolskii, T.K. Ohnishi, T. Okumura, S. Ota, A. Perera, A. Saito, H. Sakurai, Y. Satou, D. Sohler, T. Sumikama, D. Suzuki, M. Suzuki, H. Takeda, S. Takeuchi, Y. Togano, Y. Yanagisawa,

Spectroscopic Study of Neutron Shell Closures via Nucleon Transfer in the Near-Dripline Nucleus ^{23}O

Phys. Rev. Lett. 98, 102502 (2007)

14. J. Gibelin, D. Beaumel, T. Motobayashi, N. Aoi, H. Baba, Y. Blumefeld, **Zs. Dombrádi**, Z. Elekes, S. Fortier, N. Frascaria, N. Fukuda, T. Gomi, K. Ishikawa, Y. Kondo, T. Kubo, V. Lima, T. Nakamura, A. Saito, Y. Satou, E. Takeshita, S. Takeuchi, T. Teranishi, Y. Togano, A. M. Vinodkumar, Y. Yanagisawa, K. Yoshida,

Measurement of the $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ in the N=16 nucleus ^{26}Ne

Phys. Rev. C 75 057306 (2007)

15. B. Bastin, S. Grévy, D. Sohler, O. Sorlin, **Zs. Dombrádi**, N.L. Achouri, J.C. Angélique, F. Azaiez, D. Baiborodin, R. Borcea, C. Bourgeois, A. Buta, A. Burger, R. Chapman, J.C. Dalouzy, Z. Dlouhy, A.

Drouard, Z. Elekes, S. Franchoo, S. Iacob, B. Laurent, M. Lazar, X. Liang, E. Lienard, J. Mrázek, L. Nalpas, F. Negoita, N.A. Orr, Yu.-E. Penionzhkevich, Zs. Podolyák, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, M. Stanoiu, I. Stefan M. G. Saint-Laurent, F. Nowacki, A. Poves,

Collapse of the spherical $N=28$ Shell Closure in ^{42}Si

Phys. Rev. Lett. 99, 092501 (2007)

Szerepem az eredmények létrejöttében

Az értekezésben bemutatott eredményeket külföldi nagyenergiás laboratóriumokban itthonról szervezett kísérletekből kaptuk. A radioaktív nyalábokon végzett magspektroszkópai kísérletek meglehetősen összetettek, a radioaktív nyaláb előállításán, azonosításán, másodlagos reakcióba vitelén keresztül a másodlagos reakciótermékek megfigyeléséig, és azok tulajdonságainak meghatározásáig nagyszámú, önmagában is bonyolult rendszer összehangolt működtetésére van szükség. Ez elképzelhetetlen az adott egységek szakértőinek segítségével nélkül. Mind a Ganilban, mind Rikenben az ott kifejlesztett berendezéseket, technikákat alkalmaztuk általunk felvetett problémák megoldására. A méréseket nagy együttműködésben végeztük, a kísérletek összeállításában erősen támaszkodtunk a helyi kollégák tapasztalatára, szak tudására, és nem utolsó sorban hely- és nyelvismeretére. Ennek megfelelően az eredmények soktársszerzős cikkekben kerültek publikálásra.

Az együttműködés keretein belül először Coulomb-gerjesztéssel foglalkoztam, majd résztvettem a fragmentáció in-beam γ -spektroszkópiájának a megalapozásában. Rikenben rugalmatlan szórás γ -spektroszkópai vizsgálatával tanulmányoztuk az atommagok alakját, a protonok és neutronok deformációjának viszonyát. A kutatásokban a kísérleti javaslatok kidolgozásában, a kísérleti körülmények specifikálásában, az eredmények értelmezésében és közlésre való előkészítésében, bizonyos esetekben az adatok feldolgozásában volt meghatározó szerepem. A Ganilban az E287 (fragmentáció in-beam γ -spektroszkópai vizsgálata) és Rikenben a rugalmatlan protonszórási kísérleteknek a szóvivője voltam.

Az értekezéshez felhasznált eredmények közül az általam vezetett E287 kísérletsorozatból kaptuk a 1., 3., 4., 5., 7. és 15. közleményekben megfogalmazottakat. Ezen munkáknak az adatfeldolgozásában is jelentős szerepet vállaltunk. Rikenben a vezetésemmel végzett kísérletekből származik a 6., 11., 12 és a 13. közlemények alapjául szolgáló eredmény.

A cikkeinkben a szerzői névsor két részre oszlik, az első részben vannak azok, akik jelentős mértékben járultak hozzá az eredmény létjöttéhez, a má-

sodikban pedig azok, akik kevesebbet tettek érte. Ahol 2–3 kiemelt szerző van, ott lehet tudni, hogy azok a témáért felelős 1–2 diák vagy posztdok és 1–2 a témát vezető idősebb kutató. A Ganilos mérésekben ezek mellett megjelennek a közleményekhez elméleti számításokat végző kutatók, a nyalábanyagot (Yu.-E. Penionzhkevich) és a radioaktív nyalábot (M.-G. Saint-Laurent) biztosító együttműködő partner, és a germánium detektorok gazdája is (G. Sletten). Mindezek ellenére van korreláció a szerzői sorrend és az eredmény létrejöttéért való felelősség között. A 2. közleményben pl. a kísérleti munkában és az adatfeldolgozásban a szerepem minimális, de jelentős mértékben hozzájárultam ahhoz, hogy az $N=40$ héjzáródás virtuális jellegét megértsük a ^{68}Ni -ben. A szerzőlistán a végső sorrendet többnyire egyéb szempontok határozták meg (pl. francia intézet szerepeljen az első helyen, ami érthető igény figyelembe véve hogy egy-egy kísérlet költsége 100 MFt nagyságrendbe esik), ami miatt van néhány hely bizonytalanság a végzett munka és a szerzői listán elfoglalt hely közötti összefüggésben.

Köszönetnyilvánítás

Az értekezésben bemutatott eredményeket csapatmunkában értem el. Munkámban mindig támaszkodhattam két kiváló posztdokra – akik mára már tudományos főmunkatársak – Elekes Zoltánra, aki a rikeni munkáknak és Sohler Dorottyára, aki a Ganilos munkáknak volt és maradt a kulcsembere. Öröm volt velük együtt dolgozni. Nélkülük ezek az eredmények nem jöhettek volna létre.

A kísérleteket külföldi nagy laboratóriumokban nemzetközi együttműködésben végeztük. Rikenben a fő együttműködő partnerünk Tohru Motobayashi a Riken vezető kutatója, jelenleg a Nehézion Laboratórium igazgatója, aki hosszú időn át segítette, támogatta vizsgálatainkat, biztosította a kísérleti feltételeket, és anyagilag is támogatta kiutazásainkat. Végtelenül korrekt együttműködő partnernek bizonyult, akivel megtiszteltetés volt együttműködni.

A Ganilos munkákat orsai együttműködésben végeztük. Az orsai együttműködés két vezető kutatója Faisal Azaiez az IPN tudományos tanácsadója és Olivier Sorlin jelenleg a Ganil fizikai osztályának vezetője, akikkel a sok közös projekt és az éjszakákba nyúló diskussziók során baráti kapcsolatba kerültem. Itt szeretnék köszönetet mondani nekik barátságukért, támogatásukért és lelkesedésükért, ami átsegített bennünket a nehézségeken.

Köszönettel tartozom Fülöp Zsoltnak az ATOMKI igazgatóhelyettesének, aki korábbi kapcsolatai révén megalapozta és ápolta a rikeni együttműködést, buzdított az új téma elkezdésére és tanácsaival segítette munkánkat. Ganilban a radioaktív nyalábon végzett γ -spektroszkópiai munka beindításában nyújtott segítségéért köszönetemet fejezem ki Timár Jánosnak, az ATOMKI tudományos főmunkatársának.

Az új téma elkezdéséhez nyújtott támogatásáért, és a téma beindításának belső pályázatokon keresztül történő finanszírozásáért köszönettel tartozom Lovas Rezső akadémikusnak, az ATOMKI igazgatójának.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, N. Takahashi, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2676 (1985)
- [2] G. Molnár, S.W. Yates, R.A. Meyer, *Phys.Rev. C* **33**, 1843 (1986)
- [3] B. Blank, M. Chartier, S. Czajkowski, J. Giovinazzo, M.S. Pravikoff, J.-C. Thomas, G. de France, F. de Oliveira Santos, M. Lewitowicz, C. Borcea, R. Grzywacz, Z. Janas, M. Pfutzner, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1116 (2000)
- [4] A. Bürger, F. Azaiez, M. Stanoiu, Zs. Dombrádi, A. Algora, A. Al-Khatib, B. Bastin, G. Benzoni, R. Borcea, C. Bourgeois, P. Brin-gel, E. Clément, J.-C. Dalouzy, Z. Dlouhý, A. Drouart, C. Engelhardt, S. Franchoo, Zs. Fülöp, A. Görgen, S. Grévy, H. Hübel, F. Ibrahim, W. Korten, J. Mrázek, A. Navin, C. Timis, F. Rotaru, P. Roussel-Chomaz, M.-G. Saint-Laurent, G. Sletten, D. Sohler, O. Sorlin, Ch. Theisen, D. Verney, S. Williams, *AIP Conf. Proc.* **831**, 418 (2006)
- [5] N. Iwasa, S. Bishop, Z. Elekes, J. Gibelin, M. Hosoi, K. Ieki, K. Ishikawa, H. Iwasaki, S. Kawai, S. Kubono, K. Kurita, M. Kurokawa, N. Matsui, T. Minemura, H. Morikawa, T. Nakamura, M. Niikura, M. Notani, S. Ota, A. Saito, H. Sakurai, S. Shimoura, K. Sugawara, T. Sugimoto, H. Suzuki, T. Suzuki, E. Takeshita, S. Takeuchi, I. Tanihata,

- T. Teranishi, Y. Togano, K. Yamada, K. Yamaguchi, Y. Yanagisawa, T. Motobayashi, *RIKEN Acc. Progr. Rep. 2004*, 58 (2005)
- [6] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A.M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, W. Reisdorf, *Phys. Rev. C* **12**, 644 (1975)
- [7] C. Detraz, D. Guillemaud, G. Huber, R. Klapisch, M. Langevin, F. Naulin, C. Thibault, L.C. Catraz, F. Touchard, *Phys. Rev. C* **19**, 164 (1979)
- [8] C. Detraz, M. Langevin, M.C. Goffri-Kouassi, D. Guillemaud, M. Ep-herre, G. Audi, C. Thibault, F. Touchard, *Nucl.Phys. A* **394**, 378 (1983)
- [9] Y. Yanagisawa, M. Notani, H. Sakurai, M. Kunibu, H. Akiyoshi, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, N. Fukuda, H. Hasegawa, Y. Higurashi, M. Ishihara, N. Iwasa, H. Iwasaki, T. Gomi, S. Kanno, M. Kurokawa, Y.U. Matsuyama, S. Michimasa, T. Minemura, T. Mizoi, T. Nakamura, A. Saito, M. Serata, S. Shimoura, T. Sugimoto, E. Takeshita, S. Takeuchi, K. Ue, K. Yamada, K. Yoneda, T. Motobayashi, *Phys. Lett. B* **566**, 84 (2003)
- [10] B.H. Wildenthal, W. Chung, *Phys. Rev. C* **22**, 2260 (1980)
- [11] A. Watt, R.P. Singhal, M.H. Storm, R.R. Whitehead, *J. Phys. G* **7**, L145 (1981)
- [12] M.H. Storm, A. Watt, R.R. Whitehead, *J. Phys. G* **7**, L145 (1983)
- [13] M.H. Storm, A. Watt, R.R. Whitehead, *J. Phys. G* **9**, (1983)**OLDAL-SZAM!!!!**
- [14] A. de Shalit, M. Goldhaber, *Phys. Rev.* **92**, 1211 (1953)
- [15] K. Heyde, C. De Coster, J. Jolie, J. L. Wood, *Phys. Rev. C* **46**, 541 (1992)

- [16] J. L. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse, P. van Duppen, *Phys. Reps.* **215**, 101 (1992); K. Heyde, J. Ryckebusch, M. Waroquier, J. L. Wood, *Nucl. Phys. A* **484**, 275 (1988); K. Heyde, P. Van Isacker and M. Waroquier, J. L. Wood, R. A. Meyer, *Phys. Reps.* **102**, 291 (1983)
- [17] M. Favez-Hassan, Zs. Dombrádi, Z. Gácsi, J. Gulyás, S. Brant, V. Paar, W. B. Walters, R. A. Meyer, *Nucl. Phys. A* **624**, 401 (1997)
- [18] G. D. Dracoulis, A. E. Stuchbery, A. P. Byrne, A. R. Poletti, S. J. Poletti, J. Gerl, R. A. Bark, *J. Phys. G* **12**, L97 (1986)
- [19] A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Lett. B* **184**, 311 (1987)
- [20] E. K. Warburton, J. A. Becker, B. A. Brown, *Phys. Rev. C* **41**, 1147 (1990)
- [21] J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz, J. Sheikh, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 981 (1994)
- [22] G. A. Lalazissis, D. Vretenar, W. Poschl, P. Ring, *Phys. Lett. B* **418**, (1998) **OLDALSZAM!!!!**
- [23] I. Talmi, I. Unna, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 469 (1960)
- [24] F. C. Barker, *J. Phys. G* **2**, L45 (1976)
- [25] T. Suzuki, T. Otsuka, *Phys. Rev. C* **56**, 847 (1997)
- [26] A. Navin, D. W. Anthony, T. Aumann, T. Baumann, D. Bazin, Y. Blumenfeld, B. A. Brown, T. Glasmacher, P. G. Hansen, R. W. Ibbotson, P. A. Lofy, V. Maddalena, K. Miller, T. Nakamura, B. V. Pritychenko, B. M. Sherrill, E. Spears, M. Steiner, J. A. Tostevin, J. Yurkon, A. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 266 (2000)
- [27] S. D. Pain, W. N. Catford, N. A. Orr, J. C. Angélique, N. I. Ashwood, V. Bouchat, N. M. Clarke, N. Curtis, M. Freer, B. R. Fulton, F. Hanappe, M. Labiche, J. L. Lecouey, R. C. Lemmon, D. Mahboub, A.

- Ninane, G. Normand, N. Soic, L. Stuttge, C. N. Timis, J. A. Tostevin, J. S. Winfield, V. Ziman, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 032502 (2006)
- [28] H. Iwasaki, T. Motobayashi, H. Akiyoshi, Y. Ando, N. Fukuda, H. Fujiwara, Zs. Fülöp, K.I. Hahn, Y. Higurashi, M. Hirai, I. Hisanaga, N. Iwasa, T. Kijima, T. Minemura, T. Nakamura, M. Notani, S. Ozawa, H. Sakurai, S. Shimoura, S. Takeuchi, T. Teranishi, Y. Yanagisawa, M. Ishihara, *Phys. Lett. B.* **481**, 7 (2000)
- [29] S. Shimoura, A. Saito, T. Minemura, Y.U. Matsuyama, H. Baba, H. Akiyoshi, N. Aoi, T. Gomi, Y. Higurashi, K. Ieki, N. Imai, N. Iwasa, H. Iwasaki, S. Kanno, S. Kubono, M. Kunibu, S. Michimasa, T. Motobayashi, T. Nakamura, H. Sakurai, M. Serata, E. Takeshita, S. Takeuchi, T. Teranishi, K. Ue, K. Yamada, Y. Yanagisawa, M. Ishihara, N. Itagaki, *Phys. Lett. B* **560**, 31 (2003)
- [30] H. Iwasaki, T. Motobayashi, H. Akiyoshi, Y. Ando, N. Fukuda, H. Fujiwara, Zs. Fülöp, K.I. Hahn, Y. Higurashi, M. Hirai, I. Hisanaga, N. Iwasa, T. Kijima, A. Mengoni, T. Minemura, T. Nakamura, M. Notani, S. Ozawa, H. Sagawa, H. Sakurai, S. Shimoura, S. Takeuchi, T. Teranishi, Y. Yanagisawa, M. Ishihara, *Phys. Lett. B* **491**, 8 (2000)
- [31] H. Sagawa, B. A. Brown and H. Esbensen, *Phys. Lett. B* **309**, (1993)
OLDALSZAM!!!!
- [32] N. Itagaki, S. Okabe, K. Ikeda, *Phys. Rev. C* **62**, 034901 (2000)
- [33] Y. Kanada-En'yo, H. Horiuchi, *Phys. Rev. C* **68**, 014319 (2003)
- [34] T. Motobayashi, Y. Ikeda, K. Ieki, M. Inoue, N. Iwasa, T. Kikuchi, M. Kurokawa, S. Moriya, S. Ogawa, H. Murakami, S. Shimoura, Y. Yanagisawa, T. Nakamura, Y. Watanabe, M. Ishihara, T. Teranishi, H. Okuno R. F. Casten, *Phys. Lett. B* **346**, 9 (1995)

- [35] B. V. Pritychenko, T. Glasmacher, B. A. Brown, P. D. Cottle, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, L. A. Riley, H. Scheit, *Phys. Rev. C* **63**, 011305 (2000)
- [36] G. Klotz, P. Baumann, M. Bounjama, A. Huck, A. Knipper, G. Walter, M. Margier, C. Richard-Serre, A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Rev. C* **47**, 2502 (1993)
- [37] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, J. Retamosa, *Phys. Rev. C* **58**, 2033 (1998)
- [38] T. Siiskonen, P. O. Lipas, J. Rikovska, *Phys. Rev. C* **60**, 034312 (1999)
- [39] P.-G. Reinhard, D. J. Dean, W. Nazarewicz, J. Dobaczewski, J. A. Maruhn, M. R. Strayer, *Phys. Rev. C* **60**, 014316 (1999)
- [40] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, *Nucl. Phys. A* **693**, 374 (2001)
- [41] J. Fridmann, I. Wiedenhover, A. Gade, L. T. Baby, D. Bazin, B. A. Brown, C. M. Campbell, J. M. Cook, P. D. Cottle, E. Diffenderfer, D.-C. Dinca, T. Glasmacher, P. G. Hansen, K. W. Kemper, J. L. Lecouey, W. F. Mueller, H. Olliver, E. Rodriguez-Vieitez, J. R. Terry, J. A. Tostevin K. Yoneda, *Nature* **435**, 922 (2005)
- [42] J. Retamosa, E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, *Phys. Rev. C* **55**, 1266 (1997)
- [43] S. Nummela, P. Baumann, E. Caurier, P. Dessagne, A. Jokinen, A. Knipper, G. Le Scornet, C. Mische, F. Nowacki, M. Oinonen, Z. Radivojevic, M. Ramdhane, G. Walter, J. Aysto, *Phys. Rev. C* **63**, 044316 (2001)
- [44] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, *Nucl. Phys. A* **742**, 14 (2004)
- [45] T.R. Werner, J.A. Seikh, M.Misu, W. Nazarewicz, J. Rikovska, K. Heeger, A.S. Umar, M.R. Strayer, *Nucl. Phys. A* **597**, 327 (1996)

- [46] G.A. Lalazissis, A.R. Farhan, M.M. Sharma, *Nucl. Phys. A* **628**, 221 (1998)
- [47] G. A. Lalazissis, D. Vretenar, P. Ring, M. Stoitsov, L. M. Robledo, *Phys. Rev. C* **60**, 014310 (1999)
- [48] S. Peru, M. Girod, J.F. Berger, *Eur. Phys. J. A* **9**, 35 (2000)
- [49] R. Rodriguez-Guzman, J. L. Egido, L. M. Robledo, *Phys. Rev. C* **65**, 024304 (2002)
- [50] H. Scheit, T. Glasmacher, B. A. Brown, J. A. Brown, P. D. Cottle, P. G. Hansen, R. Harkewicz, M. Hellström, R. W. Ibbotson, J. K. Jewell, K. W. Kemper, D. J. Morrissey, M. Steiner, P. Thirolf, M. Thoennessen, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3967 (1996)
- [51] T. Glasmacher, B.A. Brown, M.J. Chormik, P.D. Cottle, M. Fauerbach, R.W. Ibbotson, K.W. Kemper, D.J. Morrissey, H. Scheit, D.W. Sklenicka, M. Steiner, *Phys. Lett. B* **395**, 163 (1997)
- [52] F. Sarazin, H. Savajols, W. Mittig, F. Nowacki, N. A. Orr, Z. Ren, P. Roussel-Chomaz, G. Auger, D. Baiborodin, A.V. Belozyorov, C. Borcea, E. Caurier, Z. Dlouhy, A. Gillibert, A. S. Lalleman, M. Lewitowicz, S. M. Lukyanov, F. de Oliveira, Y. E. Penionzhkevich, D. Ridikas, H. Sakurai, O. Tarasov, A. de Vismes, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5062 (2000)
- [53] M. Notani, H. Sakurai, N. Aoi, Y. Yanagisawa, A. Saito, N. Imai, T. Gomi, M. Miura, S. Michimasa, H. Iwasaki, N. Fukuda, M. Ishihara, T. Kubo, S. Kubono, H. Kumagai, S.M. Lukyanov, T. Motobayashi, T.K. Onishi, Yu.E. Penionzhkevich, S. Shimoura, T. Teranishi, K. Ue, V. Ugryumov, A. Yoshida, *Phys. Lett. B* **542**, 49 (2002)
- [54] S. Grévy, J.C. Angélique, P. Baumann, C. Borcea, A. Buta, G. Canchel, W.N. Catford, S. Courtin, J.M. Daugas, F. de Oliveira, P. Dessagne, Z. Dlouhy, A. Knipper, K.L. Kratz, F.R. Lecomte, J.L. Lecouey, G.

- Lehrsenneau, M. Lewitowicz, E. Liénard, S. Lukyanov, F. Maréchal, C. Miehé, J. Mrázek, F. Negoita, N.A. Orr, D. Pantelicac, Y. Penionzhkevich, J. Péter, B. Pfeiffer, S. Pietri, E. Poirier, O. Sorlin, M. Stanoieue, I. Stefan, C. Stodel, C. Timis, *Phys. Lett. B* **594**, 252 (2004)
- [55] R. Anne, D. Bazin, A.C. Mueller, J.C. Jacmart, M. Langevin, *Nucl. Instr. Meth. A* **257**, 215 (1987); R. Anne, A. C. Mueller, *Nucl. Instr. Meth. B* **70**, 276 (1992); J.P. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M.S. Pravikoff, A. Fleury, *Nucl. Instr. Meth. A* **248**, 267 (1986)
- [56] T. Kubo, M. Ishihara, N. Inabe, H. Kumagai, I. Tanihata, K. Yoshida, *Nucl. Instr. Meth. B* **70**, 309 (1992)
- [57] D. Bazin, O. Tarasov, M. Lewitowicz, O. Sorlin, *Nucl. Instr. Meth. A* **487**, 307 (2002); O. Tarasov, D. Bazin, M.Lewitowicz, and O. Sorlin, *Nucl. Phys. A* **701**, 661c (2002)
- [58] Kumagai, H.et al, *Nucl. Instr. Meth. A* **470**, 562 (2001)
- [59] L. Bianchi B. Fernandez, J. Gastebois, A. Gillibert, W. Mittig, J. Barrette, *Nucl. Instr. Meth. A* **276**, 509 (1989)
- [60] F.A. Beck, in *Instrumentation for Heavy Ion Nuclear Research*, szerk. D. Shapira, (Harwood, New York, 1984), 129.o
- [61] Takeuchi S. et al, *RIKEN Accel. Prog. Rep.* **36**, 148 (2002)
- [62] E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, A. P. Zuker, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 427 (2005)
- [63] T. Otsuka, Y. Utsuno, R. Fujimoto, B.A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki, *Eur. Phys. J. A* **13**, 69 (2002)
- [64] Y. Utsuno, T. Otsuka, T. Mizusaki, M. Honma, *Phys. Rev. C* **60**, 054315 (1999)

- [65] Y. Utsuno, T. Otsuka, T. Mizusaki, M. Honma, *Phys. Rev. C* **64**, 011301 (2001)
- [66] B.V. Pritychenko, T. Glasmacher, P.D. Cottle, M. Fauerbach, R.W. Ibbotson, K.W. Kemper, V. Maddalena, A. Navin, R. Ronningen, A. Sakharuk, H. Scheit, V.G. Zelevinsky, *Phys. Lett. B* **461**, 322 (1999)
- [67] V. Tripathi, S.L. Tabor, P.F. Mantica, C.R. Hoffman, M. Wiedeking, A.D. Davies, S.N. Liddick, W.F. Mueller, T. Otsuka, A. Stolz, B.E. Tomlin, Y. Utsuno, A. Volya, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 162501 (2005)
- [68] M. Belleguic, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, D. Sohler, M.J. Lopez-Jimenez, T. Otsuka, M.G. Saint-Laurent, O. Sorlin, M. Stanoiu, Y. Utsuno, Yu.-E. Penionzhkevich, N.L. Achouri, J.C. Angélique, C. Borcea, C. Bourgeois, J.M. Daugas, F. De Oliveira-Santos, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Z. Elekes, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, S.M. Lukyanov, W. Mittig, M.G. Porquet, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, Y. Sobolev, C. Stodel, J. Timár, *Phys. Rev. C* **72**, 054316 (2005)
- [69] H. Nann, K.K. Seth, S.G. Iversen, M.O. Kaletka, D.B. Barlow and D. Smith, *Phys. Lett. B* **96**, 261 (1980).
- [70] A.T. Reed, O. Tarasov, R.D. Page, D. Guillemaud-Mueller, Yu. E. Penionzhkevich, R. G. Allatt, J. C. Angélique, R. Anne, C. Borcea, V. Burjan, W. N. Catford, Z. Dlouhy, C. Donzaud, S. Grévy, M. Lewitowicz, S. M. Lukyanov, F. M. Marques, G. Martinez, A. C. Mueller, P.J. Nolan, J. Novak, N. A. Orr, F. Pougheon, P.H. Regan, M.G. Saint-Laurent, T. Siiskonen, E. Sokol, O. Sorlin, J. Suhonen, W. Trinder, S. M. Vincent, *Phys. Rev. C* **60**, 024311 (1999)
- [71] J. Gibelin, D. Beaumel, T. Motobayashi, N. Aoi, H. Baba, Y. Blumenfeld, Zs. Dombrádi, Z. Elekes, S. Fortier, N. Frascaria, N. Fukuda, T. Gomi, K. Ishikawa, Y. Kondo, T. Kubo, V. Lima, T. Nakamura, A. Saito, Y. Satou, E. Takeshita, S. Takeuchi, T. Teranishi, Y. Togano, A.

M. Vinodkumar, Y. Yanagisawa, K. Yoshida, *Phys. Rev. C* **75** 057306 (2007) .

- [72] E.K. Warburton, B.A. Brown, *Phys. Rev. C* **46**, 923 (1992)
- [73] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, H. Hasegawa, N. Imai, M. Ishihara, H. Iwasaki, S. Kanno, S. Kawai, T. Kishida, T. Kubo, K. Kurita, Y. Matsuyama, S. Michimasa, T. Minemura, T. Motobayashi, M. Notani, T. Ohnishi, H.J. Ong, S. Ota, A. Ozawa, H.K. Sakai, H. Sakurai, S. Shimoura, E. Takeshita, S. Takeuchi, M. Tamaki, Y. Togano, K. Yamada, Y. Yanagisawa, K. Yoneda, *Phys. Lett. B* **599**, 17 (2004)
- [74] H. Iwasaki, T. Motobayashi, H. Sakurai, K. Yoneda, T. Gomi, N. Aoi, N. Fukuda, Zs. Fülöp, U. Futakami, Z. Gácsi, Y. Higurashi, N. Imai, N. Iwasa, T. Kubo, M. Kunibu, M. Kurokawa, Z. Liu, T. Minemura, A. Saito, M. Serata, S. Shimoura, S. Takeuchi, Y.X. Watanabe, K. Yamada, Y. Yanagisawa, M. Ishihara, *Phys. Lett. B* **620**, 118 (2005)
- [75] Zs. Dombrádi, Z. Elekes, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, H. Hasegawa, N. Imai, M. Ishihara, H. Iwasaki, S. Kanno, S. Kawai, T. Kishida, T. Kubo, K. Kurita, Y. Matsuyama, S. Michimasa, T. Minemura, T. Motobayashi, M. Notani, T. Ohnishi, H. J. Ong, S. Ota, A. Ozawa, H. K. Sakai, H. Sakurai, S. Shimoura, E. Takeshita, S. Takeuchi, M. Tamaki, Y. Togano, K. Yamada, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 182501 (2006)
- [76] A. Obertelli, A. Gillibert, N. Alamanos, M. Alvarez, F. Auger, R. Dayras, A. Drouart, G. de France, B. Jurado, N. Keeley, V. Lapoux, W. Mittig, X. Mougeot, L. Nalpas, A. Pakou, N. Patronis, E.C. Pollacco, F. Rejmund, M. Rejmund, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, F. Skaza, Ch. Theisen, *Phys. Lett. B* **633**, 33 (2006)
- [77] J.R. Terry, D. Bazin, B.A. Brown, C.M. Campbell, J.A. Churcha, J.M. Cook, A.D. Davies, D.-C. Dinca, J. Enders, A. Gade, T. Glasmacher,

- P.G. Hansen, J.L. Lecouey, T. Otsuka, B. Pritychenko, B.M. Sherrill, J.A. Tostevin, Y. Utsuno, K. Yoneda, H. Zwahlen, *Phys. Lett. B* **640**, 86 (2006)
- [78] M. Meister, K. Markenroth, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, W. Dostal, B. Eberlein, Th.W. Elze, H. Emling, C. Forssén, H. Geissel, M. Hellström, R. Holzmann, B. Jonson, J.V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, H. Simon, O. Tengblad, and M.V. Zhukov, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 102501 (2002)
- [79] H. Grawe, *Acta Phys. Pol. B* **34**, 2267 (2003)
- [80] A.H. Wapstra, G. Audi, *Nucl. Phys. A* **432**, 1 (1985)
- [81] A. Abzouzi, M.S. Anthony, V.B. Ndocko, *Nuovo Cimento A* **97**, 753 (1987)
- [82] A. Ozawa, T. Kobayashi, T. Suzuki, K. Yoshida, I. Tanihata, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5493 (2000)
- [83] P.G. Thirolf, B.V. Pritychenko, B.A. Brown, P.D. Cottle, M. Chromik, T. Glasmacher, G. Hackman, R.W. Ibbotson, K.W. Kemper, T. Otsuka, L.A. Riley, H. Scheit, *Phys. Lett. B* **485**, 16 (2000)
- [84] E. Becheva, Y. Blumenfeld, E. Khan, D. Beaumel, J. M. Daugas, F. Delaunay, Ch-E. Demonchy, A. Drouart, M. Fallot, A. Gillibert, L. Giot, M. Grasso, N. Keeley, K.W. Kemper, D. T. Khoa, V. Lapoux, V. Lima, A. Musumarra, L. Nalpas, E. C. Pollacco, O. Roig, P. Roussel-Chomaz, J. E. Sauvestre, J. A. Scarpaci, F. Skaza, H. S. Than, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 012501 (2006)
- [85] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, N. Aoi, S. Bishop, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, Y. Hashimoto, N. Imai, N. Iwasa, H. Iwasaki, G. Kalinka, Y.

Kondo, A. A. Korshennikov, K. Kurita, M. Kurokawa, N. Matsui, T. Motobayashi, T. Nakamura, T. Nakao, E. Yu. Nikolskii, T. K. Ohnishi, T. Okumura, S. Ota, A. Perera, A. Saito, H. Sakurai, Y. Satou, D. Sohler, T. Sumikama, D. Suzuki, M. Suzuki, H. Takeda, S. Takeuchi, Y. Togano, Y. Yanagisawa, *Phys. Rev. C* **74**, 017306 (2006)

[86] M. Stanoiu, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, B.A. Brown, M. Belleguic, D. Sohler, M.G. Saint Laurent, M.J. Lopez-Jimenez, Y. E. Penionzhkevich, G. Sletten, N. L. Achouri, J.C. Angélique, F. Becker, C. Borcea, C. Bourgeois, A. Bracco, J.M. Daugas, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Zs. Fülöp, D. Guillemaud-Mueller, S. Grévy, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Krasznahorkay, M. Lewitowicz, S. Leenhardt, S. Lukyanov, P. Mayet, S. Mandal, H. van der Marel, W. Mittig, J. Mrázek, F. Negota, F. De Oliveira-Santos, Zs. Podolyák, F. Pougheon, M. G. Porquet, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, Y. Sobolev, C. Stodel, J. Timár, A. Yamamoto, *Phys. Rev. C* **69**, 034312 (2004)

[87] W.N. Catford, L.K. Fifield, N.A. Orr, C.L. Woods, *Nucl. Phys. A* **503**, 263 (1989)

[88] B.A. Brown, W.A. Richter, *Phys. Rev. C* **72**, 057301 (2005)

[89] M. Stanoiu, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, B.A. Brown, M. Belleguic, D. Sohler, M.G. Saint Laurent, M.J. Lopez-Jimenez, Y. E. Penionzhkevich, G. Sletten, N. L. Achouri, J.C. Angélique, F. Becker, C. Borcea, C. Bourgeois, A. Bracco, J.M. Daugas, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Zs. Fülöp, D. Guillemaud-Mueller, S. Grévy, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Krasznahorkay, M. Lewitowicz, S. Leenhardt, S. Lukyanov, P. Mayet, S. Mandal, H. van der Marel, W. Mittig, J. Mrázek, F. Negota, F. De Oliveira-Santos, Zs. Podolyák, F. Pougheon, M. G. Porquet, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, Y. Sobolev, C. Stodel, J. Timár, A. Yamamoto, *Nucl. Phys. A* **746**, 135c (2004)

- [90] L.K. Fifield, J.L. Durell, M.A.C. Hotchkis, J.R. Leigh, T.R. Ophel, D. C. Weissler, *Nucl. Phys. A* **385**, 505 (1982)
- [91] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, N. Aoi, S. Bishop, Zs. Fülöp, J. Gibelin, T. Gomi, Y. Hashimoto, N. Imai, N. Iwasa, H. Iwasaki, G. Kalinka, Y. Kondo, A. A. Korshennikov, K. Kurita, M. Kurokawa, N. Matsui, T. Motobayashi, T. Nakamura, T. Nakao, E.Yu. Nikolskii, T.K. Ohnishi, T. Okumura, S. Ota, A. Perera, A. Saito, H. Sakurai, Y. Satou, D. Sohler, T. Sumikama, D. Suzuki, M. Suzuki, H. Takeda, S. Takeuchi, Y. Togano, Y. Yanagisawa, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 102502 (2007)
- [92] A. Volya, V. Zelevinsky, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 052501 (2005)
- [93] B.A. Brown, W.A. Richter, *Phys. Rev. C* **74**, 034315 (2006)
- [94] P. D. Cottle, K. W. Kemper, *Phys. Rev. C* **58**, 3761 (1998)
- [95] P. D. Cottle, K. W. Kemper, *Phys. Rev. C* **66**, 061301 (2002)
- [96] Zs. Dombrádi, D. Sohler, O. Sorlin, F. Azaiez, F. Nowacki, M. Stanoiu, Yu.-E. Penionzhkevich, J. Timár, F. Amorini, D. Baiborodin, A. Bauchet, F. Becker, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Z. Elekes, D. Guillemaud-Mueller, F. Ibrahim, M. Lewitowicz, M.J. Lopez, R. Lucas, S.M. Lukyanov, V. Maslov, C. Moore, J. Mrázek, M.G. Saint-Laurent, F. Sarazin, J.A. Scarpaci, G. Sletten, C. Stodel, M. Taylor, C. Theisen, G. Voltolini, *Nuclear Physics A* **727** 195 (2003)
- [97] O. Sorlin, Zs. Dombrádi, D. Sohler, F. Azaiez, J. Timár, Yu.-E. Penionzhkevich, F. Amorini, D. Baiborodin, A. Bauchet, F. Becker, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, L. Gaudefroy, D. Guillemaud-Mueller, F. Ibrahim, M.J. Lopez, R. Lucas, S.M. Lukyanov, V. Maslov, J. Mrázek, C. Moore, F. Nowacki, F. Pougheon, M.G. Saint-Laurent, F. Sarazin, J.A. Scarpaci, G. Sletten,

- M. Stanoiu, C. Stodel, M. Taylor, Ch. Theisen, *Eur. Phys. J. A* **22**, 173 (2004)
- [98] D. Sohler, Zs. Dombrádi, J. Timár, O. Sorlin, F. Azaiez, F. Amorini, M. Belleguic, C. Bourgeois, C. Donzaud, J. Duprat, D. Guillemaud-Mueller, F. Ibrahim, J.A. Scarpaci, M. Stanoiu, M.J. Lopez, M.G. Saint-Laurent, F. Becker, F. Sarazin, C. Stodel, G. Voltolini, S.M. Lukyanov, V. Maslov, Yu.-E. Penionzhkevich, M. Girod, S. Peru, F. Nowacki, G. Sletten, R. Lucas, C. Theisen, D. Baiborodin, Z. Dlouhy, J. Mrázek, C. Borcea, A. Bauchet, C. J. Moore, M. J. Taylor, *Phys. Rev. C* **66**, 054302 (2002)
- [99] B. Fornal, R. Broda, W. Krolas, T. Pawlat, J. Wrzesiński, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, G. Viesti, G. de Angelis, M. Cinausero, D. Napoli, J. Gerl, E. Caurier, F. Nowacki, *Eur. Phys. J. A* **7**, 147 (2000)
- [100] J. A. Winger, P. F. Mantica, R. M. Ronningen, M. A. Caprio, *Phys. Rev. C* **64**, 064318 (2001)
- [101] B. Bastin, S. Grévy, D. Sohler, Zs. Dombrádi, N.L. Achouri, J.C. Angélique, F. Azaiez, D. Baiborodin, R. Borcea, C. Bourgeois, A. Buta, A. Burger, R. Chapman, J.C. Dalouzy, Z. Dlouhy, A. Drouard, Z. Elekes, S. Franchoo, S. Iacob, B. Laurent, M. Lazar, X. Liang, E. Lienard, J. Mrázek, L. Nalpas, F. Negoita, N.A. Orr, Yu.-E. Penionzhkevich, Zs. Podolyák, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, O. Sorlin, M. Stanoiu, I. Stefan M. G. Saint-Laurent, F. Nowacki, A. Poves, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 092501 (2007)
- [102] P. D. Cottle and K. W. Kemper, *Phys. Rev. C* **58**, 3761 (1998)
- [103] L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Zs. Dombrádi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gelin, J. Gibelin, S. Grévy, F. Hammache, F. Ibrahim, K. Kemper, K.L. Kratz, S.M. Lukyanov, C. Monrozeau, L.

- Nalpas, F. Nowacki, A.N. Ostrowski, Yu.-E. Penionzhkevich, E. Pollaco, P. Roussel-Chomaz, E. Rich, J.A. Scarpaci, M.G. St-Laurent, D. Sohler, M. Stanoiu, E. Trygggestadt, D. Verney, *J. Phys. G* **31**, S1623 (2005)
- [104] L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Zs. Dombrádi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gelin, J. Gibelin, S. Grévy, F. Hammache, F. Ibrahim, K.W. Kemper, K.-L. Kratz, S.M. Lukyanov, C. Monrozeau, L. Nalpas, F. Nowacki, A. N. Ostrowski, T. Otsuka, Yu.-E. Penionzhkevich, J. Piekarewicz, E.C. Pollacco, P. Roussel-Chomaz, E. Rich, J.A. Scarpaci, M.G. St.-Laurent, D. Sohler, M. Stanoiu, T. Suzuki, E. Trygggestad, D. Verney, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 092501 (2006)
- [105] M. Bernas, J.C. Peng, H. Doubre, M. Langevin, M.J. Levine, F. Pougheon, P. Roussel, *Phys. Rev. C* **24**, 756 (1981)
- [106] M. Girod, Ph. Dessagne, M. Bernas, M. langevin, F. Pugheon, P. Roussel, *Phys. Rev. C* **37**, 2600 (1988)
- [107] R. Broda, B. Fornal, W. Królas, and T. Pawłat, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi-Alvarez, R. Menegazzo, G. de Angelis, P. Bednarczyk, J. Rico, D. De Acuña, P. J. Daly, R. H. Mayer, M. Sferrazza, H. Grawe, K. H. Maier, R. Schubart, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 868 (1995)
- [108] T. Ishii, M. Asai, A. Makishima, I. Hossain, M. Ogawa, J. Hasegawa, M. Matsuda, and S. Ichikawa *Phys. Rev. Lett.* **84**, 39 (2000)
- [109] A.M. Oros-Peusquens, M. Mantica, *Nucl. Phys.* **A 669**, 81 (2000)
- [110] O. Sorlin, S. Leenhardt, C. Donzaud, J. Duprat, F. Azaiez, F. Nowacki, H. Grawe, Zs. Dombrádi, F. Amorini, A. Astier, D. Baiborodin, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, D. M. Cullen, Z. Dlouhy, E. Dragulescu, M. Górska, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, G. Hagemann, B. Herskind, J. Kiener, R. Lemmon, M. Lewitowicz, S.M. Lukyanov, P. Mayet, F. de Oliveira Santos, D. Pantalica, Yu.-E. Penionzhkevich,

- F. Pougheon, A. Poves, N. Redon, M.G. Saint-Laurent, J.A. Scarpaci, G. Sletten, M. Stanoiu, O. Tarasov, Ch. Theisen, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 092501 (2002)
- [111] O. Perru, O. Sorlin, S. Franchoo, F. Azaiez, E. Bouchez, C. Bourgeois, A. Chatillon, J. M. Daugas, Z. Dlouhy, Zs. Dombrádi, C. Donzaud, L. Gaudefroy, H. Grawe, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, F. Hammache, F. Ibrahim, Y. Le Coz, S. M. Lukyanov, I. Matea, J. Mrázek, F. Nowacki, Yu.-E. Penionzhkevich, F. de Oliveira Santos, F. Pougheon, M. G. Saint-Laurent, G. Sletten, M. Stanoiu, C. Stodel, Ch. Theisen, D. Verney, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 232501 (2006)
- [112] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B.A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 082502 (2001)
- [113] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe, Y. Akaishi, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 232502 (2005)
- [114] T. Otsuka, T. Matsuo, D. Abe, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 162501 (2006)
- [115] R.V.F. Janssens, *Nature* **435** 897 (2005)
- [116] A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, C. Miede, C. Richard-Serre, G. Valter, A. Poves, H.L. Ravn, G. Marguier, *Phys. Rev. C* **31**, 2226 (1985)
- [117] L. Chen, B. Blank, B.A. Brown, M. Chartier, A. Galonsky, P.G. Hansen, M. Thoennessen, *Phys. Lett.* **B 505**, 21 (2001); M.S. Golovkov, L.V. Grigorenko, A.S. Fomichev, A.V. Gorshkov, V.A. Gorshkov, S.A. Krupko, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, V.A. Kuzmin, B.G. Novatskii, D.N. Stepanov, S. Fortier, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, nucl-ex/0608035
- [118] Z. Elekes, Zs. Dombrádi, A. Krasznahorkay, H. Babac, M. Csatlós, L. Csige, N. Fukuda, Zs. Fülöp, Z. Gácsi, J. Gulyás, N. Iwasa, H. Kinugawa, S. Kubono, M. Kurokawa, X. Liu, S. Michimasa, T. Minemura,

T. Motobayashi, A. Ozawa, A. Saito, S. Shimoura, S. Takeuchi, I. Tanihata, P. Thirolf, Y. Yanagisawa, K. Yoshida, *Phys. Lett. B* **586**, 34 (2004)