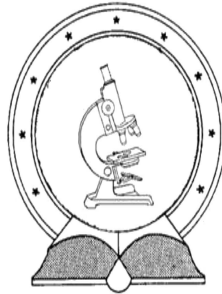


DE TTK



1949

**Az $N = 14$ és $N = 16$ alhéjzáródások
környékén elhelyezkedő ^{19}C , ^{21}N és ^{25}F
radioaktív atommagok magszerkezetének
vizsgálata**

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Vajta Zsolt

Témavezető:

Dr. Dombrádi Zsolt

Debreceni Egyetem
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Debrecen, 2016

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

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

Debrecen, 2016.

Vajta Zsolt
jelölt

Tanúsítom, hogy Vajta Zsolt doktorjelölt 2010 - 2015 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2016.

Dr. Dombrádi Zsolt
témavezető

Az $N = 14$ és $N = 16$ alhéjzáródások környékén
elhelyezkedő ^{19}C , ^{21}N és ^{25}F radioaktív atommagok
magszerkezetének vizsgálata

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

Írta: Vajta Zsolt, okleveles informatikus fizikus

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

Témavezető: Dr. Dombrádi Zsolt

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.

A doktori szigorlat időpontja: 2014. december 12.

Az értekezés bírálói:

Dr.
Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.
Dr.
Dr.

Az értekezés védésének időpontja:

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. Történelmi és elméleti áttekintés	5
2.1. A korai magfizika mérföldkövei	5
2.1.1. Megfigyelések és mágikus számok	5
2.1.2. A héjmodell (független részecske-modell)	8
2.1.3. Spin-pálya kölcsönhatás	8
2.1.4. Maradék kölcsönhatások a héjmodell-számolásokban .	10
2.2. Új kísérleti eredmények	13
2.2.1. Héjzáródások állandósága a stabilitási sávtól távolodva	13
2.2.2. Héjzáródások vizsgálata radioaktív-nyalábos kísérle-	
tekben	15
3. Kísérleti berendezések és módszerek	21
3.1. Radioaktív ionnyalábok előállítása	21
3.2. Másodlagos, radioaktív ionnyalábok azonosítása	26
3.3. γ -spektroszkópiai berendezések	29
3.4. Reakciótermékek azonosítása	33
3.5. A vizsgálatok során használt szoftverek	37
3.5.1. A nyers detektorjelek feldolgozása	37
3.5.2. Geant4 szimulációs környezet	42
3.5.3. ROOT	46
3.5.4. Fresco	47

4. Eredmények	49
4.1. A ^{19}C atommag γ-spektroszkópiai vizsgálata neutron- kiütési reakcióban	49
4.1.1. A ^{19}C atommagra vonatkozó irodalom áttekintése . .	49
4.1.2. A kísérlet leírása	52
4.1.3. Kísérleti adatok kiértékelése	54
4.1.4. Kísérleti eredmények, következtetések	64
4.2. A ^{21}N atommag szerkezetének tanulmányozása γ-spekt- roszkópiai módszerekkel	70
4.2.1. A ^{21}N atommagra vonatkozó irodalom áttekintése . .	70
4.2.2. Kísérleti leírás	71
4.2.3. Kísérleti adatok kiértékelése	72
4.2.4. Kísérleti eredmények, következtetések	76
4.3. A ^{25}F atommag gerjesztett állapotainak γ-spektrosz- kópiai feltárása	86
4.3.1. A ^{25}F atommagra vonatkozó irodalom áttekintése . .	86
4.3.2. Kísérleti leírás	88
4.3.3. Kísérleti adatok kiértékelése	90
4.3.4. Kísérleti eredmények, következtetések	96
5. Összefoglalás	105
6. Summary	109
7. Köszönetnyilvánítás	113
Irodalomjegyzék	115
Mellékletek	I
M.0. Publikációk	I

1. fejezet

Bevezetés

A kísérleti atommagfizika az utóbbi évtizedben jelentős mértékben a radioaktív nyalábon végezhető vizsgálatok felé fordult. Elsősorban nagy és közepes energián történő fragmentációban keletkező radioaktív ionokat használnak másodlagos nyalábként, aminek segítségével a proton illetve neutron instabilitási vonalig vizsgálhatóak a könnyű atommagok. Az ebben a tartományban található atommagok előállítása és tanulmányozása korábban technikailag nem volt megvalósítható, napjainkban azonban a radioaktív nyalábgyárok fejlődése lehetővé teszi az ezekhez kapcsolódó magszerkezeti kutatásokat.

A korai magfizikai kutatások a stabil atommagokra és azok környezetére koncentráltak. A stabilitási völgyben és környékén összegyűjtött kísérleti eredmények alapján megmutatták, hogy az úgynevezett mágikus számú proton és/vagy neutron (N vagy $Z = 8, 20, 28, 50, \dots$) tartalmazó atommagok különösen stabil szerkezettel rendelkeznek, ami a nukleonok zárt héjakba rendeződésével volt magyarázható. A mágikus számok felfedezése nagyban elősegítette az atommagok szerkezetének megértését és mérföldkövet jelentett a további elméleti leírások kidolgozásánál. A mágikus számok állandósága több évtizedig alaptétel volt a magszerkezet kutatásban.

Az utóbbi két évtizedben a legkönnyebb atommagok tömegére, sugarára és spektroszkópiai tulajdonságaira vonatkozó kísérleti eredmények szolgál-

tattak információt arra, hogy a héjközök érzékenyek az atommagok proton- és neutronsám asszimetriájára. A mágikus számok nem feltétlenül állandóak, a proton- és neutron-héjzáródásokra jellemző nagy energiaközök csökkennek, az ismert héjzáródások eltűnhetnek és újak jöhetnek létre. Emellett az erősen neutrontöbbletes ($N/Z \geq 2$) atommagokban az első generációs radioaktív nyalábos berendezésekkel számos új jelenséget figyeltek meg: az előbb már említett mágikus számok elcsúszása mellett pl. glóriás atommagok megjelenését, neutronbőr kialakulását és törpe dipól rezonanciákat.

A kísérleti megfigyeléseket az elméleti leírások fejlesztése is követte. A '30-as években megalkotott folyadékcseppmodell jól leírta a vizsgálható atommagok tömegét és kötési energáit. Az 1948-ban bevezetett héjmodellel értelmezni lehetett a mágikus számokat, amelyek héjzáródási effektusok eredményeként állnak elő. A mágikus számoktól távolabbi atommagok esetén a kollektív modell bizonyult használhatónak a gerjesztési energia spektrumok leírására. A '70-es évekre az összegyűlt kísérleti adatokból levonták azt a következtetést, hogy az alapvető magmodellek koncepcióban megfelelők.

A '70-es és '80-as évek között elindult és mai napig is tartó radioaktív nyalábos kísérleti vizsgálatok számos változást hoztak a magfizikában. Megfigyelték például, hogy magreakcióban a ^{11}Li atommag sugara ugyanakkorának látszik, mint a ^{208}Pb -é. Hasonlóan viselkedik a ^{13}Be vagy a ^{19}C is. Ezt a jelenséget úgy lehetett értelmezni, hogy a nagyon gyengén kötött neutron ideje nagy részét a többi nukleontól elég távol tölti. A másik nagy érdeklődést keltő megfigyelés az volt, hogy az $N = 20$ -as mágikus számú neutronnal rendelkező ^{31}Na körüli atommagok nem érzik az $N = 20$ héjzáródás hatását és deformáltak alapállapotban. Hasonló megfigyelést tettek az $N = 8$ ^{12}Be körüli magokra és az $N = 28$ -as ^{42}Si körüli atommagokra is. Úgy tűnik, hogy $N/Z \approx 2$ -nél a mágikus számok mágikus jellege eltűnik. Ugyanakkor az ^{22}O és ^{24}O atommagokról bebizonyították, hogy kétszer mágikusak, az $N = 14$ -es és 16 -os alhéjzáródások a stabilitási sávtól távol héjzáródásokká erősödtek. Ezen megfigyelések miatt a magszerkezet kutatás egyik fő csa-

pásiránya a héjzáródások kérdésének tisztázása és az atommagok mágikus jellegének megszűnése miatt fellépő deformáció megértése lett.

Elméleti szempontból a héjmodell ad elég széles körű és pontosságú leírást a héjzáródás problematikájában érintett atommag-tartományokról. A klasszikus héjmodell egy főhéjon belül, fenomenologikus kölcsönhatások segítségével írja le a magállapotokat. A héjzáródások megszűnése ugyanakkor szükségessé tette a modelltér bővítését, két vagy több főhéjas számolásokat kell végezni. Megjelentek a törzsnélküli *ab-initio* modellek is. A bővített állapottérhez új kölcsönhatásokat kellett származtatni. Mivel a rendelkezésre álló kísérleti adatok nem elégségesek a kétfőhéjas modellek összes fenomenologikus mátrixelemének származtatásához, újra fellendült a héjmodell kölcsönhatásoknak a szabad nukleon-nukleon kölcsönhatásokból való származtatásának a gondolata. Ezek az úgynevezett realiztikus kölcsönhatások manapság mezonelméleti vagy QCD alapú nukleon-nukleon kölcsönhatásból kerülnek levezetésre.

A radioaktív atommagok magszerkezetének és a mögöttük megbúvó effektusok viselkedésének és hatókörének megértéshez az új jelenségek környékén található atommagokat is vizsgálni kell. Ezzel a témával és motivációval kezdtem el dolgozni az MTA Atommagkutató Intézet Kísérleti Magfizika Osztályának gammaspektroszkópiai csoportjában. Diplomamunkaként, majd később doktoranduszként nemzetközi együttműködésekben végzett kísérletek adatainak kiértékelése volt a feladatom, így kapcsolódtam be az $N = 14$ és 16 alhéjzáródások körül elhelyezkedő atommagok: a ^{19}C , ^{21}N és ^{25}F vizsgálatába.

A ^{19}C atommag esetén 3 kísérletileg azonosított alacsonyenergiás gerjesztett állapot áll szemben a héjmodell-számítások által jóslott 2 gerjesztett állapottal. Az ellentmondás feloldása érdekében kezdtem el vizsgálni ezt az atommagot egyneutron-kiütéses reakcióban, amely reakció különösen alkalmas a valencia neutronok gerjesztésével előálló állapotok tanulmányozására. A neutrongazdag ^{21}N atommag a kétszer mágikus jelleget mutató ^{22}O és az $N = 14$ héjzáródást nem érző ^{20}C atommagok között helyezke-

dik el az $N = 14$ izotónsoron. A neutrongazdag ^{21}N atommag esetén most először vizsgáltuk az átmeneti valószínűséget és deformációt, amelyek segítségével többet tudhatunk meg az $N = 14$ neutronsámhoz tartozó héjzáródás viselkedéséről. A magtérképen az $N = 16$ vonal mentén közvetlenül a kétszeresen mágikus ^{24}O felett elhelyezkedő ^{25}F atommagról kevés kísérleti információval rendelkezünk. Fragmentációs reakcióval végzett kísérletek adatait felhasználva szeretném a ^{25}F atommaghoz tartozó γ -sugárzásokat azonosítani és felépíteni a nívósémát. Ezeket az adatokat pedig összevetve a héjmodell-számolásokkal szeretném jobban megérteni a ^{25}F atommag szerkezetét és többet megtudni az esetleges kontinuum hatásokról és az esetleg kötött intruder állapotokról.

Dolgozatomban az elméleti háttér, a kísérletekben alkalmazott berendezések és az általam használt kiértékelési módszerek ismertetése után az említett magok szerkezetének kutatásában elért eredményeimet mutatom be.

2. fejezet

Történelmi és elméleti áttekintés

2.1. A korai magfizika mérföldkövei

2.1.1. Megfigyelések és mágikus számok

A tudománytörténet a magfizika kezdetét 1911-re teszi, amikor Rutherford az α -szórási kísérleteivel [1] kimutatta, hogy az atom nem tömör. Az atom tömegének döntő része annak közepében van koncentráva, amit az atom magjának neveztek el. 1916-ban $^{14}\text{N}(\alpha, p)$ reakció segítségével megfigyelték, hogy a magban pozitív töltésű részecskék találhatók, amelyeket protonnak neveztek el. Később Chadwick ködkamrás kísérleteivel [2] kimutatta, hogy az atommag másik összetevője a semleges neutron. Innentől beszélhetünk igazából magszerkezet kutatásról, mivel az atommagot, mint protonokból és neutronokból felépülő szerkezetet vizsgálták tovább.

Az atommag felfedezését követte annak a megfigyelése is, hogy adott elemhez különböző tömegek tartozhatnak, vagyis különböző izotópok léteznek [3]. Később kiderült, hogy ezt az atommagban található neutronok számának különbözősége okozza. Ez utóbbi felfedezés mutatott arra rá, hogy érdemes a magfizikai kísérleti eredményeket a proton- és neutrons szám függvényében vizsgálni. Ezt a rendszerezést követve hamar kiderült, hogy az atommagok egyes tulajdonságaihoz rendelt mérőszámok bizonyos proton-

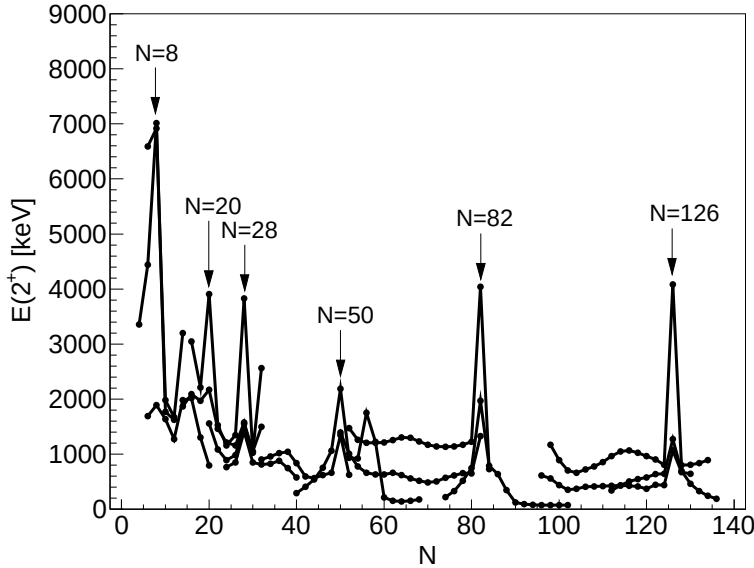
és neutronszámok közelében gyors változást mutatnak.

Hasonló jelenséget figyeltek meg az atomi elektronhéjak tanulmányozása során, ahol a nemesgáz elemek (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn) elektronhéjai különösen stabilnak bizonyultak a $Z = 2, 10, 18, 36, 54$ és 86 „mágikus számoknál”. Ott ezek a számok a lezárt elektronhéjakat jelölik. Ehhez hasonló jelenséget láttak kibontakozni a magfizikusok az atommagok esetében is. Ha egy atommagban a neutronok és/vagy a protonok száma $N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ és 126 , akkor ez az atommag sok tekintetben stabilabb mint a többi. Ezeket a számokat Wigner Jenő nevezte el mágikus számoknak. A mágikus számú protonnal vagy neutronnal rendelkező atommagokra az egyszerűen mágikus, ha a proton- és neutronszám is mágikus akkor kétszeresen mágikus atommag megnevezést is használja a magfizika.

Számos kísérleti megfigyelés alátámasztotta a mágikus számok létezését. A kötési energia vizsgálataiból kitűnt, hogy mágikus számú protont és/vagy neutron tartalmazó atommagok kötési energiája a legnagyobb. A proton- és neutronseparációs energiákban is megfigyelhető volt, hogy az ilyen atommagokhoz hozzáadott nukleon gyengébben kötött mint a többi.

A mágikus számok hatása jól megfigyelhető a kémiai elem- és izotópeľfordulási gyakoriságnál is. Mivel ezek a mágikus számú protont és/vagy neutron tartalmazó atommagok stabilabbak, ezért a naprendszerben és a Földön is nagyobb arányban vannak jelen. A mágikus számok hatása ott is tetten érhető, hogy egy elemnek hány stabil izotópja van. Például a $Z = 50$ protont tartalmazó ón izotópok között van a legtöbb stabil izotóp.

A 2.1. ábrán láthatjuk különböző izotópok első 2^+ nívóinak energiáját a neutronszám függvényében. Megfigyelhető, hogy a mágikus számoknál a gerjesztési energiában helyi maximum van, vagyis ezek az atommagok nehezen gerjeszthetőek. Hasonló viselkedést láthatunk az első 3^- és 4^+ nívók energiájában, ha azokat is a neutronszám függvényében ábrázoljuk. De a jelenség a protonszám esetében is észlelhető akkor, ha az izotóp sorokhoz tartozó $2^+, 3^-$ és 4^+ nívók energiáját ábrázoljuk a protonszám függvényében.



2.1. ábra. Az ábrán a páros-páros O, Ne, Ar, Ca, Ti, Fe, Ni, Ge, Zr, Cd, Sn, Gd, Hg, Pb és Rn izotópok első 2^+ nivóinak energiája látható a neutronszám függvényében.

A redukált $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ átmeneti valószínűségeket, melyet röviden csak $B(E2)$ értékeknek szoktunk nevezni, több tömegszám tartományon is vizsgálták [4, 5, 6, 8]. Megállapították, hogy a $B(E2)$ értékek magasak a deformált atommagok esetén és különösen alacsonyok a mágikus magok környékén. A mágikus számok okozta effektus jól megfigyelhető Raman és munkatársai munkájában [7] az 8O -, 20Ca -, 50Sn - és 82Pb -izotópsorokon. A $B(E2)$ érték közvetetten kapcsolatban van a proton és neutron deformációs paraméterekkel, azokat más módszerekkel vizsgálva további információt kaphatunk az atommagoknál eltűnő és létrejövő mágikus számokról.

Sokáig lehetne sorolni az atommag azon tulajdonságait (kvadrupólnyomaték, magsugár, magreakció-adatok ...), amelyek alátámasztják a mágikus számoknál jelentkező változásokat. Minden kísérleti eredmény odavezetett, hogy a zárt elektronhéjak analógiájához hasonlóan azt feltételezték, hogy az atommagban is zárt proton- és neutronhéjak alakulhatnak ki. A jelenségek az atommag korai modelljeivel, például a folyadékcsepp modellel,

nem tudták leírni. A mágikus számok felfedezése hozzájárult az atommagok szerkezetének megértéséhez és megalapozta egy új magmodell kidolgozását.

2.1.2. A héjmodell (független részecske-modell)

Az új koncepciót a héjmodell jelentette, amelynek segítségével meg tudták magyarázni a mágikus számok megjelenését. A megközelítés hasonló volt mint az elektrónhéj szerkezeténél, vagyis a nukleonok zárt héjakba rendeződésével lehet összekapcsolni a kísérleti megfigyelésekben tapasztaltakat. Viszont meg kell említeni, hogy a modell kivitelezése jelentősen nehezebb, mint az atomi elektronokat leíró héjmodell esetén. Az atommag esetében nincs olyan jól ismert centrális erőter, mint a Coulomb-tér, az atommag nukleonjai erős kölcsönhatásban állnak egymással és egy átlagteret érzékelnek. A Pauli-elv ugyanúgy működik mint az atomfizikában, egy nívót csak két proton és két neutron tölthet be.

A héjmodell alapfelvetése, hogy a nukleonok egy átlagtérben mozognak. Ezt az átlagteret egy potenciálgödörrel lehet leírni, amelynek alakja befolyásolja a nukleonpályák elhelyezkedését. A potenciálgödör alakját a modellben empirikus feltételezések segítségével tudták származtatni.

2.1.3. Spin-pálya kölcsönhatás

A spin-pálya kölcsönhatásnak az atomhéj elektronjainál csak kis hatása van. Az atommag esetében a kísérletek azt mutatják, hogy a magállapotok jelentős mértékben felhasadnak a nukleonok saját- és pálya-impulzusmomentumának relatív irányultsága alapján. Ezt a jelenséget nem lehet kezelni a potenciál alakjának módosításával.

A mágikus számok helyes értelmezéséhez Goeppert Mayer és tőle függetlenül Haxel, Jensen és Suess tették meg az utolsó lépéseket. Az atomfizikában alkalmazott spin-pálya kölcsönhatáshoz hasonló kölcsönhatás [11] segítségével képesek voltak értelmezni a magasabban elhelyezkedő héjzáródásokat is. A számolásokban alkalmazott Schrödinger egyenletet egy $V_{SO}(r)$ spin-pálya kölcsönhatási potenciállal egészítették ki:

$$V(r) \rightarrow V(r) + V_{SO}(r)(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}), \quad (2.1)$$

ahol l és s a nukleon pályá- és saját-impulzusmomentuma. A nukleon pályá- és saját-impulzusmomentumából kikombinálható a teljes impulzusmomentum j , amely két értéket vehet fel adott pályához tartozó l pályá-impulzusmomentum szerint: $j = l - 1/2$ vagy $j = l + 1/2$.

A 2.2. ábra d oszlopában láthatjuk a spin-pálya kölcsönhatással kiegészített harmonikus oszcillátor potenciálhoz tartozó állapotokat. Ezzel a közelítéssel sikeresen visszkapjuk a mágikus számokat, minden héjat követő héjköz előtt mágikus számnyi nukleont helyeztünk el a pályákon. Az adott l -lel jellemzett nívó két $j = l \pm 1/2$ alnívóra hasad fel. Amíg l értéke alacsony, addig a felhasadás mértéke kicsi. Az ábrán megfigyelhetjük, hogy az $1g$ nívótól kezdve az l növekedtével a felhasadás mértéke miatt előfordulhat, hogy a két alnívó különböző héjakba kerül. A nehezebb magoknál a harmonikus oszcillátor potenciál helyett Woods-Saxon potenciált szoktak alkalmazni.

A héjmodell ebben a formájában azon atommagok leírására használható, amelyekben a zárt héj mellett ± 1 nukleon található. Ekkor ugyanis a magtörzs még mindig tekinthető gömbszerűnek és nem szükséges a valencia nukleonok közötti maradék kölcsönhatást kezelni. Ez a korai, egyszerű megfontolások alapján felépített modell sok esetben jó egyezésben van a kísérleti adatokkal, és az átlagtér mellé bevezetett gyenge korrekciós kölcsönhatások segítségével a héjmodell jól írja le az atommagok tulajdonságait a magtérkép széles tartományain.

A spin-pálya kölcsönhatással kiegészített héjmodell és a Pauli-elv szerint egy atommagban a protonok és a neutronok az alacsonyan elhelyezkedő nívókat kezdik el betölteni. A protonok és a neutronok egymástól függetlenül és fokozatosan töltik be az alacsonyan fekvő nívókat, így állítják elő a minimális energiájú állapotot. A nagy tömegszámú atommagok esetén a protonok között fellépő Coulomb-taszítás már nem lesz elhanyagolható a nukleonok közötti erős kölcsönhatással szemben. Ezt kompenzáló több neutronállapotot kell betölteni, hogy az energetikailag legkedvezőbb izotópot kapjuk. Ily módon a héjmodell választ ad arra, hogy a közepes tömegszámútól nehezebb atommagokban miért van neutrontöbblet.

A 2.2. ábra d oszlopában is láthatjuk, hogy a héjmodell sikeresen visszaadja a kísérletileg is megfigyelt héj- és alhéjzáródásokat vagyis a mágikus számokat. A páratlan tömegszámú atommagok alapállapothoz tartozó spin és paritás jó egyezésben van a héjmodell jóslataival [9] az esetek többségében.

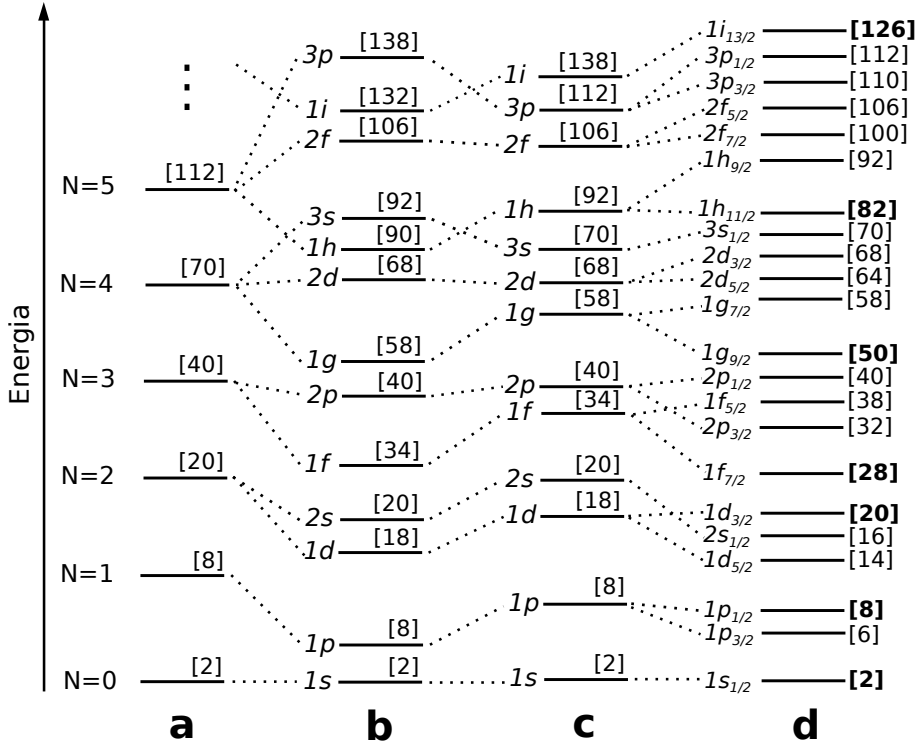
Soloviev tanulmányában [10] számos tömegszám-tartományon összehasonlította az alacsonyan elhelyezkedő gerjesztett állapotokra kapott kísérleti adatokat a modellszámítások eredményeivel. Megállapította, hogy a héjmodell jóslatai jó egyezésben vannak a duplán mágikus ± 1 nukleonnal rendelkező atommag kísérleti eredményeivel. Kivétel képez ez alól például a $^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$, ahol a nagyon közel elhelyezkedő $2f_{5/2}$ és $3p_{3/2}$ állapotok felcserélődnek. Megfigyelték továbbá, hogy a zárt héjhoz hozzáadott nukleonok számának növekedésével a valencia nukleonok között fellépő maradék kölcsönhatás jelentős mértékben megváltoztatja a spektrumot. Ezt a jelenséget az egyszerű héjmodell már nem tudja kezelni.

2.1.4. Maradék kölcsönhatások a héjmodell-számolásokban

Az átlagtérbe nem lehet beépíteni a nukleon-nukleon kölcsönhatás minden aspektusát. Egy jól megválasztott átlagtér helyesen adja vissza a kétszer mágikus ± 1 nukleon rendszerekben az egyrészecskeenergiákat, de a kétszer mágikus ± 2 nukleon rendszerek spektruma azt mutatja, hogy a zárt héjon kívüli két nukleon kölcsönhat egy viszonylag gyenge kölcsönhatással, amit maradék vagy effektív kölcsönhatásnak neveznek.

A héjmodell-számítások korai szakaszában egyszerű, *sematikus* kölcsönhatásokkal próbálkoztak, amelyek közül a delta kölcsönhatások és a párusz kvadrupól-kvadrupól kölcsönhatások voltak a legeredményesebbek.

A delta kölcsönhatásnak több változata is létezik. Az egyik a térfogati delta kölcsönhatás, ami akkor lép működésbe amikor a részecskék hullámfüggvénye átfed. A kölcsönhatás működése a nukleonok között fellépő rövid hatótávolságú erőn alapszik. Segítségével számos megfigyelt atommagtulajdonságot lehetett reprodukálni néhány valencia nukleont tartalmazó magokban [16, 17]. A spin függő delta kölcsönhatásban a valencia nukleo-



2.2. ábra. A héjmodellben számolt egyrészecskeenergiák: *a* oszlop: harmonikus oszcillátor potenciált feltételezve, *b* oszlop: derékszögű potenciálgödröt feltételezve, *c* oszlop: a Woods-Saxon potenciállal számolt egyrészecskeenergiák, és a *d* oszlop: a spin-pálya kölcsönhatással kiegészített harmonikus oszcillátor potenciál alkalmazásával kapott állapotok. Az *a* oszlop előtt látható minden nívóhoz az N főkvantumszám értéke. A *b* oszloptól kezdődően minden állapot előtt szerepel az előfordulási szám és az l impulzusmomentumhoz tartozó kvantumszám betűkkel jelölve ($s, p, d, f, g, \dots$). Minden állapot mellett szerepel szögletes zárójelek között az addig a pályáig elhelyezett összes nukleon száma.

nok spinbeállítását is figyelembe veszik. A delta kölcsönhatás egy egyszerűsített változata a felületi delta kölcsönhatás (SDI), amely három kézenfekvő feltételezésen alapszik: (1) a kölcsönhatás az atommagok felszínén erős, (2) a valencia nukleonok hullámfüggvényeinek közelítőleg azonos az alakjuk és az amplitudójuk az atommag felszínén függetlenül attól, hogy milyen pályán helyezkednek el és (3) a kölcsönhatás erősen lokális. Szigorúan véve egyik feltételezés sem igaz, de a modellszámolások igen jól egyeznek a

megfigyelésekkel, vagyis egy majdnem realisztikus maradék kölcsönhatásról beszélhetünk [18].

A maradék kölcsönhatás perturbáció számolás első közelítésben vett mátrixelemei kezelhetőek úgy is, mint szabad paraméterek, amelyeket a kísérleti adatokhoz történő illesztésből származtatunk. Az így előállított maradék kölcsönhatásokat és mátrixelemeket *empirikusnak* szoktuk nevezni.

A mágikus magokhoz közel (± 2 nukleon) a mátrixelemeket a legkisebb négyzetek módszerével hozzá lehet illeszteni a kísérleti adatokhoz, mivel számos állapotot ismerünk jól meghatározott, tiszta konfigurációval. Az illesztés után a mátrixelemek ismeretében kiszámolhatóvá válnak a hullámfüggvények, elektromágneses momentumok, γ - és β -átmeneti arányok és más tulajdonságok, amiket összevethetünk a kísérleti megfigyelésekkel. Ezzel az illesztési eljárással számos mátrixelemet határoztak meg több konfigurációhoz [12, 13].

Be lehet bizonyítani, hogy egy n -részecskés héjmodell mátrixelem kifejezhető két-részecskés mátrixelemek lineáris kombinációjaként. Ez azt jelenti, hogy a mátrixelemeket nemcsak a mágikus magokhoz, hanem számos a főhéjon belüli atommag kísérleti adataihoz is hozzá lehet illeszteni. Ezzel a módszerrel határozták meg az egy-egy főhéjra jellemző kölcsönhatásokat, mint például az univerzális sd-héj kölcsönhatást (USD) Brown és munkatársai [14]. A teljes sd-héjhoz meghatározták az egyrészecskeenergiákat és mátrixelemeket $A=14$ -től az $A=40$ -es tömegszámig [15].

A harmadik csapásirányt követő maradék kölcsönhatásokat *realisztikusnak* hívjuk, mivel azokat realisztikus szabad nukleon-nukleon (NN) kölcsönhatásokból származtatják. A héjmodell maradék kölcsönhatása eltér a szabad NN kölcsönhatástól. Az NN potenciált renormálni kell a héjmodell-számoláshoz, ahol a problémát az NN kölcsönhatás rövid hatótávolságú erős taszító része okozza. Ez a kutatási terület ma is az elméleti magfizika egyik fontos iránya, mivel segítségével egy teljesen mikroszkópikus elméletet lehet kidolgozni az atommag szerkezetéhez.

A nehézségek ellenére a nukleáris effektív kölcsönhatás domináns ré-

szeit le lehet vezetni a szabad NN potenciálból. Alkalmazva a realisztikus kölcsönhatásokat elfogadható leírást kaphatunk az alacsonyan elhelyezkedő állapotokra és az átmenetek intenzitásarányaira. Példaként megemlíthető az *ab-initio* csatolt-klaszteres modellszámolás [19], ahol modern NN kölcsönhatásokból származtatjuk a maradék kölcsönhatást. De vannak olyan változatok is, ahol mezonelméleti vagy QCD alapú NN kölcsönhatásokból indulnak ki.

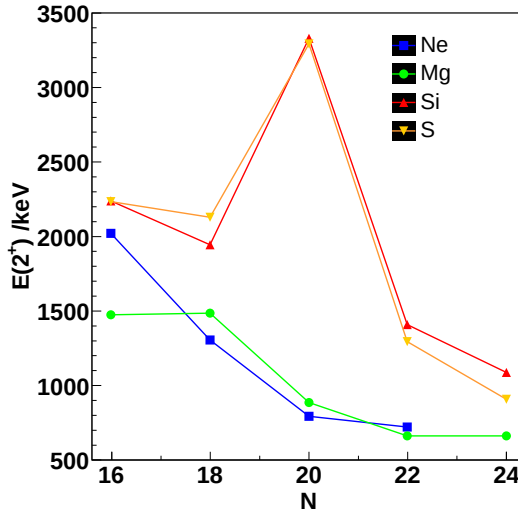
Mind a három (*empirikus*, *sematikus* és *realisztikus*) megközelítés esetén ha a mátrixok dimenziója túl nagy, akkor a diagonalizáció nehézzé válik. Azonban, ha minket csak az alacsonyan elhelyezkedő állapotok érdekelnek, akkor a Lánczos iteratív módszert [20] alkalmazhatjuk. Ez lehetővé teszi számunkra a sajátértékek és sajátvektorok véges erőfeszítéssel való meghatározását elegendő pontossággal (j-j csatolt esetben egy 10^7 -es mátrixot kevesebb mint 10 óra alatt lehet diagonalizálni egy mai asztali gépen).

2.2. Új kísérleti eredmények

2.2.1. Héjzáródások állandósága a stabilitási sávtól távolodva

Az $N = 20$ héjzáródás gyengülésére az $N/Z > 2$ atommagokon végzett kísérletek eredményei mutattak rá az 1980-as években. A Na izotópok neutron-kötési-energiájának részletes vizsgálatából [21] kiderült, hogy a $^{31,32}\text{Na}$ atommagok a vártnál erősebben kötöttek. A ^{32}Na β^- bomlása révén megmérték a ^{32}Mg 2_1^+ állapotának energiáját [22], ami csökkent a ^{30}Mg 2_1^+ állapotához képest annak ellenére, hogy benne elértük az $N = 20$ héjzáródást. Továbbá megfigyelték, hogy a ^{32}Mg első gerjesztett állapotánál még alacsonyabb energián fekszik a ^{30}Ne első gerjesztett állapota [23]. A 2.3. ábrán néhány az $N = 20$ héjzáródás és ^{32}Mg környékén található Ne, Mg, Si és S izotópok első 2^+ gerjesztett állapotának energiája látható, a Ne és Mg izotópoknál nyoma sincs az $N = 20$ héjzáródás hatásának.

A fenti megfigyeléseket a deformáció megjelenésével tudták értelmezni az $N = 20$ izotón soron. Ezt a következtetést később a Mg izotópok tömegének vizsgálata [24] is megerősítette. Az is kiderült, hogy az *sd* héjmodellten az addig használt kölcsönhatásokkal nem lehet a jelenséget leírni [25]. A



2.3. ábra. A Ne, Mg, Si és S atommagok 2_1^+ állapotainak energiái a neutronszám függvényében.

megfigyelések leírására felmerült a neutron egyrészezskeenergiák átrendeződésének [26] ötlete a héjmodellter bővítésén túl.

Az atommagban deformáció alakulhat ki, ha a főhéjak közötti távolságok csökkennek és az atommag mágikus viselkedése megszűnik. Azonban deformáció kialakulásához vezethet az is, ha egy mágikus számú neutron tartalmazó atommagban egy neutronpárt átteszünk a következő főhéjra. Ekkor növeljük a valencia nukleonok számát 4-gyel, mivel egy 2-részezske-2-lyuk gerjesztést hozunk létre. Ha a neutronok mellett van elegendő proton is a zárthéjra kívül, akkor a valencia nukleonok hatására a kialakult állapot deformált lesz az atommagban [27]. Kialakul egy deformált intruder konfiguráció [28] a szférikus konfiguráció mellett. Az atommag deformációja során nyert energia a proton-neutron kvadrupól-kvadrupól kölcsönhatásnak köszönhető, ami a valencianukleonok számával arányos, emiatt az energianyereség a héj közepén a legtöbb. Így előfordulhat, hogy az intruder állapot a szférikus állapot alá süllyed [29].

Ilyen gerjesztett intruder állapotokat találhatunk a $^{116,118}\text{Sb}$ atommagokban a $Z = 50$ vonalon [30] és a $^{182-186}\text{Pt}$ atommagokban, ahol a lesüllyedt

intruder állapotok alkotják az alapállapotokat [31]. A ^{32}Mg környékén végzett vizsgálatok megmutatták, hogy az intruder állapotokkal értelmezhetőek a megfigyelések [32]. Az $N = 20$ héjzáródás nem tűnik el, csak az intruder állapotok süllyednek le a szférikus állapotok alá a ^{32}Mg körül elhelyezkedő deformált atommagokból álló szigeten. Ugyanakkor az intruder állapotok lesüllyedését az is elősegíti, hogy a stabilitási sáv kísérleti adataihoz illesztett effektív kölcsönhatásokkal a 2-főhéjas héjmodell-számolások az $N = 20$ héjköz kismértékű csökkenését jósolták [33].

A héjmodell-számítások elvetették a főhéjak átrendeződésével járó megközelítéseket a megfigyelések leírására. Ezzel szemben az átlagtér elméleteket és modelleket ebbe az irányban fejlesztették tovább. Az átlagtér modellek segítségével megállapították, hogy a nagy neutrontöbblet megváltoztatja az átlagtér radiális alakját. Ehhez az alakhoz más potenciál fog tartozni, ezért az egyrészecskeenergiák eltolódnak és akár sorrendjük is megváltozhat [34]. A megváltozott átlagtér egy diffúzabb felületet eredményez, ami hatással van a spin-pálya kölcsönhatásra. A modellszámítások alapján [35] a $Z, N = 20$ héjzáródások felett fog a spin-pálya kölcsönhatás jelentős mértékben gyengülni, ami megint csak a héjzáródások megváltozásához vezet majd.

2.2.2. Héjzáródások vizsgálata radioaktív-nyalábos kísérletekben

A héjzáródások változásának vizsgálata új lendületet kapott a radioaktív-nyalábos kísérletek elindulásával. Számos, a stabilitási völgytől távol lévő atommagokban kezdték el vizsgálni a gerjesztett állapotokat γ - és részecske-spektroszkópiai módszerekkel.

Az $N = 8$ héjzáródás megszűnését már régóta ismerjük. Az $N/Z = 2$ vonalon elhelyezkedő ^{12}Be első 2^+ gerjesztett állapotát 2,1 MeV energián találták meg a 4,5 MeV helyett, ahova az elméleti modellek jósolták. Így jóval alacsonyabb energián helyezkedik el, mint az $N = 8$ izotón soron fekvő ^{14}C első 2^+ gerjesztett állapota, amit kísérletileg 7 MeV-en azonosítottak összhangban az elmélettel. A ^{12}Be -ra tett megfigyelések nem lepték meg

túlzottan a kutatókat, mivel korábban már észlelték az $1/2^+$ és $1/2^-$ állapotok sorrendjének felcserélődését a ^{11}Be és ^{13}C atommagokban. Ezeket a jelenséget a proton-neutron effektív kölcsönhatás megfelelő alakításával tudták leírni a héjmodell-számolásokban [36, 37]. A héjmodell-számolások a ^{12}Be alapállapotához nagy arányú neutron-2-részecske-2-lyuk gerjesztést jósoltak, ami a β -bomlás élettartamára [38] kapott értékkel jó egyezésben volt.

A modern kísérleti technikának köszönhetően számos kísérleti eredményt az $N = 8$ héjzáródás megszűnéseként értelmeztek. Megfigyelték a jelentős $s_{1/2}$ [39] és $d_{5/2}$ [40] erősségeket neutron-kiütési reakciók során. Valamint ^{12}Be -ra igen nagy tömegdeformációt mértek ki ($\beta_2 = 0,61(5)$) [41], melyet ugyancsak a héjzáródás eltűnésének segítségével magyaráztak meg. Természetesen a héjzáródás eltűnése nélkül csak a neutron-2-részecske-2-lyuk gerjesztések által létrejött intruder állapotoknak a zárt neutronhéjhoz tartozó gerjesztések alá süllyedésével is meg lehet magyarázni a megfigyeléseket.

A teljes kép feltárása megköveteli az intruder állapotok és a héjzáródás gyengülésének figyelembe vételét a héjmodell-számolásokban. Ilyen modell-számolásokkal [42] egy kevert állapotot jeleztek előre a ^{12}Be alapállapotának és megmutatták, hogy érdemes figyelembe venni a $p_{3/2}$ gerjesztéseket és az α csomósodást is. A megfelelő leíráshoz azonban elengedhetetlen mikroszkópikus klasztermmodell [43] számításokat alkalmazni, amelyben kezelhetőek a magtörzs változásai és gerjesztései is.

Az $N = 8$ héjzáródás vizsgálatát az $N = 20$ héjzáródás feltárása követte a neutrontöbbités oldalán. A vizsgálatok az $N = 20$ izotón soron a ^{32}Mg -mal indultak meg Coulomb-gerjesztés segítségével. Meghatározták a ^{32}Mg $B(E2)$ átmeneti valószínűségét [44], később pedig a ^{31}Na [45] és ^{30}Ne [23] deformációját mérték meg. Mind a három atommag esetén a deformációra $\beta_2 = 0.6$ körüli értéket határoztak meg. Emellett sikerült a ^{31}Mg -ban megtalálni az alacsonyenergiás intruder konfigurációhoz tartozó állapotokat is [46]. Ezek a megfigyelések az $N = 20$ héjzáródás megszűnésének koncepcióját erősítették, ezzel szemben az elméleti számolások elvetették a héjzáródás

megszűnését.

Az elméleti modellek [47] többsége az $N = 20$ héjzáródás gyengülésével értelmezni tudta a kísérleti adatokat. Napjainkban a héjzáródás megszűnése alatt többnyire az intruder állapotok lesüllyedését értjük, amely olyan mértékű lehet, hogy a szférikus állapotok alá is bekerülhetnek ezek az állapotok. De itt meg kell jegyezni azt, hogy nincs egyetértés abban, hogy ne csökkenhetne a héjköz drasztikusan és ez okozná a kísérleti megfigyelések eredményeit.

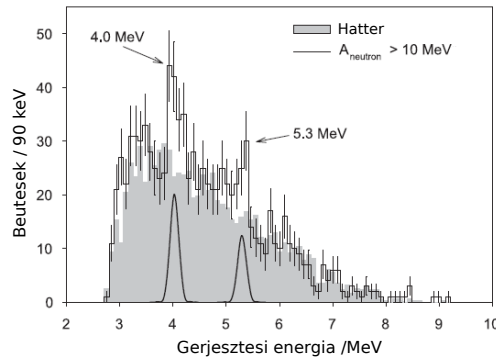
Az Atomki kutatócsoportja az $N = 20$ neutronsám mágikusságának vizsgálatával kapcsolódott be a héjzáródások változásainak kutatásába. Az $N = 18$ atommagok vizsgálatával megmutatták, hogy a héjzáródások megszűnése az egyrészecske állapotok energiájának drasztikus változása miatt következhet be. A ^{29}Na [48], ^{28}Ne [49] és ^{27}F [50] atommagok gerjesztett állapotainak energiája a stabilitási sávától távolodva egyre nagyobb eltérést mutat a kismértékű héjzáródás gyengülést figyelembe vevő modellek előrejelzéseitől. Ez azt jelenti, hogy a modellekben jelentősebb mértékű héjzáródás változást kellene figyelembe venni.

Az atommagban a létrejövő gerjesztett állapotok jellemzőit (energia, spin, paritás) az egyrészecske állapotok határozzák meg. Az Atomki munkatársai az $N = 20$ héjköz környéki egyrészecske állapotok által létrehozott gerjesztett állapotokat tanulmányozták a ^{27}Ne és ^{23}O atommagokban.

A ^{27}Ne esetén γ -spektroszkópia vizsgálat segítségével sikerült megfigyelni két alacsonyenergiás gerjesztett állapotot [49]. Ebben az esetben az $N = 20$ neutronsám mágikusságának kérdése azzal volt megválaszolható, hogy hány kötött gerjesztett állapotot létezik. Az USD héjmodell-számolás egy gerjesztett állapotot jósolt [33] megtartva az $N = 20$ neutronsám mágikusságát, míg a Monte Carlo héjmodell-számolás [51] három gerjesztett állapotot jósolt elvetve az $N = 20$ neutronsám mágikusságát. A kísérleti eredményt összevetve az elméletekkel megállapították, hogy az $N = 20$ neutronsám mágikussága megszűnik a neutrontöbbetes atommagokban.

Természetesen az előbbi eredmény értelmezésénél erősen figyelembe vet-

ték az elméleti számolásokat ahhoz, hogy a mágikusság eltűnését megállapítsák. Az elmélettől független, vagyis direkt bizonyíték érdekében magát az egyrészecske állapotok pozícióját kellett megvizsgálni az $N = 20$ héjköz csökkenésének meghatározásához. Ehhez a ^{22}O és ^2H között lejátszódó reakciót tanulmányozták [52], melynek során egy neutron beépítésével a ^{23}O atommag alap- vagy gerjesztett állapotait hozták létre.



2.4. ábra. A ^{23}O atommag gerjesztési energia spektruma [52].

A 2.4. ábrán a ^{23}O atommag gerjesztési energia spektrumát láthatjuk, amit a ^{23}O bomlásakor kirepülő neutron és a ^{22}O izotóp impulzusvektorából rekonstruáltak. A ^{23}O csak egy kötött állapottal rendelkezik, ez az alapállapota, amit az $s_{1/2}$ pályán helyet foglaló neutron hoz létre. A spektrumban látható két csúcs két nem kötött állapothoz tartozik, a 4 MeV-es csúcsot a $d_{3/2}$ neutronpályához rendelték hozzá, ezzel szemben az 5.3 MeV-es csúcsot nem tudták konkrét pályához kapcsolni. Ez utóbbi esetben csak annyi biztos, hogy az $N = 20$ héjközön túl található valamelyik neutronpályához ($f_{7/2}$, $p_{3/2}$) tartozik. Ez az eredmény azt jelenti, hogy létrejött egy jelentős, körülbelül 4 MeV-es $N = 16$ héjköz, viszont az $N = 20$ héjköz jócskán 2 MeV alá csökkent, vagyis a stabilitási sávtól távol a 16-os neutronszámot találták mágikusnak.

Ez az eredmény független az elméleti számolások előrejelzéseitől, azonban a Monte Carlo héjmodell-számolás jóslatai [53] jó egyezésben vannak

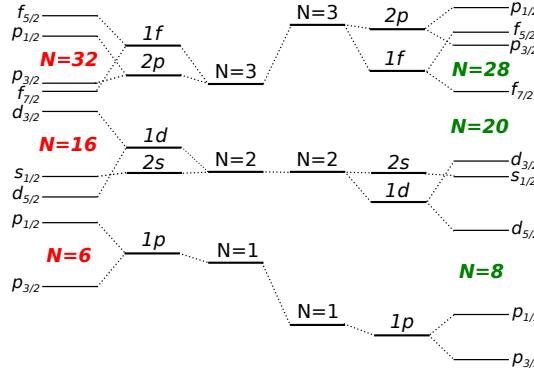
a kísérleti megfigyeléssel. Ez a modell nemcsak a neutrontöbbletes oldalon, hanem a stabilitási sávban található atommagok tulajdonságait is képes megmagyarázni.

Az oxigénizotópokat érintő további kutatások során a neutrongazdag ^{22}O atommag spektroszkópiai vizsgálatából [54] az is kiderült, hogy az itt létrejövő $N = 14$ alhéjzáródás is erős. De ez az $N = 14$ alhéjzáródás kevesebb proton mellett a ^{20}C atommagban [55] gyorsan eltűnik.

Az elméletek és a kísérletek is alátámasztják azt, hogy a neutron egyrészecskeenergiák jelentős mértékben megváltoznak a neutron- illetve protonszám változásával. Ez azt jelenti, hogy a stabilitási sávban megszokott mágikus számok megszűnnek, és helyüket újak veszik át a neutron instabilitási vonal felé haladva. A neutron instabilitási vonalon túl az $N = 8$ héjzáródás megszűnik, az $s_{1/2}$ és $p_{1/2}$ állapotok felcserélődnek a ^9He -ban, és a ^8He -ban kialakul az $N = 6$ héjzáródás. Az $N = 2Z$ vonal mentén megszűnik az $N = 20$ héjzáródás, és létrejön az $N = 16$ héjzáródás. Az $N = 16$ alhéjzáródás erőssége a ^{24}O atommagban [56] már közel 5 MeV körül van, ezzel szemben az $N = 20$ héjköz nagysága 2 MeV alatt van. Az $N = 2Z$ vonal körül már ismert az is, hogy a ^{42}Si atommagban az $N = 28$ héjzáródás elkezd veszíteni mágikusságából. Közben az ^{52}Ca atommagban kimutatták, hogy az $N = 32$ alhéjzáródás megerősödik [57], amit már több kísérleti eredmény is alátámasztott, például a neutrongazdag ^{50}Ar atommag szerkezetének vizsgálata [58].

A 2.5. ábrán látható egy vázlatos kép arról, hogy milyen módon változnak meg a neutron egyrészecskeenergiák a neutron instabilitási vonal közelében. Az $N = 6$ kialakulása esetén a $p_{1/2}$ állapot fentébb tolódik az sd héjba. Az $N = 16$ alhéjzáródás erősségét úgy magyarázhatjuk, hogy a $d_{3/2}$ állapot az sd héjból feljebb került az fp oszcillátor héjba az $f_{7/2}$ állapot alá. Az $N = 32$ alhéjzáródás létrejötte azt jelenti, hogy a $p_{3/2}$ állapot az fp főhéjból leereszkedik az $f_{7/2}$ állapot felé.

Összehasonlítva a neutron instabilitási vonal közelében kialakuló héjzáródásokat a stabilitási vonal mentén ismertekkel, több következtetést is



2.5. ábra. Balra a neutron instabilitási vonal mentén elhelyezkedő ($N = 2Z$) és jobbra a stabilitási völgyhöz tartozó ($N = Z$) atommagok Fermi níveléhez közeli egyrészecske állapotainak energiája.

levonhatunk. Az oszcillátor héjak közötti távolságok csökkennek, ami azt jelenti, hogy a potenciál völgy, amiben a valencia neutronok mozognak, sekély, ez összefüggésben van alacsony kötési energiájukkal is. A neutron instabilitási vonalnál a kis pályamomentumú állapotok közelebb kerültek a nagy pályamomentumú állapotokhoz, ez azt jelenti, hogy a potenciál diffúzabb. Kis mértékben a spin-pálya felhasadás is növekedett, sőt az új héjzáródások a spin-pálya felhasadás mentén jöttek létre.

3. fejezet

Kísérleti berendezések és módszerek

A kísérleteket a japán és francia nemzeti nehézion laboratóriumokban, a RIKEN-ben és GANIL-ban végeztük. A vizsgálatok során közepes energiájú (~ 100 MeV/nukleon) nehézion nyalábokat, valamint ezek fragmentációjából származó másodlagos radioaktív nyalábokat használtunk. A céltárgyakat sok detektorból álló spektrométerek belsejében helyeztük el és mértük a reakcióból kilépő részecskékre jellemző adatokat. Ebben a fejezetben a mérések során alkalmazott berendezéseket és módszereket mutatom be. Az egyes kísérletek részleteit azok elemzésénél tárgyalom majd.

3.1. Radioaktív ionnyalábok előállítása

A radioaktív nyalábok előállítása mindig egy stabil nyalábbal stabil céltárgyon létrehozott reakcióval kezdődik. Az atommagfizikában két fő eljárást dolgoztak ki radioaktív nyalábok előállítására: az első – úgynevezett ISOL (Isotope Separator On line) – módszer esetén vastag céltárgyat használnak, amelyben a bombázó stabil nyaláb megáll, és a reakciótermékek is bennmaradnak. A keletkezett radioaktív atomokat elsősorban kifűtéssel gyorsított diffúzióval lehet kinyerni a céltárgyból, azokat be kell vezetni egy ionforrásba, majd egy második gyorsítóberendezéssel újra kell gyorsítani az ionforrásból kijövő radioaktív nyalábot. Ezt az eljárást alkalmazzák pl. a

GANIL SPIRAL berendezésénél [59]. A második eljárás esetén olyan vékony céltárgyat alkalmaznak, amelyen az elsődleges stabil bombázó nyaláb és a reakciótermékek is át tudnak haladni. Ennél az eljárásnál repülés közben kell szétválasztani a reakciótermékeket és ionoptikai berendezések segítségével el kell juttatni azokat a másodlagos céltárgyra, ahol a vizsgálni kívánt reakciók mennek végbe. Mi ezt a módszert használtuk a GANIL SISSI+ALPHA szeparátora [60, 61] mellett és RIKEN-ben a RIPS szeparátornál [62].

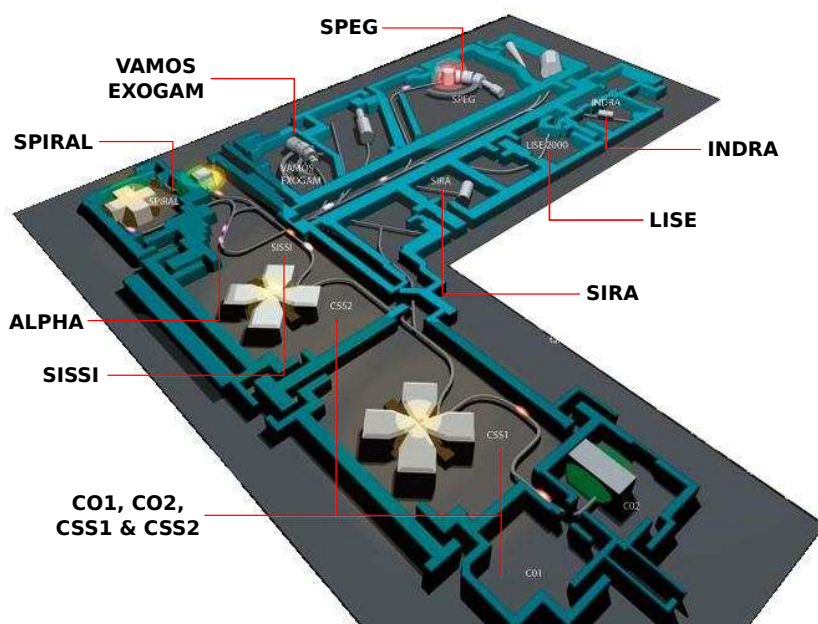
A megállított nyalábos eljárás esetén sokkal több radioaktív anyagot tudnak előállítani és az újragyorsított nyaláb rendkívül jó minőségű, de az elérhető ionnyaláb-választék nagymértékben függ az adott izotóp felezési idejétől és kémiai tulajdonságaitól. Ezzel szemben a röptében történő szétválasztás eljárása jóval egyszerűbb, nincsen szükség újabb gyorsító fokozatra, az ionnyaláb-választék is szélesebb és a kisebb felezési idejű atommagok is felhasználhatóak. A módszert ezért gyakran alkalmazzák a stabilitási sávtól távol fekvő neutrongazdag atommagok vizsgálatára.

Az elsődleges nehézion-nyalábot akár több száz MeV/nukleon energiával egy 1000 mg/cm^2 vastagságú, jó hővezetésű, többnyire Be, C vagy Ta céltárgyon fragmentálják. A kirepülő fragmentumok a nyalábbal egy irányba haladnak tovább néhány fokos szögeltérüléssel. A másodlagos nyaláb intenzitásának növelése érdekében a kilépő fragmentumokat újra összefókuszálják. Ezt a GANIL-ban egy szupravezető szolenoid mágnes (SISSI) segítségével érik el, míg a RIKEN-ben a RIPS szeparátornál kvadrupól mágnesek terét használják. A kívánt fragmentumokat dipól mágnesek segítségével mágneses rigiditásuk alapján választják el a stabil nyalábkomponenstől. Az elsődleges nyaláb és a nem megfelelő tömeg/töltés arányú fragmentumok a mágneses szeparátorokban kialakított hűtött nyalábelnyelő felületekben állnak meg.

A fragmentációs módszerrel előálló radioaktív ionnyaláb az esetek többségében elég rossz minőségű. A radioaktív ionnyaláb többnyire nem tiszta, a nyalábot alkotó komponensek különböző átlagenergiájúak, mindegyiknek nagy az energia- és irányszórása. Az egzotikus radioaktív nyalábok intenzitása a kiindulási stabil nehézion-nyalábhoz képest 8-10 nagyságrenddel

kisebb.

A GANIL laboratóriumban egy ECR ionforrás szolgáltatja az egyszeres töltésű nehézionokat, amelyeket a 3.1 ábra alján található C01 vagy C02 kompakt ciklotron gyorsít fel kb. 1 MeV/nukleon energiára. Áttöltés után a CSS1 szektorfókuszálású ciklotron segítségével max. 10 MeV/nukleon energiára gyorsítják a nyalábot. A következő lépésben további elektronokat fosztanak le a nehézionokról, majd a CSS2 ciklotronnal érik el a 50-100 MeV/nukleon végenergiát.

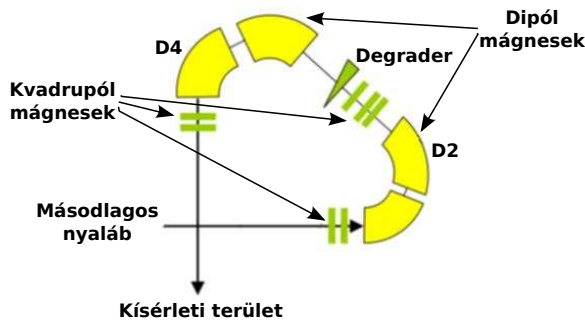


3.1. ábra. A GANIL laboratórium 3D-s alaprajza madártávlatból.

Az előállított nehézion-nyalábból a SSI (Superconducting Intense Source for Secondary Ions) szupravezető szolenoidos targetkamra és az ALPHA szeparátor szolgáltat ~ 50 MeV/nukleon közepes energiájú radioaktív nyalábot. A kísérleteinkben ezt a radioaktív nyalábtermelő egységet használtuk fel arra, hogy in-beam γ -spektroszkópia segítségével vizsgáljunk a stabilitási sávtól távoli magokat.

A nehézion-nyaláb fragmentálódik a SSI berendezésben elhelyezett

elsődleges céltárgyon, amely egy forgó fémtányér peremén van kialakítva. Forgása közben hűtik, így nagyobb hőterhelést, vagyis nagyobb intenzitású nyalábot képes kezelni. A berendezésben továbbá megvalósítják a kirepülő reakciótermékek újrafókuszálását egy szupravezető-mágneses szolenoiddal, ehhez a berendezést folyékony héliummal hűtik. A mágnes fókuszávolsága 70 cm, amit 11,8 T mágneses térerősséggel érnek el. A radioaktív nyaláb leválasztása az elsődleges nyalábról az ALPHA szeparátorban dipól mágnesek segítségével történik. A nyaláb 270 fokkal eltérül a mágnesek terében haladva, így igen jó szeparáció érhető el. A 3.1 ábrán látható ALPHA spektrométer nevét az alakjáról kapta.

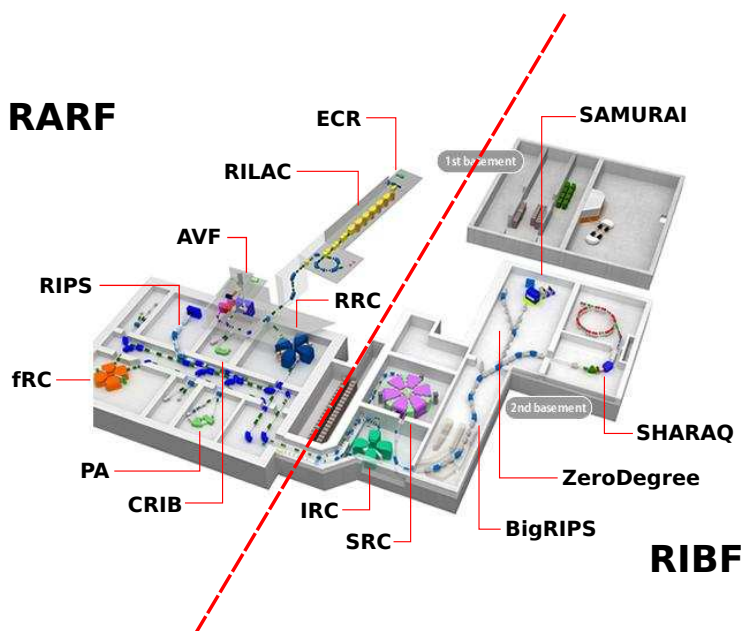


3.2. ábra. A GANIL laboratóriumban található ALPHA spektrométer sematikus képe.

A spektrométerben két dipól mágnesrendszerrel és a közöttük elhelyezett ék alakú alumínium lemezzel valósítjuk meg a nyaláb szeparációját. A D2 dipól mágnessel végezzük el az első szűrési fázist: a dipól mágnesben a megfelelő rigiditású ionokat a nekik megfelelő pályasugárra tett réssel kivágjuk. Ha ez mégsem lenne elég, akkor behelyezzük az alumínium lemezt. A lemez alakja miatt a különböző $B\rho$ értékekkel rendelkező izotópokat különböző mértékben fékezi, ezzel mintegy kinagyítja a mágneses rigiditásában lévő különbségeket. A megváltozott rigidításra egy újabb réses szűrést valósítunk meg a D4 dipól mágnesen, így a lehető legtöbb nem kívánt iont ki

tudjuk zárni a vizsgálatokból. A nyalábot a szeparáció közben több kvadrupól mágnes segítségével fókuszáljuk a dipól mágnesek előtt és között.

A másodlagos reakcióban keletkező nehéz fragmentumok a SPEG mágneses spektrográffal jó felbontással azonosíthatóak.



3.3. ábra. A RIKEN laboratórium 3D-s alaprajza madártávlatból. A szaggatott vonaltól balra a régi radioaktív nyalábgyár (RARF) látható, jobbra pedig az új (RIBF).

A kísérleteink másik részét a Tokió melletti Wakoban működő RARF (RIKEN Accelerator Research Facility) radioaktív-nyaláb gyárban végeztük el. A radioaktív nyaláb előállításának eljárásai megegyeznek a GANIL-ban alkalmazottakkal. Ebben az esetben is a 3.3 ábrán látható ECR ionforrásban előállított nyalábot gyorsítják az AVF ciklotron vagy a RILAC lineáris gyorsító segítségével kb. 10 MeV/nukleon energiára, majd lefosztás után az RRC gyűrűciklotron segítségével érik el a maximum 135 MeV/nukleon energiát. Az így előállított nyalábot vezetik tovább az elsődleges forgó céltárgyra, ahonnan a reakciótermékek a RIPS szeparátorba jutnak. A szeparátorban

elvégezik a másodlagos radioaktív nyaláb újrafókuszálását, és szétválasztják a radioaktív ionokat. A kiválasztott radioaktív ionokat pedig a másodlagos céltárgyon végbemenő reakciók segítségével vizsgálják, majd az abból kilépő termékeket újra azonosítják. A kísérletek idején a GANIL-ban és a RIKEN-ben az elérhető nyalábintenzitások megegyeztek, különbség csak az elérhető nyalábválasztékban volt.

A 3.3 ábrán a szaggatott vonaltól jobbra látható a RIKEN-ben már üzemelő RIBF (Radioactive Isotope Beam Factory) második generációs radioaktív-nyaláb gyár. A kezdeti nehézion nyalábot továbbra is a RARF berendezései szolgáltatják, de az elsődleges nyalábot további ciklotronokon (fRC, IRC és SRC) keresztül gyorsítják. Az utolsó szupravezető gyűrűciklotron (SRC) segítségével képesek akár a 345 MeV/nukleon energiát is elérni urán nyalábra is. A gyorsítórendszer nyalábválasztéka deuteron-tól a ^{238}U -ig terjed, az előállított másodlagos nyalábon pedig gyorsseparációs módszert alkalmaznak a BigRIPS kétfokozatú szeparátor segítségével. A RIBF berendezéseivel a kutatócsoportunk, és jómagam is, több együttműködés keretében végzünk kutatásokat a stabilitási sávtól távol fekvő neutrongazdag atommagokon az $N = 50$ és $N = 82$ héjzáródások környékén. Bekapcsolódunk a SEASTAR, EURICA és SUNFLOWER kollaborációk munkájába, ahol az előbb említett magtartományokat különböző spektroszkópai módszerekkel tanulmányozzuk.

Itthon, Európában a GANIL-ban és a németországi GSI-ben az elsőgenerációs berendezéseken dolgoztunk. Jelenleg ez a két intézet azon fáradozik, hogy beindítsa a második generációs eszközeit. A GANIL egy nagyáramú lineáris gyorsítót épít a SPIRAL2 projekt keretében. A GSI-ben pedig a nagyintenzitású nagyenergiás radioaktív nyalábok előállítása a cél a FAIR projektben.

3.2. Másodlagos, radioaktív ionnyalábok azonosítása

A reakciócsatorna kiválasztásának első fázisa a bombázó, radioaktív ionnyaláb összetevőinek azonosítása. Erre azért van szükség, mert az elsődle-

ges reakcióban előálló nyaláb több összetevő keveréke. Az alacsony nyaláb-intenzitás ($\leq 10^5$ pps) miatt a benne lévő atommagokat képesek vagyunk egyenként azonosítani, meg lehet határozni minden egyes ion rendszámát, tömegszámát, töltését, sebességét és sok esetben még a pályáját is. Ezen jellemzőknek mindegyikét közvetlenül nem tudjuk megmérni, de közvetve más mérhető mennyiségekből képesek vagyunk azokat származtatni.

Az azonosítást repülési idő, mágneses rigiditás és energiaveszteség-méréssel valósíthatjuk meg. Az anyagon áthaladó részecske energiaveszteségét leíró Bethe-Bloch formulából [63] tudjuk, hogy

$$\Delta E \propto Z^2/\beta^2 \quad (3.1)$$

A ΔE energiaveszteség arányos a rendszám (Z) négyzetével és fordítottan arányos a részecske sebességének (β) négyzetével. Itt a részecske sebessége a fény sebességéhez viszonyítva van megadva ($\beta=v/c$). Egy néhány 100 μm vastagságú detektorban mérve az energialeadást meghatározhatjuk a részecske rendszámát az általunk vizsgált $Z = 8$ körüli rendszámtartományban. Nehezebb rendszámú ionok esetén ($Z>28$) gáztöltésű ionizációs kamrákat alkalmaznak a jobb feloldás érdekében.

A részecske sebességének meghatározásához meg kell mérnünk annak repülési idejét (ToF). Ebben az esetben is energiaveszteség-mérést hajtunk végre két egymástól távol elhelyezett gyors detektorban, de nem a leadott energia mennyisége a lényeges, hanem a két esemény között eltelt idő. Ez az áthaladási idő fordítottan arányos a részecske sebességével:

$$ToF \propto 1/\beta \quad (3.2)$$

A repülési időt a RIKEN-ben 20 m, a GANIL-ban pedig 80 m távolságon mérik meg. Ezekben a laboratóriumokban gyors detektorként plasztik szcintillátort vagy pozícióérzékeny sokszálas gázdetektort [64] használnak. Ez a repülési idő-mérési módszer egy közvetett tömegmérésnek is tekinthető. A sebesség meghatározásán keresztül a részecske kinetikus energiáját is megkaphatjuk. Ezt és az elsődleges nyaláb energiáját felhasználva információhoz juthatunk a reakcióban leadott energiáról. Ha a reakcióban csak

néhány nem túl gyengén kötött nukleon lép ki, a repülési idő jól láthatóan függ a kilépő nukleonok számától.

A részecskék mágneses rigiditása ($B\rho$) arányos az A/Q tömeg/töltés aránnyal. A dipól mágnes fókuszsíkjában a pályasugarat mérve megkaphatjuk a részecskék mágneses rigiditását:

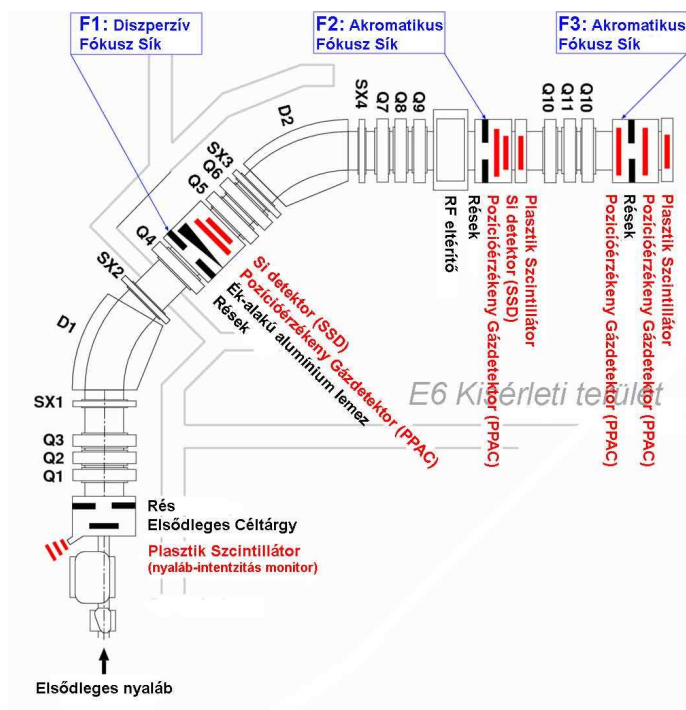
$$B\rho \propto Av/Q, \quad (3.3)$$

ahol Q a mag töltése, A a tömege és v a sebessége. A mérés kivitelezéséhez egy dipól mágnes diszperzív fókuszsíkjába telepített helyzetérzékeny detektorra van szükség, amely közvetlenül szolgáltatja a $B\rho$ értékét. Erre a célra pozícióérzékeny sokszálas gázdetektort [64] használnak.

Az azonosítás során alkalmazott pozícióérzékeny detektorok jelei információt adnak arról, hogy a dipól mágnesekben eltérülő ionok pályája milyen volt. Mivel a különböző mágneses rigiditású ionok pályahossza különböző a dipól mágnes terében, pontosíthatjuk a részecskék repülési távolságát, vagyis a sebességüket.

A RIKEN-ben az azonosítást és a szeparációt a 3.4 ábrán látható RIPS (RIKEN Projectile fragment Separator) detektoraival valósítottuk meg. A repülésidőt az F2 és F3 fókuszsíkoknál elhelyezett plasztik szcintillátorok jeleinek segítségével határoztam meg. A mágneses rigiditást a D1 és D2 dipól mágnesek közé az F1 fókuszsíkbba telepített pozícióérzékeny gázdetektormal (PPAC) mért pozícióból adtam meg. Ezekkel a dipólmágnesekkel szeparáltuk a másodlagos nyalábot, illetve a PPAC pozíciójeleinek segítségével elvégeztem a repülésidő korrekcióját is.

Az energiaveszteség-mérést az F1 és F2 fókuszsíkok után elhelyezett Si detektorokkal hajtottam végre, így tudtam rendszám szerinti azonosítást végrehajtani. A nyaláb mentén található kvadrupól és szextupól mágnesek a nyaláb alakjának kialakításában és fókuszálásban segítettek. A 3.5 ábrán a másodlagos radioaktív nyaláb Si detektormal mért ΔE és plasztik szcintillátormal mért és $B\rho$ -ra korrigált repülésidő adatok alapján elkészített azonosítást láthatunk.

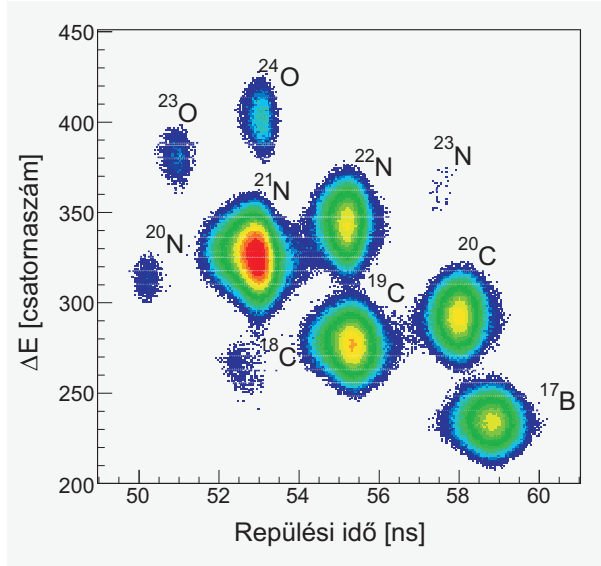


3.4. ábra. A RIKEN laboratóriumban található RIPS radioaktív fragmenszeparátora.

3.3. γ -spektroszkópiai berendezések

A másodlagos radioaktív ionnyalábot az ionoptikai berendezéseken keresztül a kísérleti területre juttatjuk, ahol a másodlagos céltárgyon áthaladva végbemennek az általunk vizsgálni kívánt reakciók. A reakciók során keletkező prompt γ -sugárzást a másodlagos céltárgy köré telepített BaF_2 és NaI(Tl) kristályokból álló 4π spektrométerekkel detektáljuk.

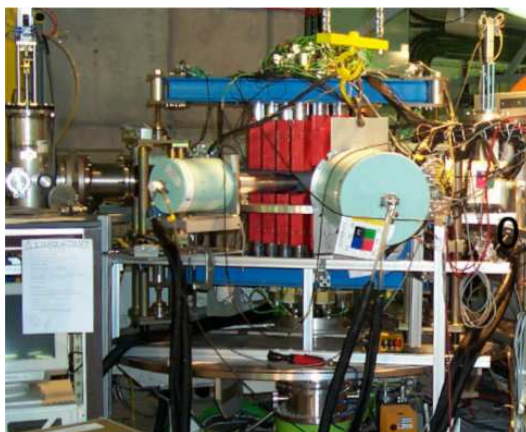
A GANIL laboratóriumban a fragmentációs kísérleteinkhez 74 darab 6-szögletű 9 cm átmérőjű és 14 cm hosszú BaF_2 kristályból felépített spektrométert használtunk. A kristályok egy réteg teflonba vannak csomagolva, amely csökkenti a kiszökő fény mennyiségét a fotoelektron-sokszorozóba jutás előtt. A sérülésektől pedig a becsomagolt kristályt egy alumínium doboz védi meg. A detektorok két csoportban, szorosan egymás mellé, gyűrűk mentén vannak kitelepítve a céltárgy felett és alatt. A gyűrűt alkotó detektorok



3.5. ábra. A másodlagos radioaktív nyaláb azonosítása ΔE és repülési idő adatok alapján.

pedig úgy vannak eltolva felül és alul, hogy egy-egy félgömb mentén helyezkedjenek el [65]. A geometriai felépítés miatt, amit a 3.6 ábrán is láthatunk, a rendszerre "Chateau de Cristal" fantáziánéven szoktak hivatkozni. A két félgömb közötti távolságot 9-15 cm-ig lehet beállítani a tartószerkezet és a nyalábcsatorna miatt. A fennmaradó résben további segéddetektorokat lehet elhelyezni a céltárgy körül. A rendszer felépítése miatt jó hatásfokú anti-Compton spektrométerként is alkalmazható, ahol a szorosan és nagy átfedésben álló szomszédos detektorok adják a Compton árnyékolást. Továbbá használhatjuk "add-back" üzemmódban is a spektrométert, ekkor az egy eseményhez tartozó egy csoportban egyszerre megszólaló detektorok jeleit összeadjuk. A spektrométer hatásfoka 1 MeV energián 32 %, míg feloldása 10 %. Az "add-back" módszer a teljes fotócsúcs-hatásfokot 8 %-kal képes javítani a feloldás kárára, ami 2-3 %-ot romlik.

RIKEN-ben a DALI (Detector Array for Low Intensity radiation) NaI(Tl) spektrométer második változatát [66] használtuk. Ez a rendszer összesen 160 darab detektort tartalmaz, előreirányban 80 darab $8 \times 4 \times 2$ cm-es, míg



3.6. ábra. A GANIL-ban üzemelő "Chateau de Cristal" BaF_2 detektorrendszer.



3.7. ábra. $\text{NaI}(\text{Tl})$ kristályok elrendezése a DALI2 γ -spektrométerben.

hátrairányban 80 darab $8 \times 4 \times 2,25$ cm-es $\text{NaI}(\text{Tl})$ kristály helyezkedik el. A kristályok körül MgO bevonat van, a külső behatásoktól alumínium dobozokkal óvják meg. A detektorok a másodlagos céltárgy körül alumínium lemezekre vannak felrögzítve, kissé elforgatva a nyalábiránnyal párhuzamos tengelyek mentén, amit a 3.7 ábrán is láthatunk. Az elforgatás segítségével tudjuk elérni azt, hogy a lehető legnagyobb térszög lefedettséget adják az egy gyűrűben helyet foglaló téglatest alakú kristályok. A gyűrűk átmérője a nyalábsatorna mentén úgy van kialakítva, hogy a detektorok nagyjából egy gömbfelület mentén helyezkedjenek el. Mivel a kristályok átfedése ki-

csi, a gyűrűkben a γ -sugárzásoknak az egyik detektorból a másikba való átszóródásának a valószínűsége alacsony, ezért ennél az elrendezésénél nem érdemes használni a fentebb már említett "add-back" módszert. A teljes rendszer hatásfoka 1 MeV energián 22,8 %, amihez 8,3 % feloldás párosul.

A spektrométerek által érzékelt, a reakciótermékekből jövő γ -sugárzások közvetlenül nem használhatóak fel. Ennek az az oka, hogy a közepes energiás másodlagos radioaktív ionnyaláb $\sim 0,3c$ sebességgel mozog, ezért a Doppler-effektus [67, 68] nem elhanyagolható. A detektorrendszerben a γ -sugárzások energiája a Doppler-eltolódás miatt jelentősen változik, ezt az effektust a következő formulával lehet leírni:

$$E_{lab} = E_{\gamma} \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \vartheta_{\gamma}}, \quad (3.4)$$

ahol E_{lab} a detektált energia, E_{γ} a γ -sugárzás energiája a kibocsátó maghoz rögzített rendszerben, $\beta = v/c$ a kibocsátó mag fénysebességhez viszonyított sebessége és ϑ_{γ} jelöli a γ -sugárzás és a kibocsátó mag közötti szöget a laborrendszerben. Ez a hatás korrigálható a 3.4 egyenlet átalakításával, a következő formában:

$$E_{dop} = E_{lab} \gamma (1 - \beta \cos \vartheta_d), \quad (3.5)$$

ahol E_{dop} a Doppler-korrigált energia, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ a Lorentz-faktor és ϑ_d jelöli a detektor és a céltárgy középpontja közötti szöget. Az alkalmazott másodlagos céltárgyakon, amelyek g/cm^2 vastagságúak, az áthaladó bombázó nyaláb energiavesztesége már nem elhanyagolható, ezért az egyenletben egy átlagos β -t szoktunk használni. Emellett a reakció helyét sem tudjuk pontosan, de megfelelő közelítés a vékony céltárgy miatt annak a közepe. Ezt a közelítést azért engedhetjük meg, mert a céltárgy vastagsága egy nagyságrenddel kisebb, mint a detektorok és a céltárgy távolsága. Természetesen a számolásba további pontatlanságot visz be az, hogy a γ -sugárzás detektálásának helyét sem ismerjük pontosan, csak a megszólaló detektor pozícióját és a hozzá rendelt szöget. Ezek a bizonytalansági tényezők együttesen okozzák a Doppler-kiszéledést.

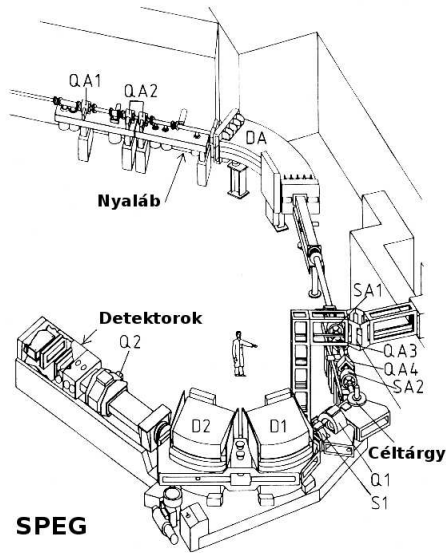
Felmerülhet a kérdés, miért alkalmazunk mégis NaI(Tl) és BaF₂ kristályokból felépített rendszereket, amikor azok feloldása jócskán elmarad egy Ge félvezető detektorhoz képest. Ennek oka pontosan az erős Doppler-effektus, ami miatt a Ge alkalmazásának előnye elvész. Az általa megvalósítható 0,5%-os vagy kisebb feloldás a Doppler-kiszélesedés miatt már több %-os lesz. Ehhez jön még hozzá az, hogy több Ge detektor alkalmazása esetén is annak határfoka elmarad a NaI(Tl) és BaF₂ detektorrendszerek határfokától magasabb (>1 MeV) energiákon. A szcintillációs detektorok használata mellett szól továbbá az egyszerűbb és költséghatékonyabb üzemeltetés is. Összefoglalva, a DALI2 és "Chateau de Cristal" spektrométerek nyújtotta lehetőségek mindaddig elegendőek, amíg a spektrumok csak néhány csúcsot tartalmaznak. Ez a feltétel az általunk vizsgált instabilitási vonal közelében elhelyezkedő radioaktív atommagok esetén általában teljesül. Ebben a magtartományban kevés a kötött állapot és a rugalmatlan szórásban sem gerjesztődik sok állapot.

3.4. Reakciótermékek azonosítása

A másodlagos nyaláb energiája még mindig meglehetősen nagy, így a másodlagos céltárggyal való ütközés során számos reakciócsatorna nyitva van. Az azonosításhoz a fentebb már tárgyalt eljárások kombinációit alkalmaztuk kiegészítve a repülésidő-energia (ToF-E) módszerrel.

A GANIL laboratóriumban végrehajtott fragmentációs kísérleteink során a reakciótermékeket a SPEG mágneses spektrográffal [69], és a benne telepített detektorokkal azonosítottuk. A SPEG rendszert láthatjuk a 3.8 ábrán.

Az energiaveszteséget (ΔE) a spektrométer fókuszsíkjaiba telepített ionizációs kamrával tudtuk megmérni. A fókuszsíkban található sokszálas pozícióérzékeny driftkamrák szolgáltatottak információt a mágneses rigiditásról ($B\rho$). A bejövő ionok a SPEG spektrométer végén elhelyezkedő pasztik szcintillátorban álltak meg, így ebből a detektorból a teljes energiaveszteséget (E) is meg lehetett határozni. A repülésidőt (ToF) az előbbi pasztik szcintillátor és a céltárgy előtt a nyalábdiaosztikához is felhasznált

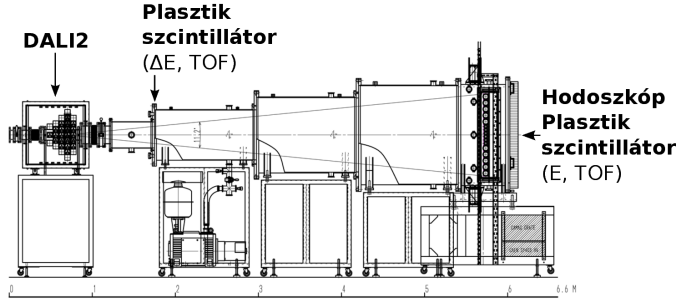


3.8. ábra. A GANIL-ban üzemelő SPEG mágneses spektrográf rajza.

plasztik detektor között mértük meg. A repülésidőt a SPEG-ben megtett útkülönbségek alapján korrigáltuk, amihez a fókusz síkban a becsapódások helyeit az egymástól 0,5 m távolságra telepített sokszálas ionizációs kamrák jeleiből határoztuk meg. Ez az elrendezés lehetővé tette a becsapódások szögének mérését is, amivel akár az ion teljes pályáját rekonstruálhattuk és nem jelentett problémát a reakciótermékek áttöltődése sem. A kísérleteinkben végül elegendő volt csak az energiavesztés-repülésidő (ΔE -ToF) módszert alkalmazni az azonosítás elkészítéséhez.

A RIKEN-ben a rugalmatlan-szórás kísérlet során a RIPS berendezés és a DALI2 γ -spektrométer után telepített plastik szcintillátor detektorokat alkalmaztuk a reakciótermékek azonosításához. A rendszer elrendezését a 3.9 ábrán láthatjuk.

A rendszám szerinti azonosítást a ΔE -ToF módszer segítségével végeztük el a fentebb már leírt elvek alapján. Az energiavesztést (ΔE) a DALI2 spektrométer után, a céltárgytól 80 cm-re elhelyezett, 1 mm vastag, $0,3 \times 0,3 \text{ m}^2$ felületű plastik szcintillátor detektorral mértük meg. Ezenfelül ez a detektor indította a repülésidő (ToF) mérését is, amit a céltárgytól



3.9. ábra. A RIKEN-ben a reakciótermékek azonosításához használt plastik szcintillátor detektorok.

4,3 m-re lévő 16 db plastik szcintillátor egyike állított meg.

A tömegszám szerinti azonosításhoz a repülésidő-energia (ToF-E) módszerrel dolgoztunk. A szóródott részecskék teljes kinetikus energiájára (E) a következő összefüggés írható fel:

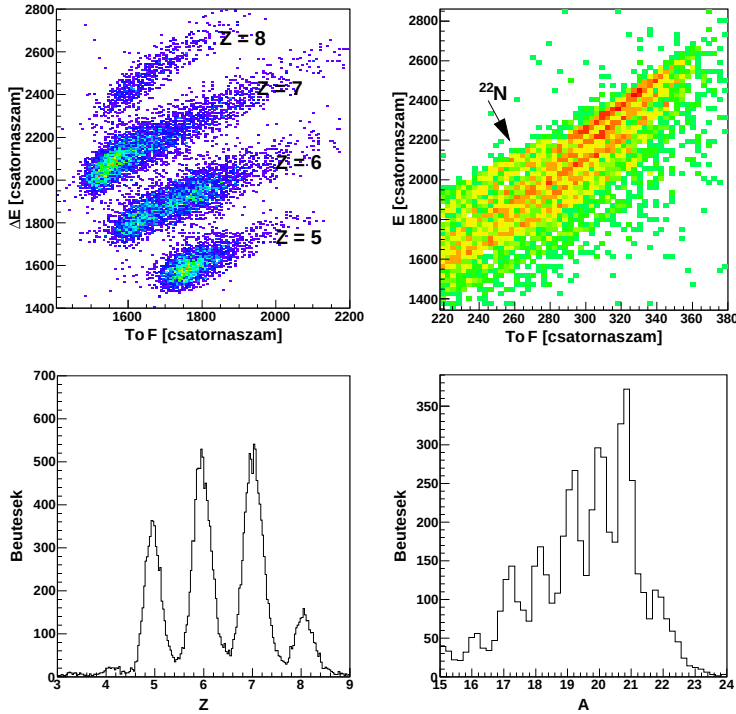
$$E \propto \frac{A\beta^2}{2}, \quad (3.6)$$

vagyis az energia (E) arányos a tömegszámmal (A) és a részecske sebességének négyzetével (β^2). Relativisztikus esetben a képletben szerepel a Lorentz-faktor (γ) is, de mivel a részecskék sebessége a fénysebesség 30 %-a volt a kísérletben, ezért a γ -val egyszerűsített összefüggést látjuk a 3.6 képletben. Ha figyelembe vesszük azt, hogy a repülésidő fordítottan arányos az ionok sebességével ($ToF \propto 1/\beta$), akkor a 3.6 összefüggés a következő alakot veszi fel:

$$E \propto \frac{A}{ToF^2}, \quad (3.7)$$

tehát az energia fordítottan arányos a repülésidő négyzetével. Ehhez a repülésidőt (ToF) az előző bekezdésben leírtak szerint kaptuk meg. A teljes kinetikus energiát a 16 db plastik szcintillátorral mértük meg. A detektorok 60 mm vastagságúak és összesen 1 m^2 felületet fedtek le.

A 3.10 ábrán egy példát láthatunk a szóródott részecskék azonosítására. Az ábrán bal oldalt felül a repülésidő (ToF) van az energiavesztesség (ΔE) függvényében ábrázolva, a különböző rendszámú ionok jól elkülönülnek egymástól. Ezen a kétdimenziós ΔE -ToF spektrumon a vizsgálni kívánt



3.10. ábra. A szóródott részecskék rendszám (bal oldali hisztogramok) és tömegszám (jobb oldali hisztogramok) szerinti azonosítása.

izotóphoz tartozó görbét linearizálni lehet a többi ΔE -ToF görbével együtt, majd a görbéket levetítve és skálázva egydimenziós rendszám-spektrumot kapunk, ezt a spektrumot láthatjuk az ábrán bal oldalt alul.

A 3.10 ábrán jobb oldalt felül láthatjuk a repülésidőt (ToF) a teljes kinetikus energia (E) függvényében ábrázolva, de ezen már csak a nitrogén-izotópjai ($Z = 7$) látszódnak. Az eltérő tömegszámú izotópok még szétválaszthatóak egymástól, de már nem elhanyagolható mértékben fednek át. Hasonlóan a rendszám szerinti azonosításhoz a ToF- E görbéket a vizsgálni kívánt atommaghoz tartozó görbét linearizáljuk, levetítjük és skálázzuk. Majd megkapjuk az ábrán jobb oldalt alul látható egydimenziós tömegszám-spektrumot a nitrogénizotópokra.

Rugalmatlan-szórási kísérletekben a másodlagos radioaktív ionok túl-

nyomó többsége szóródás nélkül halad keresztül a céltárgyon. Tehát a másodlagos nyaláb képezi a reakciótermékek nagy részét, és a hozzá tartozó csúcs elnyomja a neutronkiütéssel előálló izotópok jeleit. Ezeket az izotópokat csak akkor tudjuk vizsgálni, ha megköveteljük a koincidenziát a gamma sugárzások és a tömegszámspektrum között. Ezzel a feltétellel a reakció nélkül áthaladt izotópok jelentős része kiszűrhető. Ugyanakkor ezzel a módszerrel nem lehet meghatározni a neutronkiütési reakciókban az alapállapot és a gerjesztett állapot populációjának az arányát.

3.5. A vizsgálatok során használt szoftverek

3.5.1. A nyers detektorjelek feldolgozása

A neutrongazdag ^{25}F atommag vizsgálatához a francia GANIL intézetben a legkorábbi, még egylépéses fragmentáció segítségével végrehajtott kísérletünk esetén, az alkalmazott detektorok nyers jelei szalagos adattárolókra (DLT) lettek rögzítve. A szalagokról kiolvasott jeleket Fortran programozási nyelven megírt alkalmazással dolgoztuk fel. Később ugyanebben az intézetben ezt az atommagot kétlépéses fragmentációt alkalmazva is megvizsgáltuk, ekkor már az adatok közvetlenül merevlemezre kerültek elmentésre. Ezeket az adatokat C++ programozási nyelven megírt alkalmazással kezeltük.

A japán intézetben a neutrongazdag ^{19}C és ^{21}N atommagok vizsgálatához az intézet által Fortran nyelven fejlesztett programot vettük át és egészítettük ki a saját igényeink szerint.

A francia adathalmaz feldolgozása

A kutatócsoportunk a francia intézet dolgozóival együtt saját programot fejlesztett ki a szalagon tárolt adatok kezelésére. A program futása során megvalósította a különböző detektorok jeleinek beolvasását és kalibrációját eseményről eseményre. A monitorozott stabil nyaláb által keltett jelek segítségével eldöntöttük, hogy a megszólaltatott detektorok jelei a bejövő nyalábhoz tartoztak vagy az elektronika hozott létre hamis jeleket. Ezt a feltétel-vizsgálatot a céltárgyat elhagyó reakciótermékekre is elvégeztük. Az alkalmazás ezen a ponton a felhasználó által definiált feltételeknek

megfelelő reakciótermékhez tartozó többi detektor jeleit vette figyelembe a továbbiakban.

A következő lépésben a BaF_2 detektorok által érzékelt, a reakciótermékekhez tartozó γ -sugárzások idő- és energiajeleit vizsgáltuk meg, elvégeztük a jelek detektoronkénti kalibrációját, összetolását és a kalibrált energiajelek Doppler-korrekciónak is. A kísérletben a bejövő stabil nyaláb intenzitása magas volt, hogy a vizsgálni kívánt reakciótermékből minél többet állítsunk elő. A céltárgyban végbemenő reakciók azonban nagy számban könnyű reakciótermékeket és neutronokat is keltettek előreirányban, ezért az ott elhelyezkedő BaF_2 detektorok túlterheltek voltak és jeleik nem kerültek felhasználásra a magas háttér miatt. A γ -spektrumokban a zavaró vagy magas háttérrel a γ -sugárzások prompt időjeleinek kiválasztásával csökkentettük. A program utolsó lépésben elkészít egy kimeneti fájlt, amelyben megtalálhatóak a részcsekeazonosításhoz tartozó hisztogramok és a kiválasztott reakciócsatorna különböző multiplicitású γ -spektrumai és a γ - γ koincidencia mátrix is.

A radioaktív másodlagos nyalábbal végrehajtott kísérlet esetén az adatok C++ nyelven megírt programmal lettek feldolgozva. Az alkalmazás képességeit tekintve az előbb leírt Fortran programmal egyezik meg.

Az így előálló fájlokat a felhasználóbarátabb RadWare [70] programcsomag [70] segítségével dolgoztuk fel, amelynek része a grafikus segédfelülettel rendelkező XMGF3 program. A reakciócsatornához tartozó γ -spektrumokat első lépésben a XMGF3 program segítségével analizáltuk. A program segítségével a csúcsok pozícióját, félértékszélességét és területét lehet meghatározni, de alkalmas a spektrumokon más műveletek elvégzésére is: spektrumok összeadására, kivonására, osztására, kinyújtására és összehúzására is. A program Gauss + exponenciális görbéket használ a csúcsok illesztéséhez, a görbe kezdő paramétereinek megadása után számos paramétert beállíthatunk. Az illesztés során a csúcspozíció lehet rögzített vagy szabad paraméter, a félértékszélesség lehet állandó, de megadható a csúcspozíció lineáris függvényeként, valamint az illesztésnél kiválaszthatjuk a háttérlevonás módját is.

A γ -sugárzás detektálása három fő folyamaton keresztül megy végbe: ezek a fotoelektromos hatás, a Compton-szórás és az elektron-pozitron párkeltés. Így egy γ -átmenet esetén a detektorokból kapott válaszfüggvény több komponensből épül fel, melynek része a teljesenergia csúcs, a Compton-él, a Compton-plató, az egyszeres kiszökési csúcs és a kétszeres kiszökési csúcs. A RadWare programcsomag és az XMGF3 program alapvetően germánium detektorokkal felvett adatok kiértékelésére van optimalizálva.

A BaF_2 kristályokkal felépített detektorrendszerrel a megfigyelhető félértékszélességek jelentősen nagyobbak, mint a Ge detektorok esetén. Ennek a szélesebb csúcsalaknak a következménye, hogy a γ -átmenetekhez tartozó csúcsok könnyen átfedhetnek a másik csúcshoz tartozó technikai csúcsokkal. Ez azt jelenti, hogy ha két γ -átmenetet figyeltünk meg egy reakciócsatornában, akkor a nagyobb energiájú γ -átmenet teljesenergia csúcsát megelőző jelalakra ül rá a kisebb energiájú γ -átmenethez tartozó teljesenergia csúcs és az ahhoz tartozó jelalak. Ennek eredményeképpen például Gauss-görbékkel és egy exponenciális háttérrel megillesztve a γ -spektrumot, torzulhat a csúcspozíciókra, csúcsmagasságokra és az abból kiszámítható csúcsterületekre kapott eredmény.

A probléma megoldása érdekében az Európai Nukleáris Kutatási Szervezet (CERN) által C++ programozási nyelven megírt fejlesztő eszközeit használtuk fel. Az egydimenziós és kétdimenziós hisztogramok további kiértékelését a ROOT [71] objektumorientált adatfeldolgozáshoz használható keretrendszerrel végeztük el. A kísérleti γ -spektrumokat a Gauss-görbék helyett a Geant4 szimulációs környezet [75] segítségével létrehozott szimulált detektor válaszfüggvényekkel illesztettük meg. Az illesztés pontos menetét a következő alfejezetben tárgyalom majd részletesebben.

A γ - γ koincidenca kapcsolatok felderítésére a RadWare programcsomagból a ESCL8R program használható. De hasonlóan az XMGF3-hoz, ez is a Ge detektorokkal rögzített adatok kiértékelésére van optimalizálva. A koincidenca kapuk szélessége csak szigorú feltételek mellett állítható, illetve a beépített háttérlevonási lehetőségek nem alkalmasak BaF_2 kristályokkal

detektált adatok feldolgozására. A Fortran programunk által előállított γ - γ koincidenencia mátrixokat a Manchesteri Egyetemen C programozási nyelven kifejlesztett SCANA programmal értékeltük ki. A RADWARE program által leírt kétdimenziós mátrix kisebb módosításokkal alkalmassá tehető arra, hogy a SCANA program beolvassa. A SCANA interaktív felületén a teljes mátrix kerül levetítésre, amelyen csatornánként kijelölve adhatjuk meg a koincidenencia vizsgálathoz szükséges kapukat, valamint a háttérlevonáshoz felhasználandó tartományokat.

A japán adathalmaz feldolgozása

A neutrongazdag szén- és nitrogénizotópokat RIKEN-ben vizsgáltuk. A detektorok kimenetén megjelenő jeleket a japán intézet által fejlesztett BabralDAQ adatgyűjtő rendszer [72] segítségével továbbítottuk az online adatfeldolgozó rendszer felé.

Adatfeldolgozó rendszerként az ugyancsak a japán intézetben Fortran programozási nyelven fejlesztett AnaPAW [73] programot használtuk, amely két részből épül fel. Az Ana részegység feladata az online beolvasásra kerülő adatok fogadása, valamint offline üzemmód esetén az intézet saját speciális formátumú adatállományainak kezelése. A program másik részét a CERN-ben fejlesztett PAW [74] csomag adja, amely a kísérleti adatok képernyőn történő megjelenítését teszi könnyebbé a felhasználó számára. Továbbá lehetőséget biztosít nagy adathalmazok esetén a batch módú futtatásra is.

Az AnaPAW több részprogramra van felosztva, amelyeket analyzer-nek nevezünk. Minden analyzer bizonyos típusú detektor nyers jeleit fogja össze, vagy egy, az adatfeldolgozás szempontjából elengedhetetlen lépéshez szükséges detektor jelein dolgozik. Például van külön csak a plasztik detektorok jeleihez tartozó analyzer, de a részecskeazonosítás megkönnyítése érdekében az ahhoz szükséges detektorok jeleihez fenntartunk egy másik analyzer-t is. Minden analyzer programkód közös változókon keresztül tud detektor jeleket megosztani a többi analyzer kódrészlettel, valamint a kalibrációkhoz és származtatott értékek kiszámításához külső fájlokból is tud adatokat beolvasni.

A különböző analyzer-ekhez, az analyzer-be tartozó detektorokhoz és a detektorok különböző nyers és származtatott jeleihez egyedi azonosítókat tartunk fenn. Ezeken az azonosítókon keresztül tudjuk kinyerni és láthatóvá tenni a kísérleti adatokat. Az azonosítókat felhasználva egy fájlt kell létrehozunk, amelyben kijelöljük, hogy mely analyzer programkódokat indítson el az AnaPAW, definiáljuk az általunk megjeleníteni kívánt egy- és kétdimenziós hisztogramokat, valamint megadjuk az adatok szűréséhez szükséges feltételeket. A rendszer lehetőséget biztosít grafikus kapuk alkalmazására is. A definiált egyszerű feltételekből logikai OR és AND műveletek segítségével komplex feltételeket építhetünk fel.

A program indításakor beolvastatjuk az általunk készített hisztogram definíciókat, feltételeket és analyzer azonosítókat tartalmazó fájlt. Ez alapján kijelölésre kerülnek a futtatandó analyzer programkódok, és bekerülnek a memóriába a feltételek és a hisztogramok. Ezt követően megnyitjuk a kísérleti adatokat tartalmazó fájlt és elindítjuk az adatok feldolgozását. Az AnaPAW eseményről eseményre beolvassa az adatokat és minden adatblokkon lefuttatja a szükséges kódokat. Aktuálisan mindig csak egy eseményben detektált nyers jelek kerülnek be a memóriába, majd ezekből meghatározzuk a származtatott adatokat. Ezután a feltételeknek megfelelő adatok betöltésre kerülnek a hisztogramokba.

A hisztogramok az adatfájl teljes feldolgozását követően a memóriában maradnak, az AnaPAW segítségével számos műveletet végre lehet hajtani rajtuk, mint pl. kétdimenziós hisztogramok projekciója a tengelyekre, tartományok kiválasztása a projekcióhoz, hisztogramok összeadása, kivonása, osztása. A PAW eszközzelrendszerével is végrehajthatjuk a reakciócsatornához kinyert γ -spektrumok illesztését, de a fentebb már említett csúcsalakprobléma miatt itt is eltértünk ettől. A kísérleti γ -spektrumok illesztését itt is szimulált γ -spektrumok segítségével hajtottuk végre.

A memóriában helyet foglaló hisztogramokat kiírtuk a PAW által használt szabványos kimeneti fájlba. Ezt a fájlt tovább analizáltuk a ROOT keretrendszer segítségével. Mivel a ROOT-ot részben az elavult PAW levál-

tására tervezték, ezért segítségével az AnaPAW-val elmentett fájlt át tudjuk konvertálni és tudjuk használni.

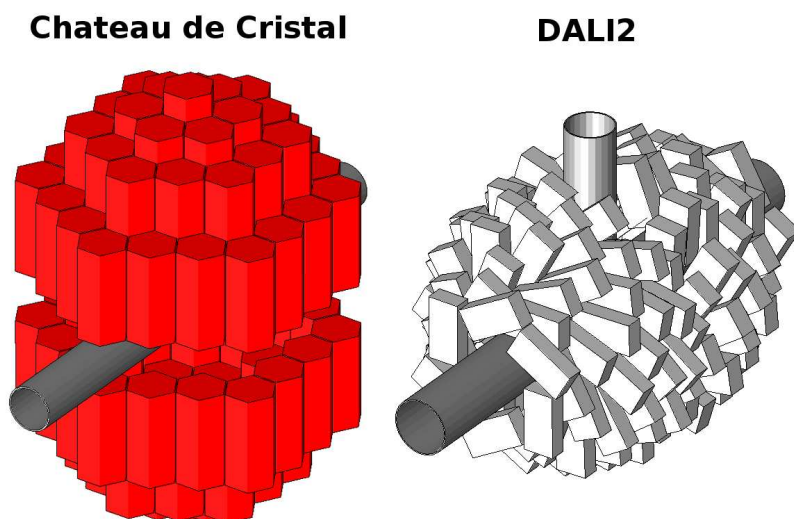
3.5.2. Geant4 szimulációs környezet

A Geant4 egy objektum-orientált C++ programozási nyelven fejlesztett eszközkészlet [75] különböző részecskék anyagon történő áthaladásának szimulációjához. Elterjedten alkalmazzák a modern részecske- és atommagfizikában, de szinte mindenütt előfordul, ahol a részecske és az anyag kölcsönhatása fontos szerepet játszik (Pl.: nuklerási medicina, űrtudomány, sugárvédelem ...).

A részecske- és atommagfizikai kísérletek tervezésénél ez az eszközkészlet manapság már elengedhetetlen, mivel sokszor nincs lehetőség nagyszámú valós tesztkísérlet lebonyolítására. Az összegyűlt korábbi kísérleti tapasztalatokat és ezt az eszközkészletet együtt felhasználva igen eredményesen lehet szimulálni az alkalmazni kívánt detektorok működését. Átfogó képet kaphatunk a kísérletben alkalmazott anyagok és sugárzások kölcsönhatásáról, a detektorok hatásfokáról és a detektorok optimális elhelyezéséről is. Az elméleti számolásokat figyelembe véve meg tudjuk mondani azt, hogy a kísérletben megfigyelni kívánt jelenséget képesek leszünk-e vizsgálni a detektoraink segítségével. Becslést adhatunk a szükséges mérési időre és lehetőségünk nyílik felderíteni a tervezési hibákat.

Természetesen nemcsak a tervezésben tud segítséget nyújtani a szimuláció, hanem az utólagos adatfeldolgozásban is nagy hasznát vehetjük. Kutatócsoportunk főleg a γ -spektrumok kiértékeléséhez használta fel a Geant4 szimulációs eszközkészletet. A szimulációhoz külön-külön megszerkesztettük a 3.11 ábrán látható Chateau de Cristal és DALI2 γ -spektrométerek geometriai elrendezését.

A Chateau de Cristal detektorrendszer esetén a szimulációba beépítésre került a spektrométerhez tartozó alumínium nyalábcsatorna, benne pedig elhelyezésre került az adott kísérletben alkalmazott céltárgy. A nyalábcsatorna körül láthatjuk a teflonba csomagolt és alumínium dobozba elhelyezett 74 darab BaF₂ kristályt. A detektorok tartószerkezete nem lett a szimulá-



3.11. ábra. A Geant4 szimulációba beépített γ -spektrométerek, balra a BaF_2 kristályokat tartalmazó Chateau de Cristal és jobbra a $\text{NaI}(\text{Tl})$ kristályokból felépített DALI2 rendszer látható.

cióba elhelyezve, mivel felülről és alulról tartja a detektorokat, így nincsen számottevő hatása a rendszer hatásfokára és a vizsgálni kívánt válaszfüggvényre.

A DALI2 detektorrendszer esetén is hasonlóan jártunk el. Elhelyeztük a szimulációban a detektorrendszerhez tartozó T alakú alumínium nyalábcasatornát, majd beleraktuk a céltárgyat is. A nyalábcasatorna köré a kísérletben alkalmazott elrendezés szerint kihelyeztük a MgO bevonattal ellátott és alumínium dobozba elhelyezett 160 darab $\text{NaI}(\text{Tl})$ kristályt. Ennél a spektrométernél a detektorok 16 rétegbe rendezve vannak felrögzítve alumínium lemezekre. A lemezek közepére a céltárgy felé haladva egyre nagyobb sugarú lyukak voltak kivágva azért, hogy a vákuum alatt lévő nyalábcasatornán kívül semmi ne akadályozza a γ -sugárzások terjedését. Ugyanakkor az egymás mellett lévő detektorrétegekben ezek a lemezek jelentősen befolyásolják az átszóródás mértékét, ezért a szimulációba is bekerültek.

A kísérletből csak a γ -spektrométerek működésének vizsgálatára koncentráltunk. A szimuláció segítségével a γ -sugárzások kölcsönhatását ta-

nulmányoztuk a beépített γ -spektrométer, nyalábszatóna és detektorok tartószerkezetének anyagával. A γ -sugarakat a céltárgyból indítottuk el a megfelelő paraméterek beállítása mellett, majd a Geant4 segítségével minden egyes elindított γ -sugárzás útját végigkövettük. Ezután elkészítettük az egyes detektorokhoz tartozó és összegzett γ -spektrumokat a kristályokban leadott energiák alapján.

A Geant4 eszközkészlet önmagában csak a γ -sugárzás és az anyag közötti kölcsönhatásokat képes szimulálni Monte-Carlo-módszer segítségével. A mi esetünkben 3 folyamat játszott kulcsfontosságú szerepet: fotoelektromos hatás, Compton-szórás és elektron-pozitron párkeltés. Az elindított γ -sugárzások útjának lekövetése során a szimuláció ezeket a folyamatokat vette figyelembe a γ -sugárzás energiájának és az elnyelő közeg tulajdonságainak függvényében. A program kiszámolja a fotoelektromos hatás során az elektronnak átadott energiát, majd az eseményben az elektront követi tovább a hozzá kapcsolódó folyamatokkal együtt. A Compton-szórás esetében meghatározza a szóródott γ -sugárzás új energiáját, a meglökött elektron energiáját és az eseményben az elektron útját is végigkövetjük. Amennyiben a γ -sugárzás egy elektron-pozitron párt kelt, akkor az eseményben ezeknek a részecskéknak a pályáját fogjuk nyomonkövetni.

A kísérletben több olyan folyamat van, amelyeket már nem lehet a Geant4 eszközkészletét felhasználva beépített paraméterezhető megoldásokkal megvalósítani.

Mivel a kísérleteinkben a γ -sugárzást egy nagy sebességre ($\beta \approx 0,3$) felgyorsított radioaktív atommag bocsátja ki, ezért be kellett programozni a Doppler-eltolódás kezelését. A szimulációban a γ -sugárzás indítása előtt beállítjuk a kívánt energiát és véletlenszám-generátorok segítségével megadjuk a kibocsátás irányát is a tömegközépponti rendszerben. Ezután a 3.4 képlet segítségével kiszámoljuk a Doppler-eltolódás okozta energia megváltozást, melynek mértéke függ a tömegközépponti energiától, a kibocsátó atommag sebességétől és a kibocsátás nyalábirányhoz viszonyított szögétől. Továbbá a mozgó atommag miatt a laborrendszerben tapasztalható előirányba el-

tolódott eloszlást is elő kell állítani a tömegközépponti rendszerben létrehozott izotróp eloszlást felhasználva. Ez az eloszlástranszformáció ugyancsak a γ -sugárzások irányától és a kibocsátó atomagok sebességétől függ.

A NaI(Tl) és BaF₂ kristályok oldaláról a szimulációba a Doppler-korrekciót be kellett építeni, mert a Geant4 ezt nem tartalmazza és elengedhetetlen a fotocsúcsok megfigyeléséhez a szimulált γ -spektrumokban. A Doppler-korrekciót a 3.5 képlet segítségével hajtottuk végre az adott kristály által begyűjtött energia, a kristályhoz rendelt szög és a kibocsátó atommag sebessége alapján. A Doppler-korrekció ezen kívül hatással van a fotocsúcs-kiszélesedésére is, mivel a korrekcióhoz csak a megszólaló véges méretű detektorhoz rendelt szöget ismerjük. A csúcskiszélesedés ezen része kizárólag a Doppler-korrekciótól függ.

A kísérletekben látható fotocsúcs-kiszélesedés több tényező következménye. A fentebb már leírt Doppler-korrekció a számolásban alkalmazott szög miatt okoz szélesebb csúcsalakot. Ezen kívül a kristályban gyártás során keletkező hibák, a fotoelektron-sokszorozó és a hozzá kapcsolódó elektronika zaja, illetve a hőmérséklet is növeli a csúcs félértékszélességét. A szimulációba ennek a 3 tényezőnek a hatását együttesen kezeltük. A detektorfeloldás a γ -sugárzás energiájától függ, minél nagyobb az energia, annál nagyobb a kiszélesedés. A NaI(Tl) és BaF₂ szcintillációs kristályok esetén a kiszélesedés függ a kristály belső tulajdonságaitól, a kristály és a fotoelektron-sokszorozó közötti átviteltől és magától a fotoelektron-sokszorozó járulékatól [76]. A Gauss csúcsalak a szimulációban Monte-Carlo-módszer [77] segítségével lett megvalósítva, ahol egy paraméteren keresztül tudtuk a csúcsok félértékszélességét a kísérleti körülményeknek megfelelően beállítani ismert γ -átmenetekre meghatározott szélességek segítségével.

A szimulációt még számos dologgal kibővítettük a munka során. Kétféle üzemmódot valósítottunk meg benne, az egyik esetben csak egy adott γ -átmenethez tartozó γ -sugárzást szimuláltunk és készítettük el hozzá a detektorok válaszfüggvényeit, a γ -spektrumokat. A másik megoldásban egy eseményen belül néhány γ -átmenetet tartalmazó egyszerű nivósémákat tud-

tunk szimulálni. Ebben az esetben a nívósémában a γ -átmenetek energiája és a különböző gerjesztett állapotok gerjesztődési aránya állítható volt.

A szimuláció egy, a ROOT eszköztrendszerrel kezelhető fájl hozott létre. Ez a fájl tartalmazza külön-külön a detektorokkal érzékelt és az összegzett Doppler-korrekciónak utána álló γ -spektrumokat. Az eseményeket multiplacitás (M) szerint is szétválogatjuk, ezért a kimeneti fájlban az összegzett spektrumok mellett az M=1 és M=2 multiplicitású spektrumok is kiírásra kerülnek.

A kísérleti és a szimulált γ -spektrumokat a ROOT keretrendszer segítségével vizsgáltuk tovább.

3.5.3. ROOT

A ROOT keretrendszert [71] a CERN-ben objektumorientált C++ nyelvben fejlesztik jelenleg is, létrehozásának okai a kísérletekben keletkező nagy mennyiségű adatok kezelése és a régi PAW rendszer leváltása volt. Önmagában a ROOT az adatok feldolgozásához az eszközök széles tárházát biztosítja, de használatukhoz a felhasználónak kell megírni a szükséges alkalmazói programokat, a makrókat.

A kísérleti adatok feldolgozása során elkészített és a szimulációban létrehozott egy- és kétdimenziós hisztogramokat a ROOT keretrendszer eszközeit felhasználó makrók segítségével kezeltük. A makrókkal több alapvető műveletet automatizáltunk: kétdimenziós hisztogramokon projekció elkészítése, spektrumok illesztése beépített függvények segítségével, koincidencia kapcsolatok előzetes keresése háttérlevonás nélkül kétdimenziós $\gamma - \gamma$ mátrixokból és a mátrixok átalakítása a Scana program bemenetének megfelelően.

A ROOT keretrendszer a legnagyobb segítséget a kísérleti spektrumok illesztésénél nyújtotta. A programjaink kimenetét úgy alakítottuk ki, hogy legfeljebb egy projekció segítségével azonos szerkezetű spektrumokat kapjunk mind a kísérleti, mind a szimulált adatok esetén. Ezt követően a szimulált spektrumot egy exponenciális vagy lineáris háttérrel együtt ráillesztettük a kísérleti spektrumra a χ^2 módszert [78] alkalmazva.

A Geant4-nél leírt egyszerű nívóséma szimulációból kapott spektrumok illesztése esetén, ha a χ^2 érték nem volt megfelelő, akkor a szimulációt kellett újrafuttatni módosított γ -átmeneti energiákkal és gerjesztési arányokkal. Az egy γ -átmenetet tartalmazó szimulációval a félértékszélesség beállítását követően az illesztési energiatartományokhoz létrehoztuk ekvidisztáns lépésközzel a szimulált γ -spektrumok halmazát. Az illesztést végző makró ebből a halmazból választotta ki azokat a γ -spektrumokat, amelyekkel az illesztés a legjobb χ^2 értéket szolgáltatta.

A ROOT-on alapuló makrók segítségével készítettem el a disszertációban található egy- és kétdimenziós hisztogramok nagy részét.

3.5.4. Fresco

A Ian J. Thompson által Fortan nyelven megírt Fresco [79] programot magfizikai csatolt csatornás számolások végrehajtására lehet használni, képes leírni két ütköző atommag között lejátszódó kölcsönhatásokat.

Ilyen kölcsönhatás a rugalmas szórás, ahol a lövedék- és a céltárgy-atommag alap állapotban maradnak. Az ütközés ideje alatt azonban többféle nem rugalmas kölcsönhatás is lejátszódhat. Végbemehet kollektív rugalmatlan gerjesztés, ha az egyik vagy mindkét résztvevő atommag deformálható vagy deformált. Ekkor a reakciót követően az atommagok egy magasabb gerjesztett állapotba kerülnek. Megvalósulhat egyrészecske gerjesztés, ami egy másik fajtája a rugalmatlan kölcsönhatásnak. Ebben az esetben valamelyik atommag egy nukleonja gerjesztődik fel egyik kötött állapotból egy másikba, ami lehet kötött vagy nem kötött is. Létrejöhet transzfer reakció is, ahol egy vagy több nukleon kicserélődik a kölcsönhatásban résztvevő atommagok között.

A ^{21}N atommag tanulmányozása során a deformáció meghatározásához alkalmaztunk csatolt csatornás számolásokat a rugalmatlan proton és ólom szórás hatáskeresztmetszetének meghatározására. A számolt hatáskeresztmetszeteknek a kísérlettel való összehangolását a ^{21}N atommag vizsgálatából származó eredmények kifejtésénél tárgyalom részletesen.

4. fejezet

Eredmények

4.1. A ^{19}C atommag γ -spektroszkópiai vizsgálata neutron-kiütési reakcióban

4.1.1. A ^{19}C atommagra vonatkozó irodalom áttekintése

A neutrongazdag szénizotópoknál számos érdekes jelenséget figyeltek meg, mint például egy- [86] és két-neutron [85, 87] glória megjelenését, valencia neutronok lecsatolódását [88, 89], a neutron-neutron effektív kölcsönhatás gyengülését [90], az $N = 16$ alhéjzáródás megerősödését vagy az $N = 14$ alhéjzáródás eltűnését [55].

A nehéz szénizotópok közül a ^{19}C izotóp az egyik legtöbbet vizsgált atommag. A modellszámítások alacsony kötési energiát jósoltak és az alapállapotához $1/2^+$ spint és paritást rendeltek, ami az egyneutron glória megjelenésének a feltétele.

A relativisztikus energiájú (~ 1 GeV/nukleon) neutrongazdag könnyű atommagokkal szén céltárgyon végrehajtott reakció hatáskeresztmetszetének mérésében [91] azt találták, hogy a ^{19}C atommaghoz tartozó hatáskeresztmetszet, illetve az atommag sugara sokkal nagyobb, mint az őt körülvevő atommagoké. Igen magas Coulomb disszociációs hatáskeresztmetszetet mértek 40 MeV/nukleon energiájú ^{19}C izotópokkal folyékony hidrogén céltárgyon végbemenő reakciókban [86]. Mindkét mérés eredménye az egyneutron glória jelenlétét támasztja alá.

Több kutatócsoport is vizsgálta a ^{19}C atommagból egy és két neutron leválasztást követően előálló reakciótermékek momentumeloszlását [92, 93, 94, 95, 96]. A kísérletek egyöntetűen $1/2^+$ spint és paritást adnak meg az alapállapotról és igazolják a neutronglória megjelenését a ^{19}C atommagban.

Baumann és munkatársai [94] a momentumeloszlás vizsgálatából arra következtettek, hogy a ^{19}C alapállapot hullámfüggvényének számottevő részét képezi a $^{18}\text{C}(2_1^+) \otimes 0d_{5/2}$ konfiguráció a $^{18}\text{C}(0^+) \otimes 1s_{1/2}$ konfiguráció mellett. Ennek ellenére egyetértés van abban, hogy a ^{19}C atommag alapállapotához tartozó hullámfüggvénynek a fő komponense az $1s_{1/2} \otimes 0^+$ konfiguráció a mért spektroszkópai faktorok alapján. A ^{19}C atommagban az egyneutron glória jelenléte és az alapállapot $1/2^+$ spinje további megerősítést nyert egy, a proton céltárgyon végbemenő nukleáris reakciók hatáskezelésével foglalkozó tanulmányban [98].

A kötött gerjesztett állapotok tekintetében a ^{19}C atommagnál két kísérlet eredményeire támaszkodhatunk. A ^{19}C atommag folyékony hidrogén céltárgyon elvégzett rugalmatlan szórás vizsgálatban [82] két csúcsot figyeltek meg a Doppler-korrigált γ -spektrumban közel azonos intenzitással. A két γ -átmenet energiája 72(6) keV és 197(6) keV. A megfigyelést az elméleti számításokkal összevetve a szerzők a két γ -átmenetet kaszkádban helyezték el a nívósémában, ahol a 269(8) keV energiánál lévő második gerjesztett állapothoz $5/2^+$ spint, míg az első gerjesztett állapothoz 197(6) keV energiánál $3/2^+$ spint rendeltek. Így az $5/2^+ \rightarrow 3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ γ -bomlási sorrendet fogadták el.

Több-nukleon kiütési reakcióban Stanoi és munkatársai [55] a ^{19}C atommagban 201(15) keV energián megfigyeltek egy γ -átmenetet, ami megerősíti a fentebb leírt nagyobb energiás γ -átmenet létezését. Az átmenet prompt jellege és kis energiája miatt csak olyan állapotokat köthet össze, ahol a spinkülönbség kicsi, ennek megfelelően $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ vagy $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$ állapotokat összekötő átmenet jöhet szóba. Ezzel szemben például az $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ E2 átmenet nem valósulhat meg, mivel ebben az esetben az emittáló állapot élettartamának μs nagyságrendbe kellene esnie [97].

Kanungo és munkatársai [97] egy ilyen izomer γ -átmenetet kerestek a ^{19}C atommagban folyékony hidrogén céltárgyon végrehajtott rugalmatlan szórási kísérletben. Izomer γ -átmenetet nem sikerült megfigyelniük. A kísérlet alapján azt mondhatjuk, hogy ha létezik az $5/2 \rightarrow 1/2$ átmenet, az több, mint 300 keV-es.

Az irodalomban két munkát találunk, amely a ^{19}C atommag nem kötött gerjesztett állapotainak vizsgálatával foglalkozik. Satou és munkatársai [99] a ^{19}C atommagot rugalmatlan szórással vizsgálták. Az invariáns tömeg módszert alkalmazták inverz kinematikában arra, hogy rekonstruálják a gerjesztési energia spektrumot a koincidenciában megfigyelt töltött reakciótermékek és neutronok tulajdosaiból. A kísérletben azonosítottak egy nem kötött állapotot 1,46(10) MeV energián. Ez az állapot a torzított-hullámú Born közelítést alkalmazó elméleti számolásokkal jól leírható mind az állapot energiáját, mind a hatáskeresztmetszetét tekintve. Az elmélet abban az esetben adja vissza legjobban a kísérletileg kimért hatáskeresztmetszetet, ha az $1/2_1^+$ alapállapotról a felgerjesztődés az $5/2_2^+$ nem kötött gerjesztett állapotba történik.

Thoennessen és munkatársai [83] ^{22}N másodlagos radioaktív ionnyalábból ^9Be céltárgyon állítottak elő egy proton és több neutron kiütésével különböző neutrongazdag szénizotópokat. A ^{19}C atommag esetén megfigyeltek egy 653(95) keV-es nem kötött gerjesztett állapotot. Ehhez az állapothoz az egy- és két-neutron kiütési reakciók hatáskeresztmetszeteire irányuló kísérletek [84, 85] eredményeinek figyelembevételével az $5/2_1^+$ spint rendelték hozzá.

Célkitűzés

A ^{19}C atommagban jelenleg három azonosított alacsonyenergiás gerjesztett állapot [82, 55, 83] ismert, ami ellentmondásban áll a két gerjesztett állapotot jósoló héjmodell-számításokkal. Az ellentmondás feloldása érdekében vizsgáltuk a neutrongazdag ^{19}C atommag szerkezetét ^{20}C atommagból egy neutron kiütésével. Ebben a reakcióban a héjmodell + Glauber modell szerint [84, 85] azt várjuk, hogy csak az $s_{1/2}$ és $d_{5/2}$ egyrészecske állapotok

fognak nagy hatáskeresztmetszettel gerjesztődni.

4.1.2. A kísérlet leírása

A neutrongazdag ^{19}C atommag vizsgálatához szükséges adatok az MTA Atomki és a RIKEN munkatársai által nemzetközi együttműködésben lebonyolított kísérletből származnak.

A kísérlet a RIKEN Nishina Központjában került megvalósításra. A RIKEN Gyorsító Kutatási Részlegének RILAC lineáris gyorsítójához kapcsolt RRC ciklotronja szolgáltatva a 63 MeV/nukleon energiájú és 700 pA intenzitású stabil ^{40}Ar elsődleges nyalábot. Ezt az ionnyalábot vezettük a 0,2 mm vastagságú ^{181}Ta elsődleges céltárgyra. A ^{40}Ar atommagok ezzel a céltárggyal kölcsönhatva fragmentálódtak és nagyrészt radioaktív darabokra estek szét.

A vizsgálni kívánt reakciótermékek elkülönítését a RIPS radioaktív fragmens szeparátor [62] segítségével végeztük. A berendezés elrendezése a 3.4. ábrán látható. A berendezés elején, az F0 fókusz síkban helyezkedik el az elsődleges céltárgy. A reakciótermékek jelentős része az elsődleges ionnyaláb irányában, ahhoz nagyon hasonló sebességgel lép ki a céltárgyból. A fragmentumok elkülönítése a különböző izotópok mágneses rigiditásának ($B\rho$) különbözőségén alapul. A kívánt mágneses rigiditású izotópokat két dipól mágnessel és az F1 és F2 diszperzív fókusz síkokban elhelyezett résekkel választottuk ki. A módszer érzékenységét az F1 fókusz síkba telepített 221 mg/cm² vastagságú ék alakú alumínium lemezzel javítottuk. Az ionnyaláb pályáját az F1, F2 és F3 fókusz síkokban elhelyezett PPAC pozíció-érzékeny gázdetektorok segítségével monitoroztuk.

A RIPS fragmensszeparátor a radioaktív ionnyaláb lendületeloszlásának maximum 6%-át képes átengedni, mi ezt a beállítást alkalmaztuk a kísérlet közben. A radioaktív ionnyaláb intenzitása a mérés során átlagosan 100 pps volt.

A létrejött másodlagos radioaktív ionnyaláb több összetevőből állt. Ezeket az összetevőket energiavesztésük (ΔE), repülési idejük (ToF) és mágneses rigiditásuk ($B\rho$) mérése alapján azonosítottuk. A ΔE energiaveszte-

séget egy $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ felületű és $0,1\text{ mm}$ vastagságú szilícium detektor szolgáltatta, amely az F2 fókusz síkban helyezkedett el. A ToF repülési időt két, az F2 és F3 fókusz síkba egymástól 6 m távolságra telepített plasztik szcintillátor között mértük. A $B\rho$ mágneses rigiditást az F3 fókusz síkban elhelyezett PPAC detektor pozícióinformációjából határoztuk meg.

A másodlagos radioaktív nyaláb összetevőinek azonosítását a 3.5 ábrán láthatjuk. A másodlagos ionnyaláb fő összetevői a következők voltak: ^{17}B , ^{19}C , ^{20}C , ^{21}N , ^{22}N , ^{23}O és ^{24}O .

A kísérletben a másodlagos céltárgy 190 mg/cm^2 vastagságú 22 K hőmérsékletre lehűtött folyadék halmazállapotú hidrogén volt. A hidrogén cseppfolyósítására egy Gifford-McMahon ciklusú hűtőberendezést [100] alkalmaztunk, amit a RIKEN Gyorsító Centrumában fejlesztettek ki. A folyékony hidrogén céltárgy előnye az egységnyi vastagságra számolt nagy targetmag-sűrűség, ami jelentősen növeli a reakció létrejöttének valószínűségét.

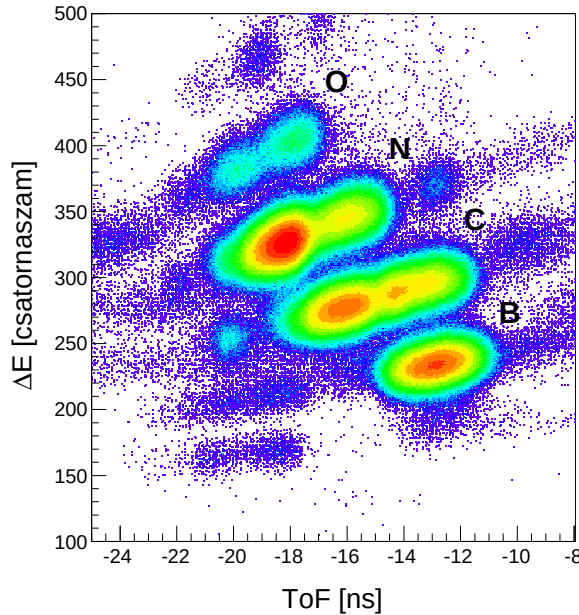
A ^{20}C izotópok átlagos energiája 50 MeV/nukleon volt a másodlagos céltárgy közepén. A másodlagos reakciókból előálló izotópokat repülési idejük (ToF), energiaveszteségük (ΔE) és teljes kinetikus energiájuk (E) alapján azonosítottam. A ΔE energiaveszteséget és a ToF repülési idő mérés indító jelét a másodlagos céltárgy után 80 cm -re elhelyezett 1 mm vastag plasztik szcintillátor szolgáltatta. A ToF repülési idő megállító jelét a másodlagos céltárgytól $4,3\text{ m}$ távolságban elhelyezett hodoszkópot alkotó 6 cm vastag plasztik szcintillátorok egyike adta. Mivel az összes izotóp lefékeződik és megáll a hodoszkópban, ezért detektorai segítségével meghatározható az izotópok teljes kinetikus energiája (E) is. A hodoszkópot alkotó 16 darab plasztik szcintillátor 1 m hosszú, 6 cm széles, így összességében közel $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ felületet fed le. Ez azt jelenti, hogy a laborrendszerben $6,5^\circ$ -os szöget tudunk befogni a hodoszkóppal.

A másodlagos céltárgyból kirepülő reakciótermékek által kibocsátott γ -sugárzásokat a céltárgy köré elhelyezett szcintillátor-rendszerrel a DALI2-vel figyeltük meg. A rendszer 16 rétegbe rendezett 160 darab NaI(Tl) kris-

tályból épült fel. A detektorok közel 4π térszöget fedtek le a laborrendszerben.

4.1.3. Kísérleti adatok kiértékelése

A másodlagos radioaktív nyaláb azonosítása

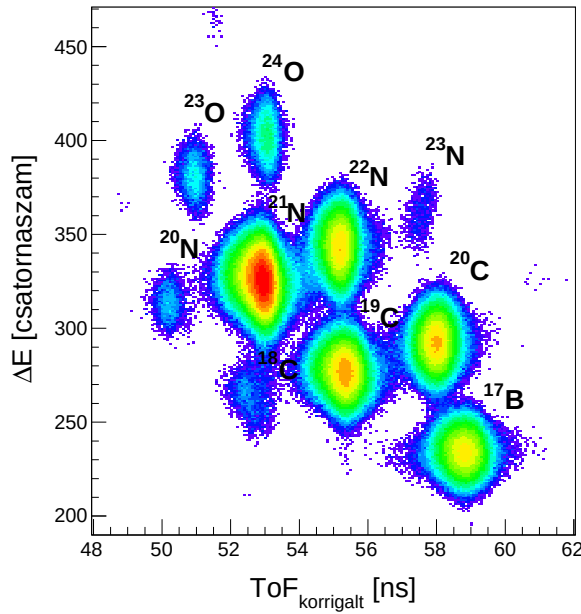


4.1. ábra. A másodlagos radioaktív ionnyaláb azonosítása az F2 fókuszpontban Si detektorral mért ΔE energiavesztés és az F2 és F3 fókuszpontok között plazmatik detektorokkal mért ToF repülési idő alapján.

Az azonosításhoz először az F2 fókuszsíkba telepített Si detektor által érzékelt energiavesztés ΔE , valamint az F2 és F3 fókuszsíkokban elhelyezett plazmatik szcintillátorok között mért repülési időt vizsgáltam meg.

A 4.1 ábrán láthatjuk a ΔE energiavesztést a ToF repülési idő függvényében ábrázolva. Fentről lefelé haladva az oxigén, nitrogén, szén és bór izotópokhoz tartozó beütések helyezkednek el. Jól látszik, hogy az egy elemhez tartozó foltokon belül nem tudtuk elválasztani az izotópokat. Ennek oka az izotópok túl széles momentumeloszlása volt. A jobb feloldású azonosítás

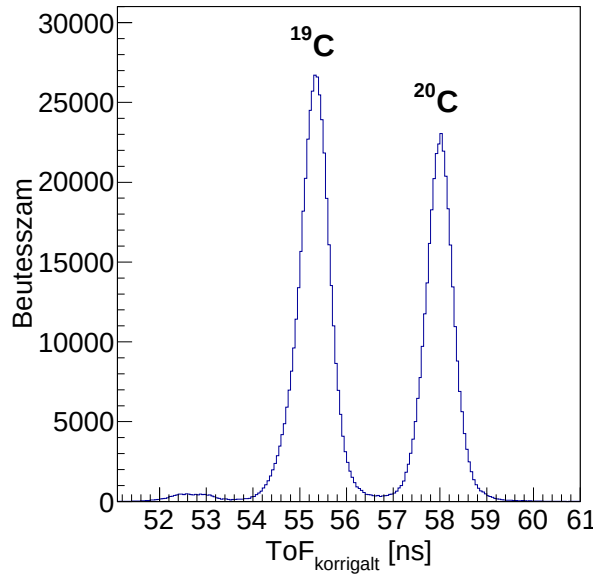
érdekében az F2 és F3 fókuszsíkokhoz tartozó réseken a kísérlet közben csak az ionnyaláb egy keskeny részét kellett volna átengedni. Ebben az esetben az egyes izotópok pályája sokkal jobban definiált lett volna a két rés között, ami jobb azonosítást eredményezett volna. Ezt a megoldást azért nem követtük, mert az általunk vizsgálni kívánt neutrongazdag radioaktív atommagokból álló ionnyaláb intenzitása nagyon kicsi volt, ezért a réseket a mérés ideje alatt teljesen nyitva tartottuk.



4.2. ábra. A másodlagos radioaktív ionnyaláb azonosítása az F2 fókuszpontban Si detektorral mért ΔE energiaveszteség és az F2 és F3 fókuszpontok között plazstik detektorokkal mért korrigált ToF repülési idő alapján.

Mivel a másodlagos ionok pályáját monitoroztuk, a pálya eltérésből adódó időeltérést korrigálni lehet. A pontosabb repülési idő meghatározása érdekében az F1 fókusz síkban található PPAC detektor pozíciójeleit használtam fel, hogy az izotópok trajektóriáját kijelöljem és korrigált repülési időt ($\text{ToF}_{\text{korrigált}}$) határozzak meg. A korrekciót követő ionnyaláb-azonosítást a

4.2 ábrán láthatjuk, ahol a korrigált repülési idő segítségével ($\text{ToF}_{\text{korrigált}}$) az azonos rendszámú, de különböző neutronszámú izotópokat meg tudtam különböztetni. Az ábrán felülről lefelé haladva a következő izotópokat azonosítottam a másodlagos radioaktív ionnyalámban: ^{23}O , ^{24}O , ^{20}N , ^{21}N , ^{22}N , ^{23}N , ^{18}C , ^{19}C , ^{20}C és ^{17}B .



4.3. ábra. A szénizotópok tömegspektruma.

A repülési idő korrekcióját megelőzően több, mint 4 millió esemény állt rendelkezésemre az adatkiértékelés során. Az F1 fókuszpontban elhelyezkedő PPAC detektor rossz hatásfoka miatt ($\sim 63\%$) a felhasználható események száma 2,5 millióra csökkent a korrekció után.

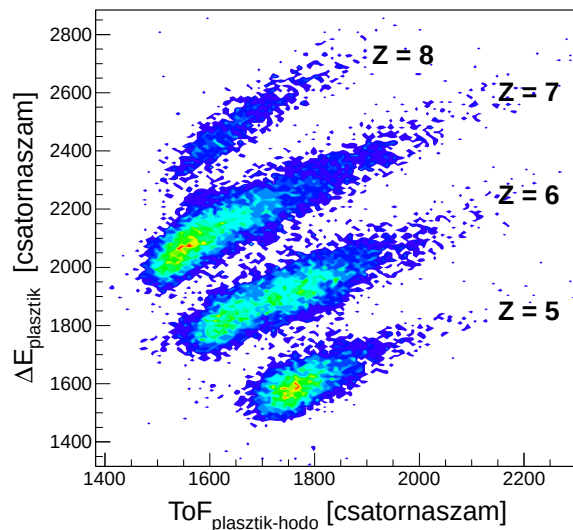
A korrekció nélküli azonosítást arra használtam fel, hogy egy kétdimenziós grafikus kapu segítségével a szénizotópokhoz tartozó eseményeket egy külön adatfájlba helyezzem át. Ezzel a lépéssel az AnaPAW programmal végrehajtott adatkiértékelés vált gyorsabbá, mivel a programnak már csak a másodlagos ionnyalámban lévő szénizotópokhoz tartozó eseményeken kellett végigfutnia.

A szénizotópokra szűkített adathalmazon alkalmazva a repülési idő korrekciót és a 4.2 ábrán a beütéseket levetítve az x tengelyre, megkaptam a 4.3 ábrán látható tömegspektrumot. A spektrumon balról jobbra haladva a ^{19}C (~ 435000 esemény) és ^{20}C (~ 336000 esemény) izotópokhoz tartozó beütések helyezkednek el.

A reakciócsatorna bemenő oldalának kiválasztásához a szénizotópokra szűkített adathalmazban a korrigált repülési időhöz tartozó jelekre helyeztem kaput a ^{20}C radioaktív atommagok kiválasztásához.

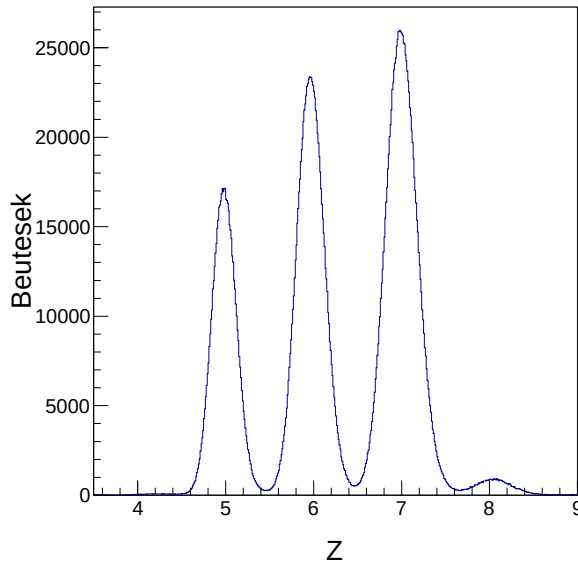
Szénizotópok azonosítása a másodlagos céltárgy után

A másodlagos radioaktív ionnyaláb céltárgyon való áthaladása során lejátszódó reakciókban számos izotóp keletkezik. A reakciótermékek rendszám szerinti azonosítását a céltárgyból kilépő részecskék repülési idejének és energiavesztésének mérése alapján hajtottam végre.



4.4. ábra. A másodlagos céltárgyból kilépő részecskék rendszám szerinti azonosítása a DALI2 detektorrendszer után elhelyezett plastik szcintillátorral mért $\Delta E_{\text{plastik}}$ energiavesztés és a plastik szcintillátor és hodoszkóp detektorrendszer között mért $\text{ToF}_{\text{plastik-hodo}}$ repülési idő alapján.

A 4.4 ábrán láthatjuk a $\Delta E_{\text{plastik}}$ energiaveszteséget a $\text{ToF}_{\text{plastik-hodo}}$ repülési idő függvényében ábrázolva. Az ábrán a hodoszkóp egyik plastik szcintillátora által szolgáltatott megállító jel mérésével kapott kétdimenziós hisztogramot láthatjuk. A különböző rendszámú izotópok tökéletesen elkülönülnek, az ábrán fentről lefelé haladva rendszám szerint a következő izotópok azonosíthatók: oxigén, nitrogén, szén és bór. A hodoszkóp összes plastik szcintillátorával mért repülési időket hasonlóan ábrázoltam, ezt követően a 4.4 ábrán is látható különböző izotópokhoz tartozó beütéscsoportokat linearizáltam és átskáláztam. Így megadtam a szóródott részecskék rendszám szerinti eloszlását, amit a 4.5 ábrán láthatunk.

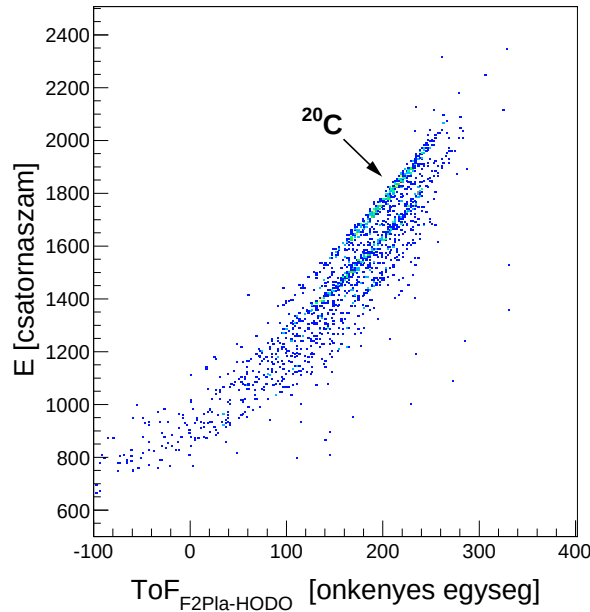


4.5. ábra. A másodlagos céltárgyból kilépő szóródott részecskék rendszám szerinti eloszlása.

A rendszám szerinti eloszlás alapján a másodlagos céltárgyat 2720846 reakciótermék hagyta el. Az eloszlás segítségével definiáltam az egyneutron-kiütési reakciócsatorna kiválasztásához az x tengelyen 5,5 és 6,5 között egy kaput, amivel a $Z = 6$ rendszám tartományt jelöltem ki. Ezzel 920654 szén-

izotóphoz tartozó eseményt különítettem el.

A reakciótermékek tömegszám szerinti azonosítását a céltárgyból kilépő részecskék repülési idejének és teljes kinetikus energiájának a mérése alapján végeztem el.



4.6. ábra. A másodlagos céltárgyból kilépő szénizotópok tömegszám szerinti azonosítása a DALI2 detektorrendszer után elhelyezett plastik szcintillátorokkal mért repülési idő ($\text{ToF}_{F2Pla-HODO}$) és a hodoszkóp detektorrendszerrel mért teljes kinetikus energia (E) alapján.

Az azonosításhoz szükséges repülési időt a DALI2 detektorrendszer után elhelyezett plastik detektor és a hodoszkóp plastik szcintillátorai között mértük. Ezt az időjelet a belépő részecske sebességét megadó, a RIPS radioaktív fragmentum szeparátor F2 és F3 fókuszsíkjaiba telepített plastik szcintillátorok között mért repülési idővel korrigáltuk. Az így kapott korrigált $\text{ToF}_{F2Pla-HODO}$ repülési időt használtuk fel a tömegszám szerinti azonosításhoz. A hodoszkóp detektorrendszer plastik szcintillátorai segítségével meg tudtuk mérni a reakciótermékek teljes kinetikus energiáját (E).

A 4.6. ábrán láthatjuk a teljes kinetikus energiát (E) a korrigált repülési idő ($\text{ToF}_{F2Pla-HODO}$) függvényében ábrázolva. A 4.6. ábrán csak az egyik hodoszkóp detektor jelei vannak ábrázolva. Jól látszik, hogy a különböző tömegszámú izotópok elkülönülnek egymástól. Az ábrán fentről lefelé haladva tömegszám szerint a következő izotópok azonosíthatóak: ^{20}C , ^{19}C , ^{18}C , ^{17}C és ^{16}C .

Az összes plasztik szcintillátorhoz tartozó repülési időt és teljes kinetikus energiát hasonlóan ábrázoltam, ezt követően a 4.6 ábrán is látható különböző izotópokhoz tartozó beütéscsoportokat linearizáltam és átskáláztam. Így megkaptam a kilépő részecskék tömegszám szerinti eloszlását, amit a 4.7 ábrán láthatunk. A rendszám szerinti eloszlással ellentétben a tömegszám szerinti eloszlás feloldása nem volt elegendő ahhoz, hogy teljesen szét tudjam választani a különböző tömegszámhoz tartozó beütéseket. Ennek az volt az oka, hogy a hodoszkóp detektoroknak nem volt igazán jó az energiafeloldása. A tömegszámazonosítás viszont elegendő volt ahhoz, hogy a ^{20}C izotóptól a ^{18}C izotópot, illetve a ^{19}C izotóptól a ^{17}C izotópot el tudjam tükéletesen választani.

A $^1\text{H}(^{20}\text{C}, ^{19}\text{C}\gamma)$ reakciócsatornához tartozó γ -spektrum elkészítése

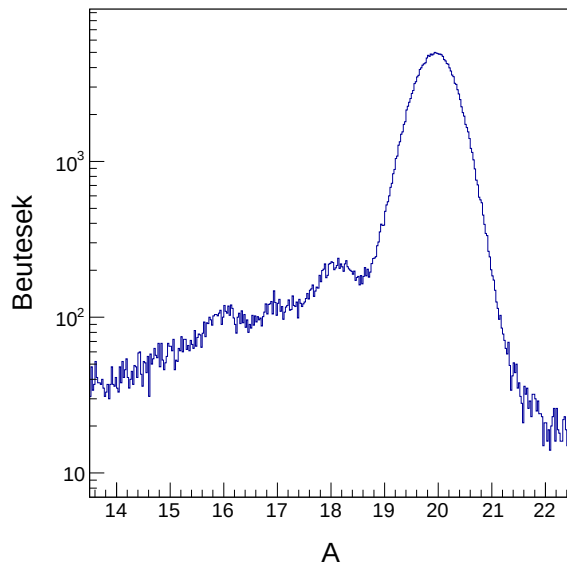
A kísérlet előtt a ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{22}Na és ^{60}Co radioaktív források 81, 356, 1275, 1173 és 1332 keV energiájú γ -sugárzásait használtuk fel a DALI detektorrendszer energiakalibrációjának elkészítéséhez. A ^{133}Ba radioaktív forrásnak további szerep is jutott, a hozzá tartozó 81 keV energiájú γ -sugárzás segítségével állítottuk be a különböző NaI(Tl) kristályokhoz tartozó elektronika érzékelési küszöbét. Erre azért volt szükség, hogy a vizsgálni kívánt atommaghoz tartozó alacsonyenergiájú γ -sugárzásokat is meg tudjuk figyelni.

Az energiakalibrációs mérések jeleit felhasználtuk arra is, hogy a NaI(Tl) detektorokból kapott időjeleket összehangoljuk és kalibráljuk. Erre azért volt szükség, hogy a kísérlet közben a céltárgyból érkező prompt γ -sugárzásokat ki tudjuk választani. Ezzel a módszerrel jelentősen csökkenteni tudtuk a zavaró háttérsugárzás mennyiségét.

A radioaktív ionnyaláb nemcsak a céltárggyal, hanem a körülötte lévő anyagokkal is kölcsönhatásba lépett. A legnagyobb háttérrel a DALI2 detektorrendszer után 80 cm-rel elhelyezett hidrogént is tartalmazó pasztik detektor adta. Benne ugyanazok a reakciók lejátszódhattak, mint a folyékony hidrogén céltárggyon, de a hozzájuk tartozó γ -sugárzások időben eltolódott jeleket keltettek.

A kísérlet során a ^{20}C izotóp a fénysebességnek körülbelül 30%-val ütközött a folyékony hidrogén céltárggyba. A céltárggy atommagjain több más magreakció mellett végbement az egyneutron-kiütési reakció is, előállítva a vizsgálni kívánt ^{19}C izotópot. Az egyneutron-kiütési reakcióból előálló ^{19}C izotópok a kiütött neutron által elvitt energiával és a folyékony hidrogén céltárggyon való áthaladás során elveszített energiával csökkent kinetikus energiával haladtak tovább a pasztik és a hodoszkóp detektorok felé.

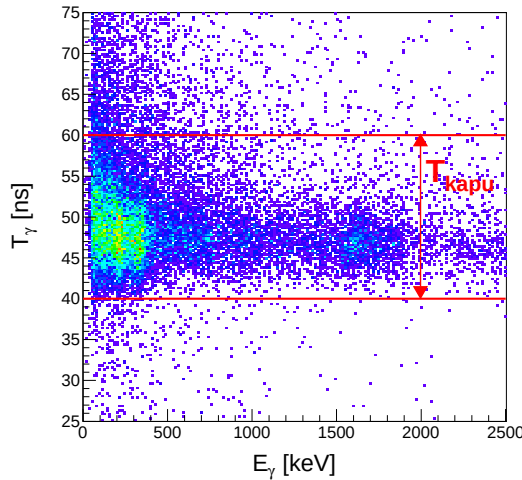
A gerjesztett kötött állapotban létrejött ^{19}C izotópok szinte azonnal, még a céltárggyon belül, repülésük közben γ -sugárzást kibocsátva jutottak



4.7. ábra. A másodlagos céltárggyból kilépő szóródott részecskék tömegszám szerinti eloszlása.

alapállapotba. Az izotópok relativisztikus sebessége miatt fellépő Doppler-hatás eredményeképpen, a különböző szögben kilépő γ -sugárzások a laborrendszerben más-más energiájúnak látszanak. Ezért a 3.3 fejezetben tárgyalt Doppler-korrekciót hajtottam végre a detektált γ -sugárzásokon. A $\beta = 0,306$ értéket használtam a korrekcióhoz a szénizotópok sebességére. Mivel a szóródott atommagok eltérése a bejövő radioaktív ionnyaláb irányától kevesebb, mint 1° volt, ezért a NaI(Tl) detektorok szögét a céltárgy közepéhez, mint origóhoz viszonyított polárszöggel adtam meg.

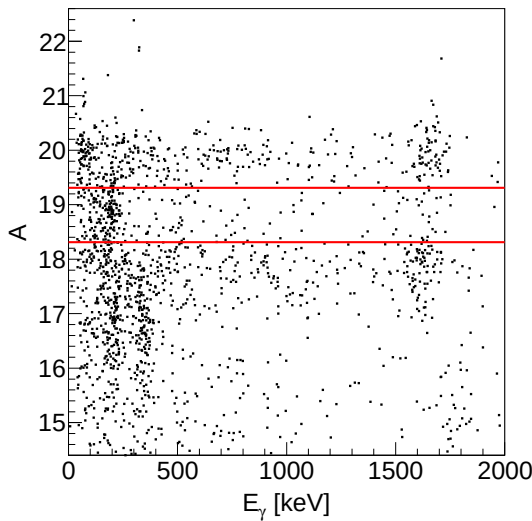
A 4.8 ábrán a NaI(Tl) detektorok összecsisztított és kalibrált időjeleit ábrázoltam a γ -sugárzás kalibrált és Doppler-korrigált energiájának függvényében. Láthatjuk, hogy 500 keV energia felett a céltárgyból származó γ -sugárzások a 40-53 ns közötti időintervallumban érkeznek a detektorokba. Ezzel szemben 500 keV energia alatt szélesebb időintervallumot jelöltem ki 40-60 ns között (4.8 ábrán T_{kapu} -val jelölt tartomány). Ezzel a szélesebb kapuval is a háttérsugárzás jelentős részét ki tudtam zárni a vizsgálataimból.



4.8. ábra. A DALI2 detektorrendszer által a szénizotópokhoz érzékelt kalibrált és Doppler-korrigált γ -energia (E_γ) a hozzá tartozó összecsisztított és kalibrált időjelek (T_γ) függvényében. A piros vonalakkal határolt tartomány (T_{kapu}) jelöli a promptnak elfogadott időintervallumot.

A 4.9 ábrán látható adatok kigyűjtésénél csak azokat az eseményeket fogadtam el, ahol a másodlagos radioaktív nyalábot ^{20}C -nek azonosítottam, a céltárgy után a reakciótermék rendszáma $Z = 6$ -nak felelt meg, a γ -sugárzáshoz tartozó időjel a kijelölt időintervallumba (T_{kapu}) esett és a DALI2 detektorrendszer multiplicitása 1 volt ($M_{\text{DALI2}}=1$).

A 4.9 ábrán a különböző szénizotópokhoz tartozó γ -csúcsok foltokként jelennek meg és elkülönülnek egymástól. A feloldás ahhoz elegendő, hogy teljesen elválasszam egymástól azokat a szénizotópokat, ahol a tömegszám különbség legalább kettő volt. Kihasználva azt, hogy a páratlan tömegszámú szénizotópok alacsonyenergiájú (< 600 keV), míg a páros tömegszámú szénizotópok magasabb energiájú (> 1 MeV) γ -sugárzásokat bocsátottak ki, ez a felbontás elégséges.



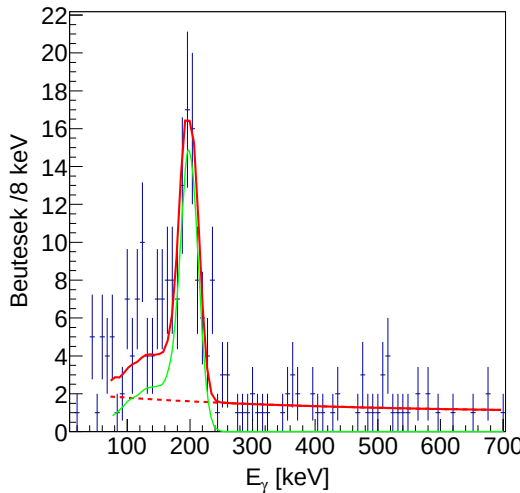
4.9. ábra. A DALI2 detektorrendszer által a különböző tömegszámú (A) szénizotópokhoz begyűjtött kalibrált és Doppler-korrigált γ -energia (E_γ). A piros vonalak jelölik azt a tartományt, aminek a projekciójával előállítottam a ^{19}C -hez tartozó γ -spektrumot.

A 4.9 ábrán piros vonalakkal határolt tartományt használtam fel arra, hogy elkészítsem a ^{20}C izotópból egy neutron kiütésével előálló ^{19}C izotóphoz tartozó γ -spektrumot. A tartomány kiválasztásánál arra törekedtem,

hogy a ^{18}C és ^{20}C izotópokhoz tartozó Compton-szórt γ -sugárzásokból a lehető legkevesebbet hoztam be a ^{19}C izotóp γ -spektrumába. A ^{19}C mellett a ^{17}C és ^{18}C izotópok gamma-spektrumát is elkészítettem.

4.1.4. Kísérleti eredmények, következtetések

A 4.10 ábrán láthatjuk az egyneutron-kiütési reakcióból előállt ^{19}C izotóphoz tartozó $M_{DALI2}=1$ γ -spektrumot. A spektrumot a 4.9 ábrán végrehajtott projekció segítségével állítottam elő. Egy csúcsot látunk a spektrumban 198(10) keV energián. A csúcspozíció bizonytalanságát a statisztikus és a Doppler-korrekciónál eredő bizonytalanságok négyzetösszegének gyökével határoztam meg. A statisztikus bizonytalanságot az illesztő rutin szolgáltatatta. A Doppler-korrekciónál származó bizonytalanságnál pedig figyelembe vettem, hogy milyen mértékű az izotópok sebességének ingadozása és mekkora a γ -sugárzások detektálásához tartozó szög bizonytalansága.



4.10. ábra. A ^{20}C izotópból egy neutron kiütésével előállított ^{19}C izotóphoz tartozó γ -spektrum. A szaggatott piros görbe a háteret jelöli, amit egy egyenessel illesztettem meg. A zöld folytonos görbe a GAENT4 szimulációval előállított válaszfüggvény. Az illesztést a piros folytonos görbe jelöli.

A ^{19}C izotópban megfigyelt 198(10) keV-es γ -átmenet energiája jó egyezést mutat a korábbi vizsgálatokban [82, 55] meghatározott 197(6) keV és

201(15) keV energiákkal.

A DALI2 detektorrendszer válaszfüggvényének meghatározására Geant4 szimulációt [75] készítettem. Először a kísérleti adatokból meghatároztam a fotocsúcsok félértékszélességét azok energiájának függvényében. Ehhez a már ismert γ -sugárzásokat vettem alapul: 217(7) keV és 342(10) keV a ^{17}C izotópból, valamint 1601(47) keV a ^{18}C izotópból. Ezt a függvényt beépítettem a szimulációmba, majd elkészítettem a 198 keV energiájú γ -átmenethez tartozó $M_{DALI2}=1$ multiplicitású szimulált válaszfüggvényt, amit a 4.10 ábrán zöld folytonos görbével jelöltem. A szimulált válaszfüggvényt és egy egyenest használva illesztettem meg a kísérleti γ -spektrumot. Az illesztést a 4.10 ábrán a piros folytonos görbe jelöli. Ez az illesztési eljárás szolgáltatja a csúcshoz tartozó magasságot, amiből meghatároztam a csúcsterületet.

A DALI2 detektorrendszer esetén körülbelül 500 keV energiától felfelé ismerjük a kísérleti hatásfokot, amit ^{22}Na , ^{60}Co és ^{137}Cs radioaktív források segítségével határoztak meg a RIKEN-ben [101]. Mivel a vizsgált csúcs 198 keV energiánál található, ezért Geant4 szimuláció segítségével extrapoláltam a hatásfokot. Ugyan a kísérlet alatt használtunk ^{133}Ba radioaktív forrást is, de azzal hatásfok mérést nem végeztünk. Viszont a szimuláció megírásánál figyelembe vettem, hogy ennek a forrásnak a 81 keV energiás γ -átmenetével állítottuk be a DALI2 detektorrendszer kisenergiás levágását. A 100 keV energia alatti szimulált γ -sugárzások a Doppler-eltolódás következtében csak részben kerülnek detektálásra a laborrendszerben alkalmazott 81 keV küszöbérték miatt. Az általam elkészített szimulált hatásfokgörbe jó egyezésben van a korábbi mérésből származó kísérleti adatokkal [101], és 200 keV energián a hatásfok 54%-nak adódott.

A DALI2 detektorrendszer szimulált hatásfoka alapján meghatároztam a γ -sugárzás előállításának teljes hatáskeresztmetszetét. A ^{20}C izotópból egy neutron kiütésével előállított ^{19}C atommag első gerjesztett állapota $\sigma(198 \text{ keV}, \text{H}) = 4,18(85) \text{ mb}$ hatáskeresztmetszettel populálódik. Ez az érték kisebb mind a $^{20}\text{C}(\text{p}, \text{p}')$ rugalmatlan szórás folyamathoz tartozó 24(4) mb értéknél [88], mind pedig attól, amit egy ilyen gyengén kötött rendszertől

várunk.

Ozawa és munkatársai elméleti számításai [84] alapján folyékony hidrogén céltárgyon a ^{20}C atommagon végbemenő egyneutron-kiütési reakció teljes hatáskeresztmetszete 127 mb. Ez nagyrészt az $s_{1/2}$ és $d_{5/2}$ állapotok létrehozására fordítódik 52 mb és 75 mb hatáskeresztmetszettel. Az elméleti számolás a $3/2_1^+$ állapot előállítására 3,6 mb hatáskeresztmetszetet ad meg, ami konzisztens az általam meghatározott kísérleti hatáskeresztmetszettel. Ez alapján megállapíthatjuk, hogy a 198 keV-es állapot spinje $3/2$, ami megerősíti a korábbi feltételezéseket [82, 83].

Az irodalomban megfigyeltek egy 72 keV-es γ -átmenetet is rugalmatlan szórási kísérletben. Az általunk mért γ spektrumból látszik, hogy nincs nyoma egy másik erős γ -átmenetnek. Ha lenne kötött $5/2^+$ gerjesztett állapot 198 keV energia felett, akkor az erősen bomlana a 198 keV energian lévő kötött $3/2_1^+$ állapotba. Ha feltételezem, hogy létezik egy 72 keV energiájú γ -átmenet, amely összeköti az $5/2_1^+$ és $3/2_1^+$ gerjesztett állapotokat, akkor a kísérletünkben 198 keV energian megfigyelt csúcs területének egy nagyságrenddel nagyobbak kellene lennie. Emellett a 72 keV energiájú γ -átmenethez tartozó csúcst látnunk kellene az $M_{DALI2}=1$ multiplicitású γ -spektrumban ebben a kísérletben is. Az intenzitásának 5-ször nagyobbak kellene lennie a 198 keV energian megfigyelt csúcsnál az elméleti számolásban [84] megtalálható hatáskeresztmetszetek szerint. A számolás a $3/2_1^+$ gerjesztett állapotához 3,6 mb, míg az $5/2_1^+$ gerjesztett állapotához 75 mb hatáskeresztmetszetet jósol. A fenti közelítésekben figyelembe vettem a DALI2 detektorrendszer szimulált hatásfokát, amely 72 keV energian körülbelül 20%, valamint hogy ebben az esetben a koincidencia miatt az intenzitás egy jelentős része az $M_{DALI2}=2$ multiplicitású γ -spektrumba kerülne át.

Természetesen a rugalmatlan szórási kísérletben [82] látható 72 keV-es γ csúcs létezését nem tudjuk teljes mértékben kizárni, mivel mi más reakción keresztül vizsgáltuk a ^{19}C atommagot. A RIKEN intézetben dolgozó együttműködő partnereinkkel folytatott diskusszió alapján azt feltételezzük, hogy rugalmatlan szórás esetén fékezési sugárzást is detektálhattak.

Ezt a bejövő és kimenő részecskére történő kapuzás nem szűri ki. A fékezési sugárzás a nagy nyaláb energia miatt kis rendszám esetén is beérhet a vizsgált gamma-energia tartományba. Feltehetően az egymásból kivont spektrumok kisenergiás alakjában lévő eltérések vezettek a transzfer kísérletben nem látott kisenergiás csúcs feltételezéséhez.

A 4.10 ábrán 198 keV energia felett és a ^{19}C atommag 580(90) keV-es [102] neutronszeperációs energiája alatt nem látszik másik γ -sugárzás. A spektrumban 110 keV energia környékén kismértékű kiugrást figyelhetünk meg. A kiugráshoz tartozó beütéseket csúcsként kezelve annak a szignifikancia szintje 1,22. Ezért ezt a kiugrást csak a háttér statisztikus ingadozásának tekintem.

A fentebbiek alapján kizárható egy kötött $5/2^+$ gerjesztett állapot létezése a megfigyelt $3/2^+$ gerjesztett állapot felett. Ha a $d_{5/2}$ állapot alacsonyabban helyezkedne el, akkor az egy izomer állapotot eredményezne. Kanungo és munkatársai kísérletükkel [97] kizárták ilyen izomer állapot létezését a ^{19}C atommagban. Egy kötött egyrészecske állapot létezését erősíti az a tény is, hogy a kísérletileg megfigyelt teljes egyneutron-kiütési hatáske-resztmetszetek [84, 85, 98] túl alacsonyak ahhoz, hogy a ^{19}C atommagban két kötött egyrészecske állapot létezzen.

A WBP héjmodell-számolások [103, 104] az $5/2_1^+$ és a $3/2_1^+$ gerjesztett állapotokat kötöttnak jósolják. Az $5/2_1^+$ gerjesztett állapotot pedig alacsonyabb energiára várják, mint a $3/2_1^+$ gerjesztett állapotot. Ezzel szemben Kanungo és munkatársai [97] arra mutattak rá, hogy az $5/2_1^+$ gerjesztett állapot bomlása az alapállapotra erősen tiltottnak várható, míg a $3/2_1^+$ gerjesztett állapot bomlása az alapállapotra prompt tulajdonsággal bír.

Az általam azonosított 198 keV energiájú γ -átmenet prompt természeté miatt egy ilyen alacsonyenergiájú prompt γ -átmenetnek M1 multipolaritásúnak kell lennie. Ez megfelel a fentebbi megállapításomnak, amely szerint az általam azonosított γ -átmenet a $3/2^+$ első gerjesztett állapotot köti össze az $1/2^+$ alapállapottal.

A ^{19}C atommag vizsgálata során végzett munkám

A ^{19}C atommag vizsgálata során a kísérleti adatok teljes feldolgozását én végeztem el. Végrehajtottam a másodlagos radioaktív ionnyaláb és a reakciótermékek azonosítását az ionnyaláb útjában elhelyezett detektorok jeleinek felhasználásával. A folyékony hidrogén céltárgyat körülvevő DALI2 NaI(Tl) detektorrendszer energia és idő jelein elvégeztem a megfelelő kalibrációkat és korrekciókat. Elkészítettem az egyneutron-kiütési reakcióból keletkező ^{19}C atommag γ -spektrumát. Megcsináltam a DALI2 detektorrendszer Geant4 szimulációját, majd a kísérleti spektrumot egy szimulált válaszfüggvénnyel illesztettem meg. A spektrumban azonosítottam egy γ -átmenetet. A γ -átmenetnek meghatároztam az energiáját, intenzitását és előállítási hatáskeresztmetszetét. A γ -átmenet energiáját és a hatáskeresztmetszetet összevetettem az irodalomban megtalálható kísérleti és elméleti eredményekkel. Ez alapján meghatároztam a ^{19}C első gerjesztett állapotának a spinjét és paritását, valamint kizártam egy $5/2^+$ kötött gerjesztett állapot létezését ebben az atommagban.

A fejezethez kapcsolódó publikációk:

- **Zs. Vajta**, Zs. Dombrádi, Z. Elekes, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, D. Bemmerer, Zs. Fülöp, N. Iwasa, Á. Kiss, T. Kobayashi, Y. Kondo, T. Motobayashi, T. Nakabayashi, T. Nannichi, H. Sakurai, D. Sohler, S. Takeuchi, K. Tanaka, Y. Togano, K. Yamada, M. Yamaguchi and K. Yoneda

γ ray spectroscopy of ^{19}C via single neutron knock-out reaction,
Physical Review C **91**, 064315 (2015).

- **Zs. Vajta** and Zs. Dombrádi

Optimization of detector performance in radioactive beam experiments via GEANT4 simulations,

Acta Physica Debrecina **45**, 241 (2011).

4.2. A ^{21}N atommag szerkezetének tanulmányozása γ -spektroszkópiai módszerekkel

4.2.1. A ^{21}N atommagra vonatkozó irodalom áttekintése

Az $A = 20$ -40 tömegszámú könnyű, neutrontöbbletes atommagokban az $N = 20$ „hagyományos” neutron mágikus számhoz tartozó héjzáródás ($1d_{3/2}$ - $1f_{7/2}$) eltűnik és az egyrészesce állapotok átrenedeződése miatt az $N = 14$ ($1d_{5/2}$ - $2s_{1/2}$) és $N = 16$ ($2s_{1/2}$ - $1d_{3/2}$) neutronsámok lesznek mágikusak.

Ezekhez a neutronsámokhoz tartozó héjközök nagysága megnő, amit először γ -spektroszkópiai vizsgálatok segítségével [107] becsültek meg. Ennél pontosabb eredményt szolgáltatott a $^{22}\text{O}(\text{d},\text{p})^{23}\text{O}$ reakció vizsgálata [52], ahol meg lehetett határozni az $N = 16$ -os ($2s_{1/2}$ - $1d_{3/2}$) és az $N = 20$ -as ($1d_{3/2}$ - $1f_{7/2}$) héjközök nagyságát. Ez a kísérlet közvetlen eredményt szolgáltatott arra, hogy az $N = 16$ neutronsámhoz tartozó héjköz 4 MeV-re növekedett, miközben az $N = 20$ neutronsámhoz tartozó héjköz $Z = 8$ -nál 1,3 MeV-re csökkent.

A szénizotópoknál a ^{20}C atommagot rugalmatlan szórási reakcióval vizsgálva a 2_1^+ első gerjesztett állapotot alacsony 1,588(20) MeV energián találták meg. Ez az eredmény [55] azt jelenti, hogy itt az $N = 14$ héjzáródás megszűnt.

A ^{22}O izotópnál a proton és neutron átmeneti mátrixelemek (M_p és M_n) értéke kicsi és a $\frac{M_p}{M_n}/\frac{N}{Z}$ arány közel egy. Ez az jelenti, hogy a proton és neutronok járuléka a 2_1^+ állapot gerjesztéséhez a stabil izotópoknál megszokott érték [106, 54]. A ^{20}C atommagnál a neutronhoz tartozó mátrixelem jóval nagyobb, mint a protonhoz tartozó, ami azt mutatja, hogy a neutronok járuléka sokkal nagyobb a 2_1^+ állapot gerjesztésében, mint a protonoké. Ezen mátrixelemek $\frac{M_p}{M_n}$ arányából a szénizotópoknál egy egzotikus effektus megjelenésére, a valencia neutronok lecsatolódására következtettek [88]. Ezt a jelenséget megfigyelték nagy neutrontöbblet esetén a bór izotópoknál is [108, 109].

A nitrogénizotópok a szén- és az oxigénizotóp-láncok között foglalnak helyet és érdekes kérdés, hogy a neutronban igen gazdag nitrogén atommagok

hogyan viselkednek. A nehéz nitrogén magokra kevés kísérleti információ áll rendelkezésre az irodalomban.

A legkevésbé egzotikus ^{18}N atommagot vizsgálták eddig a legbehatóbban. Az alacsonyenergiás gerjesztett állapotait Ge detektorok alkalmazásával végrehajtott γ -spektroszkópiával [110], töltéscsere reakciókkal [111] és β -bomlással [112] vizsgálták korábban. A nehezebb ^{19}N atommag alacsonyenergiás nívóit is meghatározták már többnukleon-átadási reakcióval [113] és Ge detektorok segítségével elvégzett γ -spektroszkópiai vizsgálattal [114].

A $^{20,21,22}\text{N}$ atommagok gerjesztett állapotait kétlépéses fragmentációs reakciók segítségével [114] vizsgálták korábban. Ez az egyetlen egy kísérleti információforrás ezen izotópok kötött állapotairól. Ebben a kísérletben BaF_2 detektorokat alkalmaztak a γ -spektroszkópiai mérések során és számos gerjesztett állapotot azonosítottak. A ^{22}N atommag esetén egy újabb tanulmány [115] egy nem kötött alacsonyan elhelyezkedő állapot létezésére mutatott rá 1,93 MeV gerjesztési energián.

A ^{21}N atommaghoz Sohler és munkatársai [114] felépítették az alacsonyenergiás gerjesztett állapotok nívósémáját. A gerjesztett állapotok elhelyezkedéséből közvetetten azt állapították meg, hogy az $N = 14$ neutronszámhoz tartozó héjzáródás nem tűnik el teljesen $Z = 7$ -nél és a hozzá tartozó héjköz körülbelül 3 MeV. Ezzel szemben ^{22}N atommagban Strongman és munkatársai [115] megállapították, hogy az $N = 14$ neutronszámhoz tartozó héjzáródásról már ennél az izotópnál nem beszélhetünk.

Célkitűzés

A neutrongazdag ^{21}N atommag esetén eddig még senki nem mért átmeneti valószínűséget és deformációt, amelyek meghatározásával többet tudhatunk meg az $N = 14$ neutronszámhoz tartozó héjzáródás viselkedéséről.

4.2.2. Kísérleti leírás

A neutrongazdag ^{21}N atommag vizsgálatához az adatok a 4.1.2 fejezetben már tárgyalt kísérletből származnak. A 3.5. ábrán láthatóak az elkülönített másodlagos radioaktív ionnyaláiban azonosított izotópok. Az elkülönített radioaktív ionnyaláb átlagos intenzitása a mérés alatt 100 pps

volt, amihez a ^{21}N izotóp 30 pps intenzitással járult hozzá. A kísérlet során folyékony hidrogén és ólom céltárgyat alkalmaztunk, amelyekben a ^{21}N atommag átlagos energiája 52 és 48,1 MeV volt. A nukleon kiütési reakciók hatáskeresztmetszete a folyékony hidrogénen sokkal magasabb volt mint az ólomban, ezért a céltárgyat elhagyó reakciótermékek azonosítása elengedhetetlen volt.

4.2.3. Kísérleti adatok kiértékelése

A kísérleti adatok feldolgozásának lépéseit ebben a fejezetben a folyékony hidrogén céltárgyon elvégzett kísérlet adatainak segítségével mutatom be.

A másodlagos radioaktív ionnyaláb azonosítása

A másodlagos radioaktív ionnyaláb komponenseit a 4.1.3. fejezetben leírtak szerint eljárva azonosítottam. Az eljárás segítségével a 4.2. ábrán látható ^{20}N , ^{21}N , ^{22}N és ^{23}N izotópokat tudtam azonosítani.

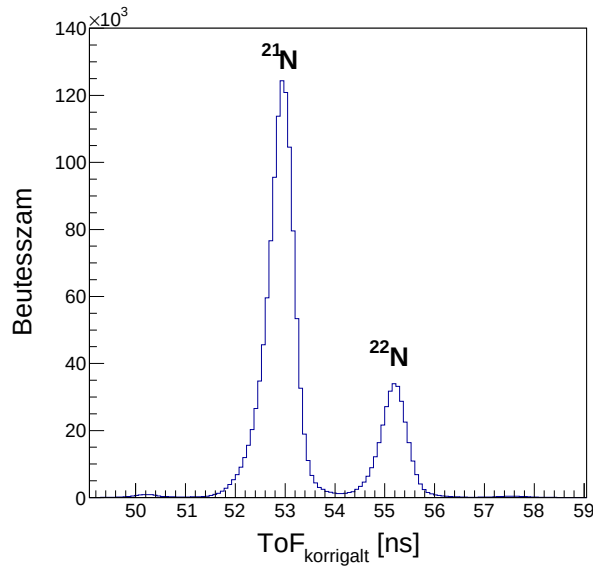
A 4.2. ábrán a nitrogénizotópokra vonatkozó foltokat levetítve az x tengelyre, elkészítettem a 4.11. ábrán látható tömegspektrumot. A spektrumban a statisztika legnagyobb része a ^{21}N (~ 1100000 esemény) és a ^{22}N (~ 300000 esemény) izotópokhoz tartozó beütésekből származik.

A rugalmatlan szórási reakciócsatorna kijelölése érdekében a nitrogénizotópokra szűkített adathalmazon a korrigált repülési időre tettem ki kaput a ^{21}N radioaktív atommagok kiválasztásához.

Nitrogénizotópok azonosítás a másodlagos céltárgy után

A reakciótermékek rendszám szerinti azonosítását a másodlagos céltárgy után a 4.1.3. fejezetben leírtak szerint végeztem el. A 4.5. ábrán látható rendszám szerinti eloszlást alkalmazva létrehoztam egy kaput a $Z = 7$ rendszámú izotópok kiválasztásához, amivel 1147184 eseményt jelöltem ki a további adatfeldolgozás céljából.

Az izotópson belül a reakciótermékek tömegszám szerinti azonosítását szintén a 4.1.3. fejezetben leírtakhoz hasonlóan végeztem el. A 4.12. ábrán látható a másodlagos céltárgyból kilépő nitrogénizotópok tömegszám

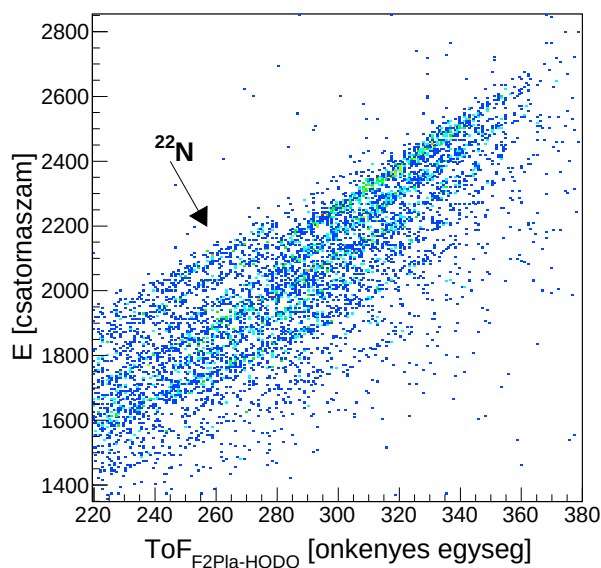


4.11. ábra. A nitrogénizotópok tömegspektruma.

szerinti azonosítása. Az ábrán csak az egyik hodoszkóp detektor jeleiből származó teljes kinetikus energia (E) van ábrázolva a DALI2 detektorrendszer után elhelyezett plastik szcintillátorokkal mért korrigált repülési idő ($\text{ToF}_{F2Pla-HODO}$) függvényében. A különböző tömegszámú nitrogénizotópokat elkülönülnek egymástól, az ábrán fentről lefelé haladva a következő izotópok azonosítottam: ^{22}N , ^{21}N , ^{20}N , ^{19}N , ^{18}N és ^{17}N .

A tömegszám szerinti eloszlások feloldása jelentősen eltért a hodoszkóp különböző plastik szcintillátorainál. Először a jó feloldású detektorok segítségével azonosítottam a γ -sugárzásokat a különböző tömegszámú nitrogénizotópokhoz. Később pedig az összes detektor jeleit felhasználva határoztam meg a ^{21}N atommag rugalmatlan szórási reakciójához tartozó hatáskeresztmetszetet.

A 4.12. ábrát az összes hodoszkóp szcintillátorhoz elkészítettem, majd linearizáltam és átskáláztam. Így megkaptam az összes detektorhoz a 4.13. ábrán is látható $^{21,22}\text{N} + ^1\text{H}$ ütközés után előálló nitrogénizotópok tömegszám szerinti eloszlását. Sajnos, a helyzet sokkal rosszabb volt abban az



4.12. ábra. A nitrogénizotópok tömegszám szerinti azonosítása a repülési idő ($\text{ToF}_{\text{F2Pla-HODO}}$) és a teljes kinetikus energia (E) alapján.

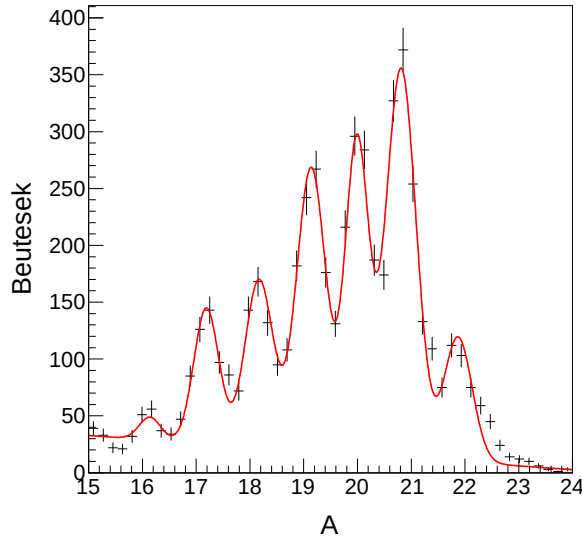
esetben, ha az összes detektor tömegszám szerinti eloszlását összegeztem. Arra azonban itt is elegendő volt a feloldás, hogy a ^{21}N izotóptól a ^{19}N izotópot, valamint a ^{20}N izotóptól a ^{18}N izotópot el tudjam különíteni.

A reakciótermékek azonosításához ezt az eljárást a ^{208}Pb másodlagos céltárgy esetén is végrehajtottam.

A nitrogénizotópokhoz tartozó γ -spektrum elkészítése

A 4.1.3. fejezetben tárgyalt módszereket alkalmaztam a nitrogénizotópokhoz tartozó γ -spektrumok elkészítésénél is. A Doppler-korrekciónál a folyékony hidrogén céltárgy esetén a nitrogénizotópok sebességére a $\beta = 0,32$, míg a ^{208}Pb céltárgy esetén $\beta = 0,29$ értéket használtam.

A 4.14. ábrán a NaI(Tl) detektoroknak a nitrogénizotópokkal koincidenciában észlelt összehangolt és kalibrált időjeleit láthatjuk a kalibrált és Doppler-korrigált γ -sugárzás energiájának függvényében. A rugalmatlan szórási és neutronkiütési reakciókból származó prompt γ -sugárzások ~ 43 ns körül érkeznek be. Látható, hogy 200 keV felett a beütések 40-47 ns időin-

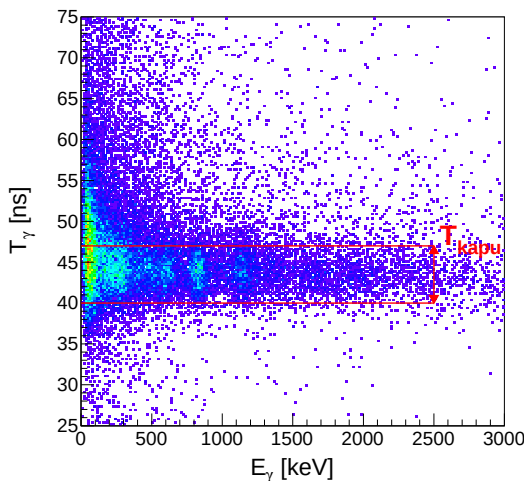


4.13. ábra. A $^{21,22}\text{N} + ^1\text{H}$ ütközés után kilépő nitrogénizotópok tömegszám szerinti eloszlása.

tervallumra tett kapuval jól elválaszthatóak voltak a háttérsugárzástól. A további adatfeldolgozás során a 4.14. ábrán piros vonalakkal jelölt tartományra tett kaput (T_{kapu}) alkalmaztam a γ -sugárzások kijelölésére.

A 4.15. ábrán a DALI2 detektorrendszer által a nitrogénizotópokhoz begyűjtött kalibrált és Doppler-korrigált γ -sugárzások vannak ábrázolva a tömegszám függvényében. Itt csak azokat az eseményeket gyűjtöttem ki, ahol a másodlagos radioaktív ionnyalábot ^{21}N -nek azonosítottam, a folyékony hidrogén céltárgy után a reakciótermékek rendszáma $Z = 7$ -nek felelt meg, a γ -sugárzáshoz tartozó időjel a kijelölt időintervallumba (T_{kapu}) esett és a DALI2 detektorrendszer multiplicitása 1 volt ($M_{\text{DALI2}} = 1$). Az adatfeldolgozás során a $M_{\text{DALI2}} = 2$ multiplicitáshoz tartozó γ -sugárzásokat is megvizsgáltam.

A különböző tömegszámú nitrogénizotópokhoz tartozó γ -csúcsok foltokként jelennek meg a 4.15. ábrán. A jó feloldás miatt az egymás mellett lévő nitrogénizotópokat is el tudtam választani. A 4.15. ábrán a piros vonalakkal kijelölt tartományba eső beütéseket vetítettem le az x-tengelyre, hogy előál-



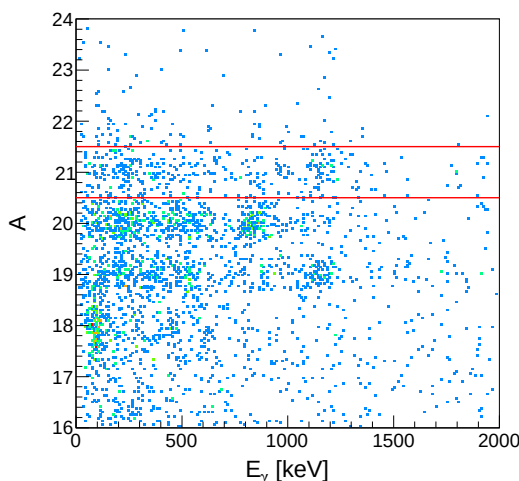
4.14. ábra. A DALI2 detektorendszer által a nitrogénizotópokhoz érzékelt kalibrált és Doppler-korrigált γ -energia (E_γ) a hozzá tartozó összecúsztatott és kalibrált időjelek (T_γ) függvényében. A piros vonalakkal határolt tartomány (T_{kapu}) jelöli a promptnak elfogadott időintervallumot.

lítsam ^{21}N izotóp rugalmatlan szórási reakciójához tartozó γ -spektrumot. A ^{21}N atommag mellett a neutronkiütési reakciók során előálló ^{20}N , ^{19}N és ^{18}N atommagokhoz tartozó γ -spektrumokat is elkészítettem. Az ólom céltárgy esetén a rugalmatlan szórási reakciócsatorna volt csak jelentős.

4.2.4. Kísérleti eredmények, következtetések

Hidrogén másodlagos céltárgy esetén elkészítettem az $M_{DALI2} = 1$ és 2 multiplicitású kalibrált és Doppler-korrigált γ -spektrumokat a $^{18-21}\text{N}$ izotópokhoz. A $^{18-20}\text{N}$ izotópokhoz tartozó spektrumokat azért vizsgáltam meg, mert az alacsony és közepes energiás gerjesztett állapotai jól ismertek [110, 114]. Ezt az információt arra használtam fel, hogy ellenőrizsem az általam alkalmazott eljárásokat.

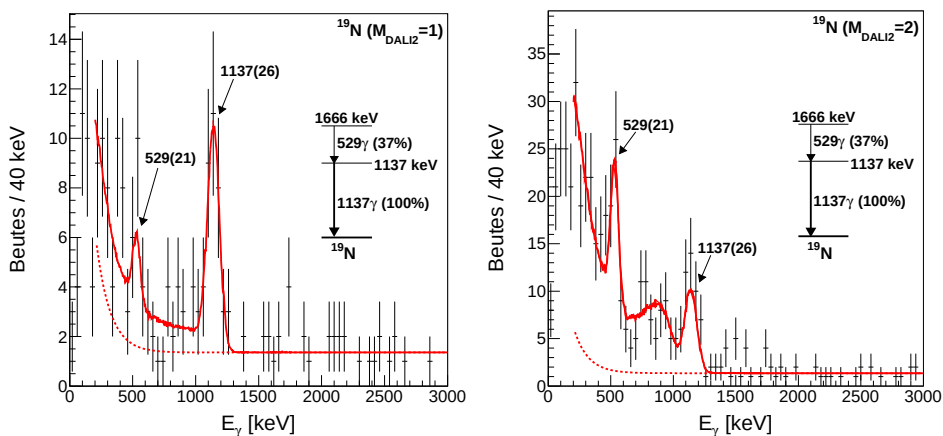
Példaként a 4.16. ábrán láthatjuk a neutronkiütési reakciót követően előálló ^{19}N $M_{DALI2} = 1$ és 2 multiplicitású γ -spektrumait. Ennél az atommagnál két γ -átmenetet azonosítottam 529(21) és 1137(26) keV energián. A kapott eredmények jó egyezésben állnak az irodalomban megtalálható ada-



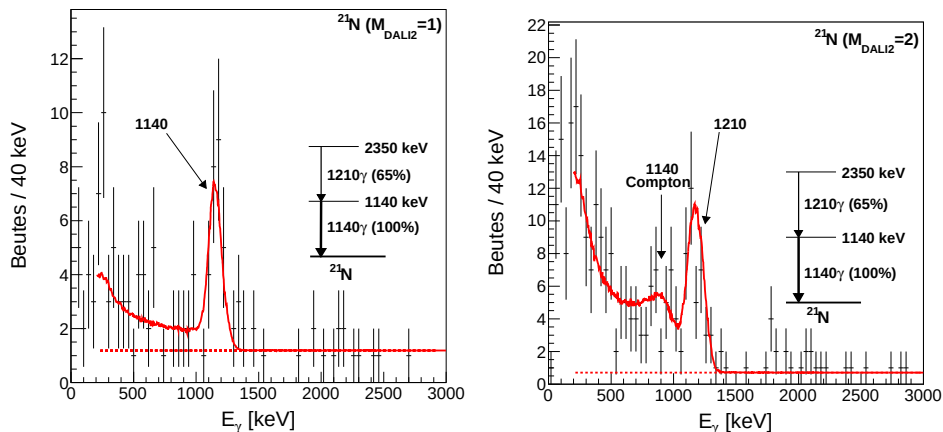
4.15. ábra. A DALI2 detektorrendszer által a különböző tömegszámú (A) nitrogénizotópokhoz begyűjtött kalibrált és Doppler-korrigált γ -energia (E_γ) látható. A piros vonalak jelölik azt a tartományt, aminek a projekciójával előállítottam a ^{21}N -hez tartozó γ -spektrumot.

tokkal [114], ahol ezek az átmenetek egy kaszkádot alkotnak. Az 1137 keV-es γ -átmenet kapcsolja össze az első gerjesztett állapotot az alapállapottal, míg a 529 keV-es γ -átmenet a második gerjesztett állapotot köti össze az első gerjesztett állapottal.

A vizsgálatok elején a $^{18-20}\text{N}$ izotópokhoz tartozó spektrumokat Gauss függvények és polinomiális hátterek segítségével illesztettem meg annak érdekében, hogy meghatározzam a γ -átmenetek csúcspozícióját és félértékszélességét. Ezeket az információkat beépítettem a DALI2 detektorrendszerhez általam fejlesztett, detektor-válaszfüggvényt előállító Geant4 szimulációba. A szimulációban létrehoztam a különböző nitrogénizotópokhoz tartozó kaszkád rendszert, majd ennek segítségével elkészítettem az $M_{DALI2} = 1$ és 2 szimulált spektrumokat. Ezekkel a spektrumokkal és polinomiális hátterek segítségével illesztettem meg a kísérleti adatokat, amelyek a 4.16. és 4.17. ábrákon is láthatóak. Ehhez a szimulációba beépítettem a kaszkádok elágazási arányát és az egyes gerjesztett állapotok létrehozásának arányait, amivel az illesztéshez generált szimulált γ -spektrumokat készítettem el.



4.16. ábra. $M_{DALIZ} = 1$ (jobbra) és 2 (balra) multiplicitású kalibrált és Doppler-korrigált γ -spektrumok a neutron-kiütési reakcióból előállt ^{19}N atommaghoz. A piros folytonos vonalak az illesztett görbék, amelyek tartalmazzák a Geant4 szimulációból származó spektrumokat és a háttér kezelésére alkalmazott exponenciális háttérket (pontosított piros görbékkel jelölve). Az ábrák jobb oldalán az azonosított γ -átmenetek alapján felépített nívóséma látható.



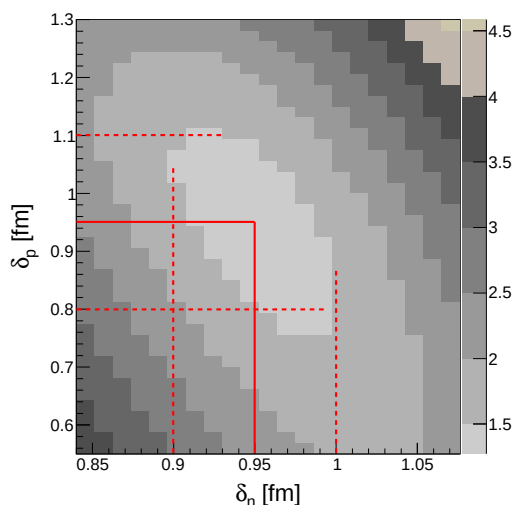
4.17. ábra. $M_{DALIZ} = 1$ (jobbra) és 2 (balra) multiplicitású kalibrált és Doppler-korrigált γ -spektrumok a rugalmatlan szórás reakcióból származó ^{21}N atommaghoz. A piros folytonos vonalak az illesztett görbék, amelyek tartalmazzák a Geant4 szimulációból származó spektrumokat és a háttér kezelésére alkalmazott polinomiális háttérket (pontosított piros görbékkel jelölve). Az ábrák jobb oldalán az azonosított γ -átmenetek alapján felépített nívóséma látható.

Az illesztési eljárásom segítségével meghatároztam a különböző nitrogén-izotópokhoz tartozó γ -átmenetek relatív intenzitásarányait, amelyet a 4.16. és 4.17. ábrákon található spektrumok jobb oldalán látható nívósémákban tüntettem fel. Az általam megadott relatív γ -intenzitások bizonytalansága átlagosan 10%. A kapott értékek eltérnek Wiedeking és munkatársai [110] által közölt publikációkban található értékektől. Ennek az oka, hogy mi más reakciót használtunk a gerjesztett állapotok populálására.

A folyékony hidrogén céltárgyon rugalmatlan szórást szenvedett ^{21}N izotópokhoz tartozó $M_{DALI2} = 1$ és 2 multiplicitású γ -spektrumokat a 4.17. ábrán láthatjuk. Az első gerjesztett állapotot az alapállapottal összekötő 1140(30) keV-es γ -átmenet dominál az $M_{DALI2} = 1$ multiplicitású spektrumban, addig az $M_{DALI2} = 2$ spektrum tartalmaz az első és második gerjesztett állapotot összekapcsoló 1210(33) keV-es γ -átmenetből származó beütéseket is.

A csúcspozíció bizonytalanságának van egy illesztésből származó része, ami a statisztikából jön. Ezt kaptam meg a gauss+háttér illesztés segítségével. Ezen kívül van egy szisztematikus hiba, ami abból jön, hogy a Doppler-korrekcíóra alkalmazott bétának a céltárgy hossza miatt van nem elhanyagolható bizonytalansága is. A feldolgozás során mindig a céltárgy közepére vonatkozó bétával számoltam. Az azonosított γ -átmenetek jó egyezésben vannak Sohler és munkatársai [114] által közölt eredményekkel, ahol 1177(7) és 1228(29) keV energián találtak két nagyintenzitású γ -átmenetet.

A szimulált $M_{DALI2} = 1$ és 2 multiplicitású Geant4 válaszfüggvényeken látható, hogy erre a két γ -átmenetre van szükség a kísérleti adatok megillesztéséhez. Különösen az $M_{DALI2} = 2$ válaszfüggvény esetén fontos az 1210 keV-es γ -átmenet jelenléte. Az $M_{DALI2} = 2$ kísérleti spektrumot csak úgy lehet értelmezni, ha feltételezzük, hogy az 1210 keV-es γ -átmenet táplálja az első gerjesztett állapotot. Ha nem az előbbi feltételezés szerint végeznénk a szimulációt, akkor az $M_{DALI2} = 2$ szimulált Geant4 válaszfüggvény csak az 1140 keV-es átmenethez tartozó Compton-eseményeket tartalmazná.



4.18. ábra. Redukált χ^2 értékekhez tartozó kontúrgörbe a neutron és proton deformációs hosszak függvényében (δ_n , δ_p). A szaggatott piros vonalak jelölik az 1σ hibasávokat.

A $^{18-21}\text{N}$ izotópokhoz a kísérletben azonosított γ -átmenetek mellett magasabb energiájú gerjesztett állapotokhoz kapcsolódó további γ -átmeneteket nem figyeltem meg, mivel ^{208}Pb és folyékony hidrogén céltárgyakon végrehajtott rugalmatlan szórási reakción keresztül csak az első egy-két gerjesztett állapot populációja valósulhatott meg.

A ^{21}N atommag nívósémájának felépítésén túlmenően meghatároztam a rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszeteket folyékony hidrogén és ^{208}Pb céltárgy esetén az 1140 és 2350 keV-es gerjesztett állapotokhoz. Ehhez felhasználtam a hodoszkóp detektorrendszer összes plasztik szcintillátorának jelét, azokat is ahol a kimenő reakciótermékek azonosítás nem volt tökéletes. Ezeket a jeleket felhasználva készítettem el a ^{21}N rugalmatlan szórási reakciójából származó $M_{DALI2} = 1$ és 2 multiplicitású γ -spektrumokat.

A csúcsterületek kiszámításához a 4.17. ábrán látható csúcspozíciókat tartottam meg, és felhasználtam az illesztéshez a fentebb leírt félértékszélesség beállítást a Geant4 szimulációból megkapott szimulált γ -spektrumokhoz. A folyékony hidrogén céltárgy esetén az 1140 keV-es csúcshoz a terület $N_{\gamma,H}(1140, M_{DALI2} = 1) = 136(11)$, a 1210 keV-es csúcshoz pedig

$N_{\gamma,H}(1210, M_{DALI2} = 2) = 85(8)$ lett. A ^{208}Pb céltárgy esetén csak az $M_{DALI2} = 1$ multiplicitású spektrumban azonosítottam az 1140 keV-es γ -átmenetet, az $M_{DALI2} = 2$ multiplicitású spektrum üres volt. Ez azt jelenti, hogy a második gerjesztett állapot nem populálódott a Coulomb gerjesztési reakcióban. Az 1140 keV-es átmenethez tartozó csúcsterület $N_{\gamma,Pb}(1140, M_{DALI2} = 1) = 37(11)$ -nek adódott a szimulált γ -spektrummal történt illesztés során. A csúcsterületek bizonytalanságát a Geant4 szimulációval előállított spektrumoknak a kísérleti adatokhoz történő illesztéséből határoztam meg. A szimulált spektrumokat illesztettem egy szorzófaktorral és egy hozzáadott háttérrel a kísérleti spektrumokhoz. Az illesztésből megkaptam a szorzófaktor bizonytalanságát, ami a terület relatív hibája is egyben.

A hatáskeresztmetszetek kiszámolásához szükség volt a DALI2 detektorrendszer hatásfokára 1140 és 1210 keV energián. Ezeket a hatásfokértékeket, $\eta(1140, M_{DALI2} = 1) = 26,6$ IJ és $\eta(1210, M_{DALI2} = 2) = 8,9$ IJ, a Geant4 szimulációm felhasználásával határoztam meg.

A hodoszkóp detektorrendszert felhasználva megadtam a folyékony hidrogén és az ^{208}Pb céltárgy esetén a detektált ^{21}N atommagok számát. Erre azért volt szükség, mert a céltárgy előtt a Si és PPAC detektorok hatásfoka nem volt pontosan ismert, ezért nem lehetett felhasználni a hatáskeresztmetszetek kiszámolásához a bejövő ^{21}N atommagok számát. Így a gerjesztési hatáskeresztmetszetekre a következő értékeket határoztam meg: $\sigma(1140, H) = 6,6(8)$ mb, $\sigma(2350, H) = 12,3(16)$ mb és $\sigma(1140, Pb) = 11,4(34)$ mb.

A hatáskeresztmetszetek értelmezését a kollektív modellt használva a FRESCO program [79] segítségével végeztem el. Az optikai potenciált a folyékony hidrogén céltárgyhoz egy globális fenomenológikus parametrizált formula [80] felhasználásával számoltam ki, amelyet sok kísérlet alapján határoztak meg. Az ólom céltárgy esetén a $^{17}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ reakcióból kísérletileg származtatott [81] optikai potenciált alkalmaztam. A vizsgált állapotok spinjét héjmodell-számolásokból [114] vettem át, ahol az alapállapot spinje 1/2, az 1140 keV energián elhelyezkedő első gerjesztett állapot spinje 3/2 és 2350 keV energián a második gerjesztett állapot spinje 5/2.

A kísérleti hatáskeresztmetszetek alapján meghatároztam a proton és neutron deformációs hosszakat (δ_p , δ_n) hasonló módszerrel, mint amit Elekes és munkatársai [116] alkalmaztak. A módszerem nem volt teljesen ugyanaz, mert esetenben a második gerjesztett állapothoz tartozó rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszet is rendelkezésre állt és felhasználtam a χ^2 analízisben. Első lépésben választottam egy proton és neutron deformációs hossz párt. A proton és neutron deformációs hossz paraméterek a következő kapcsolatban állnak a maganyag és Coulomb deformációs hosszakkal (δ_M^{Pb} , δ_M^{pp} , δ_C^{Pb} , δ_C^{pp}):

$$\left(Z \cdot b_p^{Pb} + N \cdot b_n^{Pb} \right) \cdot \delta_M^{Pb} = N \cdot b_n^{Pb} \cdot \delta_n + Z \cdot b_p^{Pb} \cdot \delta_p, \quad (4.1)$$

$$\left(Z \cdot b_p^{pp} + N \cdot b_n^{pp} \right) \cdot \delta_M^{pp} = N \cdot b_n^{pp} \cdot \delta_n + Z \cdot b_p^{pp} \cdot \delta_p, \quad (4.2)$$

ahol b_n^{Pb} , b_p^{Pb} , b_n^{pp} és b_p^{pp} paraméterek a hidrogén és ólom céltárgy érzékenységet írják le a ^{21}N atommag protonjaira és neutronjaira, az értékük korábbi vizsgálatból [116] már ismert. A δ_M^{Pb} , δ_M^{pp} , δ_C^{Pb} és δ_C^{pp} deformációs hosszak voltak a bemenő paraméterei a csatoltcsatornás számolásnak. A kísérleti és számolt hatáskeresztmetszetek különbségét a χ^2 értékével jellemeztem. A vizsgálat során előállítottam a (δ_n , δ_p , χ^2) értékek halmazát. A különböző (δ_n , δ_p) párokhoz tartozó χ^2 értékeket a 4.18. ábrán láthajtuk. A χ^2 minimumánál meghatároztam a proton és neutron deformációs hosszak értékét: $\delta_p = 0,95(15)$ fm és $\delta_n = 0,95(5)$ fm.

A protonra és a neutronra vonatkozó kvadrupól átmeneti mátrixelemeket (M_p , M_n), valamint a $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ redukált elektromos kvadrupól átmeneti valószínűséget ki lehet számolni a deformációs hosszakból a következő formulák segítségével:

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)/e^2 = M_p^2 = \left(\frac{3}{4\pi} \cdot Z \cdot \delta_p \cdot R \right)^2, \quad (4.3)$$

$$M_n^2 = \left(\frac{3}{4\pi} \cdot N \cdot \delta_n \cdot R \right)^2, \quad (4.4)$$

ahol R az atommag sugara. Az illesztésből kinyert δ_p és δ_n értékekkel kiszámítottam a kvadrupól átmeneti mátrixelemeket: $M_n^2 = 110(12)$ fm⁴ és

$M_p^2 = 28(9) \text{ fm}^4$. Ezekből az értékekből kiszámoltam a mátrixelemek arányát $M_n/M_p = 2,0(3)$, ami megegyezik ^{21}N esetén a neutron- (14) és protonszám (7) N/Z arányával. Ez az egyezés az átmenet tiszta izoskalár jellegét mutatja. Ezek az eredmények jó egyezésben vannak a zárt proton és neutron héjakkal rendelkező ^{22}O vizsgálatából származó eredményekkel [54, 106]. A ^{22}O atommag esetén a mátrixelemek aránya $M_n/M_p = 1,9(4)$ közel azonos a neutron- és protonszám arányával $N/Z = 1,75$. Összevettem a ^{21}N atommagra kapott eredményeket a ^{20}C izotópra az irodalomban [88] megtalálható adatokkal is. A ^{20}C atommag egy protonnal kevesebbet tartalmaz, mint a ^{21}N atommag és a glóriás atommagok tartományában helyezkedik el. A ^{20}C atommag proton és neutron deformációs hosszai és az átmeneti mátrixelemei eltérnek a ^{21}N atommagétól, a ^{20}C atommag esetén a mátrixelemek aránya $M_n/M_p = 6,1(13)$ jelentősen nagyobb, mint a neutron- és protonszám aránya $N/Z = 2,33$. A neutron kvadrupól átmeneti mátrixelem értéke (M_n) jóval nagyobb, mint a protoné (M_p), ez jelzi hogy a valencia neutronok a protonoktól függetlenül mozognak, lecsatolódnak. Ez a jelenség a ^{21}N atommagban nem lép fel, a neutronok és a protonok mozgása erősen korrelált.

A gyenge-csatolásos közelítés [117] szerint, a páratlan tömegszámú ^{21}N atommagban az alapállapotú egyrészecske konfigurációból ($\pi p_{1/2}$) a $3/2^-$ és $5/2^-$ gerjesztett állapotokhoz tartozó E2 erősségek összege megadja a magtörzs $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ redukált elektromos kvadrupól átmeneti valószínűségét. A kísérleti adatokból meghatároztam az első gerjesztett állapothoz tartozó $B(E2)$ átmeneti valószínűség értékét, valamint a tömeg átmeneti mátrixelemeket az első és második gerjesztett állapothoz. Mivel ezeket az állapotokat főként $\pi p_{1/2} \otimes 2^+$ konfigurációhoz tartozónak várjuk, ezért jó közelítés azt feltételezni, hogy mindkét állapothoz a tömeg és elektromos átmeneti arányok hasonlóak, vagyis a ^{21}N atommag két állapotát azonos mértékben gerjesztjük és nincs törzspolarizáció. Ezen feltételezés alapján a törzsben az alapállapotú átmenet effektív $B(E2)$ valószínűsége $56(18)e^2 \text{ fm}^4$, mert a $B(E2)$ fragmentálódik a két alacsonyenergiás állapotra a ^{21}N atom-

magban.

A héjmodell-számolások [114] a ^{21}N atommag törzsére $B(E2) = 54e^2 \text{ fm}^4$ értéket jósolnak, ez kétszerese a ^{22}O atommaghoz előrejelzett [105] és fele a szomszédos ^{20}C atommaghoz rendelt $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ értéknek [14]. A héjmodell-számolások a ^{20}C atommag esetén $110e^2 \text{ fm}^4$ értéket adnak meg, ami sokkal nagyobb, mint a nehéz szénizotópoknál a lecsatolódnó neutronok miatt kísérletileg megfigyelt érték ($< 18e^2 \text{ fm}^4$ [88]). Ilyen mértékű eltérés a kísérleti adatokból meghatározott és héjmodell-számolások által megadott $B(E2)$ értékek között nincs a ^{21}N atommag esetén, valamint a neutronra és protonra vonatkozó kvadrupól mátrixelemek alapján is látszik, hogy itt nem lép fel a valencia neutronok lecsatolódnása sem.

Az eddigi megfigyelések alapján kijelenthetjük, hogy a nitrogénizotópok magjának szerkezete puhább, mint a zárt héjú oxigénizotópoké. Ez a következtetés konzisztens azzal, hogy az $N = 14$ -es héjzáródás 1,2 MeV-vel csökken [114], amikor a ^{22}O atommagból a $p_{1/2}$ pályájáról egy protont eltávolítva eljutunk a ^{21}N atommaghoz.

A ^{21}N atommag vizsgálata során végzett munkám

A ^{21}N atommag és a könnyebb nitrogénizotópok vizsgálata során a kísérleti adatok kiértékelését én végeztem el. Azonosítottam a másodlagos radioaktív ionnyaláb összetevőit és a másodlagos céltárgy után keletkező reakciótermékeket az ionnyaláb útjába telepített detektorok jeleinek segítségével. A másodlagos céltárgy köré telepített DALI2 NaI(Tl) detektorrendszer energia és idő jelein elvégeztem a szükséges korrekciókat. Elkészítettem a ^{21}N atommag rugalmatlan szórási reakciójához tartozó és a neutronkiütési reakciókban előállt nitrogénizotópokhoz tartozó γ -spektrumokat. Leprogramoztam a DALI2 detektorrendszer válaszfüggvényének Geant4 szimulációját, majd a kísérleti spektrumokat megillessztem a szimulált spektrumokkal. Azonosítottam a kísérletünkben látott nitrogénizotópokhoz tartozó γ -átmeneteket és összehasonlítottam az irodalmi értékekkel. A ^{21}N atommaghoz meghatároztam a rugalmatlan szórási és a Coulomb-gerjesztési hatáskeresztmetszet értékeit, majd ezeket felhasználva származtattam az atommag deformáci-

ójának jellemzésére szolgáló paramétereket. A kapott eredményeket összevetettem a ^{22}O és ^{20}C már ismert értékeivel. Megállapítottam, hogy a ^{21}N atommagban az $N = 14$ -es alhéjzáródás jelen van de gyengébb, mint a ^{22}O esetén.

A fejezethez kapcsolódó publikációk:

- Z. Elekes, **Zs. Vajta**, Zs. Dombrádi, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, D. Bemmerer, Zs. Fülöp, N. Iwasa, Á. Kiss, T. Kobayashi, Y. Kondo, T. Motobayashi, T. Nakabayashi, T. Nannichi, H. Sakurai, S. Sohler, S. Takeuchi, K. Tanaka, Y. Togano, K. Yamada, M. Yamaguchi and K. Yoneda
Nuclear structure study of $^{19,21}\text{N}$ by γ spectroscopy,
Physical Review C **82**, 027305 (2010).
- **Zs. Vajta** and Zs. Dombrádi
Optimization of detector performance in radioactive beam experiments via GEANT4 simulations,
Acta Physica Debrecina **45**, 241 (2011).
- **Zs. Vajta**
Neutrongazdag könnyű atommagok kísérleti vizsgálata,
doff1 - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2012).
- **Zs. Vajta et al.**
Study of neutron-rich nuclei $^{18-21}\text{N}$ and ^{25}F ,
Zakopane Conference on Nuclear Physics, Zakopane, Lengyelország (2012).

4.3. A ^{25}F atommag gerjesztett állapotainak γ -spektroszkópiai feltárása

4.3.1. A ^{25}F atommagra vonatkozó irodalom áttekintése

A neutron- és protonszám tekintetében is zárt héjjal rendelkező atommagok közelében elhelyezkedő izotópok többnyire egyszerűen írhatóak le a héjmodell segítségével.

A közelmúltban végrehajtott kísérletek azt mutatják, hogy a nukleon elhullatási vonalhoz közel az $N = 16$ neutronszám mágikus. Az első bizonyítékokat a tömeg és magsugár mérések [120] szolgáltatták. További információt kaptunk az $N = 16$ izotónok spektroszkópiai vizsgálatából. A ^{24}O atommagban csak az $S_n = 4,09(10)$ MeV-es neutronszeperációs energia [107] felett találtak gerjesztett állapotokat. Ezek a rezonanciaállapotok 4,7 MeV és 5,3 MeV energián helyezkednek el, $J^\pi = 2^+$ és $J^\pi = 1^+$ spinűek és paritásúak [122, 123]. A ^{24}O kis $\beta_2 = 0,15$ [123] kvadrupól deformációs paraméterrel rendelkezik, valamint alapállapotban az $s_{1/2}$ és a $d_{5/2}$ pályák közel teljesen betöltöttek, amit a hozzájuk tartozó magas spektroszkópia faktor is mutat [124].

A $Z = 9$ fluor izotópok esetén azt várhatnánk, hogy a szerkezetük leírható a szomszédos egyszerűen mágikus oxigénizotópok alapállapotához csatolt valencia proton állapotok segítségével. Ezzel szemben a fluor izotópok számos alkalommal meglepetést okoztak a kutatóknak.

A ^{19}F alapállapotban deformált, az első gerjesztett állapota a $^{16}\text{O} + \alpha$ klaszter konfigurációhoz csatolt proton lyukállapotként értelmezhető. A ^{27}F esetében alacsonyenergiás kötött gerjesztett állapotot figyeltek meg [50] szemben az sd héjmodell jóslatával [103]. A várakozásokkal szemben az $N = 22$ ^{31}F atommag is kötött [118], amit csak úgy lehet értelmezni, hogy feltételezzük, hogy alapállapotban több-részecske-több-lyuk konfigurációval rendelkezik [119].

Hozzáadva egy protont a kétszeresen zárt héjjal rendelkező ^{24}O atommaghoz azt várjuk, hogy a kapott ^{25}F atommag szerkezetét egészen a neutronszeperációs energiáig 4,36(12) MeV-ig [125] értelmezhetjük úgy, hogy

a páratlan protont csatoljuk a ^{24}O alap- és gerjesztett állapotaihoz. Mivel a ^{24}O a legnehezebb még kötött oxigénizotóp, a ^{25}F egy jó tesztmag lehet a nukleon elhullatási vonal közelében a magszerkezeti modellek számára. Mivel ^{24}O első gerjesztett állapota már nem kötött, a hozzácsatolt protonállapotok is a neutronszeperációs energia közelében várhatóak, így a kontinuum csatolás hatásait is vizsgálni lehet.

Meg kell említeni, hogy a psd-héjmodell-számolások a legalacsonyabban fekvő proton intruder állapotot 4,3 MeV energia környékére jósolják a ^{25}F atommag esetén [127, 128], ami lehet kötött is. Viszont a legújabb klasztermmodell-számolások [126] azt mutatják, hogy a harmonikus osszcillátor héjzáródásokon átívelő proton és neutron gerjesztésekkel előálló klaszter állapotok energiája csökken a neutron elhullatási vonalhoz közeledve, ahol például a ^{31}F alapállapotául is szolgálhatnak. Ezen számolások [126] szerint az új típusú intruder állapotok a neutronszeperációs energia felett, de annak közelében fognak megjelenni a ^{25}F atommagban.

A kutatócsoportunk a GANIL-ban korábban a stabil ^{36}S nyaláb fragmentációjának vizsgálata kapcsán már tanulmányozta a ^{25}F atommagot, és az előzetes eredményeket publikálta is [130, 131, 132]. Ezekből a vizsgálatokból 4 γ -átmenetet sikerült azonosítani 750, 1700, 3300 és 3700 keV energiáknál. Egy RIKEN-i kísérlet melléktermékeként két-neutron kiütési reakciócsatorna megfigyelésével [50] két ^{25}F -hoz tartozó γ -sugárzást azonosítottunk 727 és 1753 keV energián, ezzel megerősítettük a két kisenergiás γ -átmenet létezését. Nemrégiben két nem kötött, neutronbomló állapotot figyeltek meg az MSU-ban 28(4) keV [127] és 300(170) keV [128] energiával a neutronszeperáció felett, amelyek valószínűleg $J^\pi = 1/2^-$, $J^\pi = 3/2^-$ vagy $J^\pi = 5/2^+$ spin-paritással rendelkeznek.

Célkitűzés

A stabil nyaláb fragmentációja mellett még egy GANIL-os kísérletben is előállt a ^{25}F . A két kísérletben kapott adatok felhasználásával a célunk a ^{25}F -hoz tartozó gamma sugárzások azonosítása és a ^{25}F nívósémájának felépítése volt, hogy azt héjmodell-számolásokkal összevetve megértsük a

^{25}F szerkezetét, információt nyerjünk az esetleges kontinuum hatásokról és az esetleg kötött intruder állapotokról.

4.3.2. Kísérleti leírás

A neutrongazdag ^{25}F atommagot két, a GANIL-ban végezett kísérletben tanulmányoztuk. A két kísérlet közti fő különbség a ^{25}F atommag előállításának folyamatában volt: egyik esetben egylépéses, a másik esetben kétlépéses fragmentációs reakciót alkalmaztunk.

A kétlépéses fragmentáció első lépésében a GANIL ciklotronjaiban előállított 77,5 MeV A energiájú és 400 pnA átlagos intenzitású stabil $^{36}\text{S}^{16+}$ elsődleges nyaláb ütközött egy 348 mg/cm² vastagságú C céltárggyal és abban fragmentálódott. Az elsődleges céltárgy a szupravezető szolenoid SISSI berendezésben [60] volt elhelyezve, ami a fragmentációt követően előálló másodlagos reakciótermékek fókuszálást végezte. Az előállított fragmentumokat az ALPHA spektrométer [61] segítségével választottuk szét, melynek diszperzív fókusz síkjában 130 mg/cm² vastagságú Al lemezt helyeztünk az atommagok mágneses rigiditásának beállítására. A spektrométert és a nyalábsatorna optikai rendszerét úgy állítottuk be, hogy a nagyrészt F, Ne, Na és Mg izotópokból álló másodlagos radioaktív ionnyalábot alkotó atommagok közül főként az $N/Z = 5/3$ neutronsám/töltés arányúak haladjanak tovább akadálytalanul. Ezen atommagok energiája 54 MeV A és 65 MeV A között változott.

A másodlagos radiokatív ionnyalábot a SPEG spektrométer [69] előtt elhelyezett szendvics szerkezetű aktív céltárggyal ütköztettük. Ez a céltárgy egy 103 mg/cm² vastagságú pasztik szcintillátorból, valamint az elejére és a hátuljára tett egyenként 51 mg/cm² vastagságú szén lapokból állt. Ebben az aktív céltárggyban mentek végbe a másodlagos reakciók, és a pasztik szcintillátor segítségével azonosítottuk a bejövő atommagokat az energiavesztésük és repülési idejük mérésével. A kísérlet alatt 3×10^4 ^{25}F atommag jött létre nagyrészt a ^{26}Ne és $^{27,28}\text{Na}$ másodlagos radioaktív atommagok fragmentációja révén. Az előállt atommagokat a SPEG spektrométer segítségével azonosítottuk az energiavesztésük, teljes kinetikus energiájuk,

repülési idejük és a spektrométer fókuszsíkjában megmért pozíciójuk alapján. Utóbbi paramétert felhasználtuk a diszperzív módban használt spektrométerben különböző repülési úthosszakkal rendelkező atommagok repülési idejének korrekciójához a jobb feloldású azonosítás érdekében. A fragmentumok energiaveszteségét egy 70 cm hosszú ionizációs kamra, míg a fragmentumok pozícióját két egyenként 2 cm vastag és 80 cm széles x-y drift kamra segítségével határoztuk meg. A fragmentumok megmaradt kinetikus energiáját 2 cm vastag plasztik szcintillátorral mértük meg, melynek időjelével meghatároztuk a reakciótermékek repülési idejét a ciklotron nagyfrekvenciás jeléhez és az aktív céltárgy plasztik szcintillátorának időjeléhez képest.

A másik kísérletben egy lépéses fragmentációval dolgoztunk, ahol a $^{36}\text{S}^{16+}$ stabil 77 MeV A energiájú és 15 enA intenzitású nyaláb fragmentálódott a 2,76 mg/cm² vastagságú Be céltárgyon. A kilépő reakciótermékeket a GANIL SPEG mágneses spektrométerének [69] felhasználásával azonosítottuk. Az azonosításhoz a fragmentumok energiaveszteségét, pozícióját, teljes kinetikus energiáját és repülési idejét mértük a spektrométer fókuszsíkjában elhelyezett ionizációs és drift kamrák valamint egy plasztik szcintillátor segítségével. A jobb feloldás elérése érdekében a repülési időt korrigáltuk a fragmentumok SPEG fókuszsíkjában mért pozíciója alapján. A korrekcióval elértük, hogy a különböző töltésállapotok ne fedjenek át, így ez a módszer a reakciótermékek tökéletes azonosítását tette lehetővé. A SPEG spektrométer úgy volt beállítva, hogy a $A/Z = 8/3$ tömeg/töltés arányú reakciótermékek jussanak rajta keresztül. Ez az arány körülbelül megfelelt a ^{25}F atommagnak, de más nitrogén, oxigén és fluor izotópok is áthaladtak a rendszeren. A kísérlet alatt összesen 78×10^3 ^{25}F atommagot figyeltünk meg, ezeknek nagy része gerjesztett állapotban állt elő.

Mindkét kísérletben a céltárgyat a 74 BaF₂ kristályt tartalmazó „Chateau de cristal” detektorrendszer [65] vette körül. A detektorok két csoportba rendezve a céltárgy alatt és felett átlagosan 21 cm távolságra voltak elhelyezve a céltárgytól. A detektorok a teljes 4π térszög körülbelül 80%-át fedték le. Ezt a detektorrendszert arra használtuk, hogy a gerjesztett álla-

potban létrejött atommagok által kibocsátott γ -sugárzásokat detektáljuk.

A kétlépéses fragmentációs kísérlet esetén minden egyes BaF_2 detektor érzékelési küszöbe 100 keV alá volt beállítva. A detektorok szoros elhelyezése miatt az egyik detektorban érzékelt γ -sugárzás Compton-szóródhatott egy szomszédos detektorba. Annak érdekében, hogy csökkentsük a γ -spektrumok háttérét és magasabb detektálási hatásfokot érjünk el a nagyenergiás γ -sugárzások esetén, add-back algoritmust alkalmaztunk azoknál az eseményeknél, ahol legalább két szomszédos detektor egyszerre megszólalt. A hatásfok megfelelő meghatározásához megvizsgáltuk az add-back algoritmus hatását a radioaktív forrással rögzített és Geant4 szimulációval előállított adatokon. Az egylépéses fragmentációs kísérletben a detektorok érzékelési küszöbe 600 keV körüli értékre volt beállítva, ezért itt az add-back módszernek nem nagyon tudtuk hasznát venni.

Mindkét esetben a céltárgy pozíciójába helyezett ^{137}Cs és ^{60}Co radioaktív forrásokat használtunk a rendszer kalibrálására és a teljes fotocsúcs hatásfok megállapítására, ami 1,3 MeV energián körülbelül 20% volt. A teljes fotocsúcs hatásfokgörbét Geant4 szimuláció segítségével készítettük el mind az add-back módszerrel, mind az anélkül kezelt adatokhoz. Az offline adatfeldolgozás során a fragmentumok $v/c \simeq 0,34$ sebessége miatt a γ -sugárzásokon fellépő Doppler-eltolódást korrigáltuk, a korrekciót követően a félértékszélesség körülbelül 12% lett.

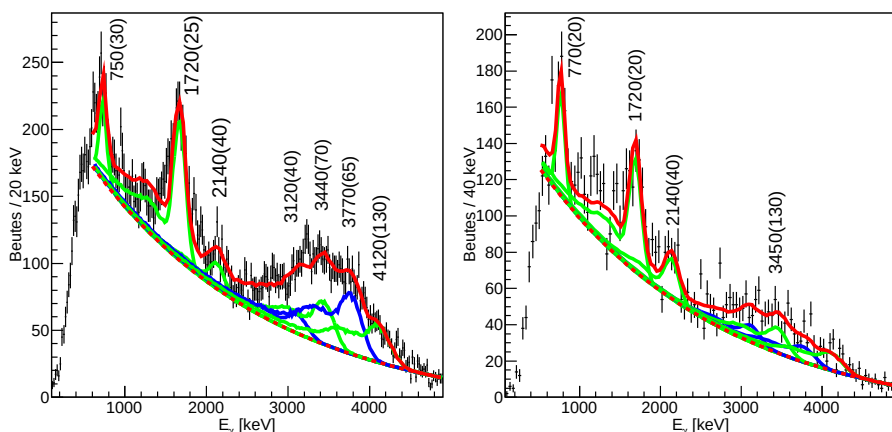
4.3.3. Kísérleti adatok kiértékelése

Az egylépéses fragmentációval a ^{25}F atommaghoz előállított γ -spektrumokat a 4.19. ábrán láthatjuk. Az ábrán balra a BaF_2 detektorrendszer összes multiplicitású, míg az ábrán jobbra a kettes multiplicitású eseményekből kinyert γ -spektrum látható. Az ábrán jobb oldalon lévő γ -spektrumban 3 jól elkülönülő γ csúcs figyelhető meg 750(30), 1720(25) és 2140(40) keV energián, valamint 3 és 4,5 MeV között egy széles „domb” látható. Utóbbi struktúra több, nagyenergiás γ -átmenet összege, amelyek energiában olyan közel helyezkednek el, hogy a BaF_2 detektorrendszer segítségével nem tudjuk szétválasztani azokat.

A γ -spektrumban a széles „domb” felbontásához először megvizsgáltam a félértékszélesség energiafüggését. Ehhez a más reakciócsatornában megfigyelt különálló γ csúcsokat használtam fel és megfigyeltem a félértékszélesség lineáris energiafüggését. A γ -spektrumok megillesztéséhez szükséges válaszfüggvényekhez elkészítettem a BaF_2 detektorrendszer válaszfüggvényét előállító Geant4 szimulációt. A szimulációba beépítettem a félértékszélesség energiafüggését, a detektorok érzékelési küszöbét, a Doppler-eltolódást és a Doppler-korrektciót, valamint az add-back algoritmust. A 1,5 MeV energiánál nagyobb γ -sugárzások esetén a fotoeffektus és a Compton-szórás mellett a párkeltés is jelentős szerepet játszik. A szimuláció segítségével megfigyeltem, hogy az egyszeres kiszökési csúcs intenzitása körülbelül fele a fotocsúcs intenzitásának 3,5 MeV energia környékén.

Az illesztés során előállítottam számos Geant4 szimulált válaszfüggvényt ekvidisztáns lépésközzel azon az energiatartományon, ahol a jól látható γ -csúcsok és a széles, több γ -csúcsot tartalmazó „domb” látható. A ROOT eszköztárat felhasználva írtam egy makrót, ami belolvasta a kísérleti spektrumokat és a szimulált válaszfüggvényeket. Majd a jól látható csúcsok energiájának megfelelően választott egy-egy szimulált válaszfüggvényt és a széles struktúra illesztéséhez 4 másik válaszfüggvényt. Ezután a makró egy exponenciális háttérrel együtt hozzáillesztette a szimulált válaszfüggvényeket a kísérleti spektrumokhoz. A makró a kimenetén az illesztéshez használt válaszfüggvény energiáját, a válaszfüggvényekhez tartozó szorzófaktor és annak hibáját, a háttér paramétereit és hibáját, valamint a χ^2 értéket írta ki egy excel fájlba. A makróval kezdetben nagy, de egyenlő lépésközzel kiválasztott válaszfüggvényeket illesztettem a kísérleti spektrumokra, ezáltal csökkentettem az illesztéshez használt energiatartományok szélességét. Ezután a szűkített energiatartományokon kisebb lépésközzel megismételtem az illesztést és megvizsgáltam a χ^2 értékeket. Ezt az eljárást addig ismételttem, amíg 10 keV-es lépésközig el nem jutottam. Az így kapott illesztések láthatóak a 4.19. ábrán a jobb és bal oldalon.

A szimulált válaszfüggvény használatának előnye, hogy pontosabb in-



4.19. ábra. Doppler-korrigált γ -spektrumok a ^{25}F atommaghoz. A hibasávokkal ellátott pontok a kísérleti adatok. A zöld és kék folytonos vonalak jelölik a Geant4 szimuláció segítségével előállított komplex válaszfüggvényeket. A vastag piros folytonos vonalak mutatják a teljes illesztéseket, amelyek tartalmazzák a szimulált válaszfüggvényeket és az exponenciális háttereket (ezeket külön szagatott piros vonalakkal találjuk meg). Csak a szignifikáns γ -csúcsok vannak feliratozva.

formációt nyerhetünk a nagyenergiás γ csúcsok alakjáról, magasságáról és pozíciójáról. A szimulált válaszfüggvények segítségével sikerült jól leírni a 4.19. ábrán bal oldalt látható spektrumban a 3 és 4,5 MeV közötti régiót 4 γ -csúcs alkalmazásával, amelyek energiája a következő: 3120(40), 3440(60), 3770(65) és 4120(130) keV.

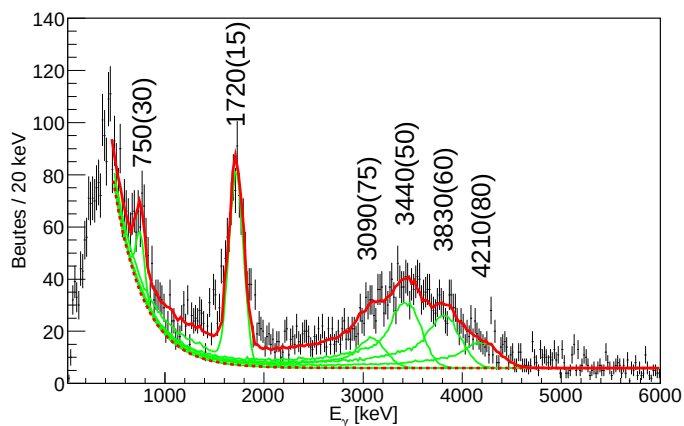
A 4.19. ábrán jobb oldalt a kettes multiplicitáshoz tartozó γ -spektrum látható. Itt a helyzet egyszerűbb mint a másik spektrum esetén, 3 szignifikáns γ csúcsot azonosítottam 770(20), 1720(20) és 2140(40) keV energiával. A 3 és 4,5 MeV közötti széles „domb” sokkal alacsonyabb. Ezt a régiót 4 γ csúccsal és exponenciális háttérrel megillesztve csak 3450(130) keV energián találtam 3.6σ konfidencia szinttel szignifikáns γ -átmenetet. A kettes multiplicitású spektrumban a 3120, 3770 és 4120 keV energiával rendelkező γ -átmenetek is látszódnak, ennek az az oka, hogy őket koincidenciában látjuk a neutronokkal. Ezek a neutronok a ^{25}F atommagot előállító reakciócsatornákhöz tartoznak, a ^{36}S széttrésekor keletkező könnyű fragmensek, amelyeket a BaF_2 detektor érzékel. A legerősebb γ -átmenetekről azt feltéte-

lezzük, hogy legalább egy másik γ -átmenettel koincidenenciában állnak. A 770 és 1720 keV energiájú γ csúcsok intenzitásának jelentős része a kettes multiplicitású spektrumban jelenik meg, így ezek valamelyik másik gerjesztett állapotba bomlanak tovább. Az 1720 keV-en egy dupla γ csúcs foglalhat helyet, amely intenzitásának fele a kettes multiplicitású spektrumban látható.

Az egy lépéses fragmentációból kapott spektrumok vizsgálatából a ^{25}F atommaghoz a következő γ -átmeneteket azonosítottam: 760(15), 1720(15), 2140(30), 3120(40), 3440(60), 3770(65) és 4120(130) keV. Az előzetes eredményekhez [50, 130, 131, 132] képest azonosítottam 2140, 3120 és 4120 keV energián további γ -átmeneteket és megállapítottam hogy a 1720 keV-es vonal dupla. Az azonosított γ -átmenetek mindegyike legalább 2σ konfidencia szinttel rendelkezik mind a két a 4.19. ábrán bemutatott spektrumban.

A kétlépéses fragmentáción alapuló kísérletből a ^{25}F atommaghoz kapott egyes multiplicitású Doppler-korrigált γ -spektrumot a 4.20. ábrán láthatjuk. Két csúcs látható 750(30) és 1720(15) keV energián, valamint itt is megfigyelhető egy több γ -átmenetet tartalmazó széles „domb” 3 és 4,5 MeV energia között. A megfigyelésünk jól egyezik a ^{36}S fragmentációs kísérletből nyert eredményekkel [130, 131, 132].

A széles struktúra egyedi γ -csúcsokra történő felbontásához itt is meghatároztam a γ csúcsok félértékszélességének energiafüggését. Ehhez a kísérletben látott többi reakciótermék különálló γ vonalait használtam fel. Ebben az esetben is Geant4 szimulációból származó válaszfüggvényeket használtam a γ spektrum kiértékeléséhez. A szimulációba beépítettem a félértékszélesség energiafüggését, a Doppler-eltolódást és a Doppler-korrekción, a detektorok érzékelési küszöbét és az add-back algoritmust. A szimulált válaszfüggvényt teszteltem a ^{22}O atommag nagyenergiás vonalain [107]. A kapott válaszfüggvény rendelkezik egy kisenergiás farokkal, ami befolyásolja a közel elhelyezkedő γ -csúcsok pozícióját és magasságát az illesztés során. Ez a kisenergiás farok az egyszeres és kétszeres kiszökési csúcs, valamint a Compton-szórás események következménye, utóbbi a Compton-szórás add-back után megmaradt része. A szimulált válaszfüggvényt és egy exponenciális hátte-

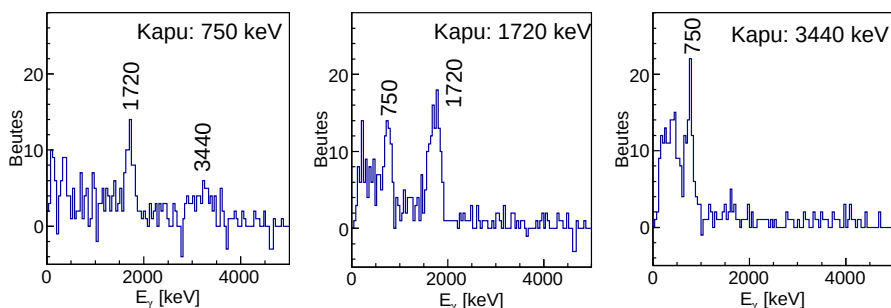


4.20. ábra. A kétlépéses fragmentációs reakcióban előállított ^{25}F atommag egyes multiplicitású Doppler-korrigált γ spektruma. A vastag folytonos piros vonal mutatja be a teljes illesztést, amely tartalmazza a Geant4 szimulációból származó válaszfüggvényeket (zöld folytonos vonalakkal jelölve) és az exponenciális háttérret (piros szagatott vonallal jelölve).

ret felhasználva megillesztettem a ^{25}F atommaghoz tartozó γ -spektrumot. 3090(75), 3440(50), 3830(60) és 4210(80) keV energiájú γ -csúcsok összegeként sikerült leírni a nagy energián elhelyezkedő széles struktúrát, amit a 4.20. ábrán láthatunk. Ezek az energiák jó egyezésben vannak az egylépéses fragmentáció esetén a 4.19. ábrán látható spektrumok kiértékeléséből származó eredményekkel.

A ^{25}F nívósémájának elkészítéséhez $\gamma\gamma$ -koincidencia mátrixot állítottam elő, amelyre a jól szeparált γ -csúcsoknál raktam kapukat. Az így létrehozott koincidencia spektrumok a 4.21. ábra bal oldalán és közepén láthatóak. A 750 keV-es γ vonalra kapuzva azt találtam, hogy ez a γ -átmenet az 1720 és 3440 keV energiájú átmenetekkel van koincidenciában. Az 1720 keV-es vonalra kapuzva megállapítottam, hogy az önmagával és a 750 keV-es átmenettel van koincidenciában. Tehát az 1720 keV-es γ csúcs, két energiában közel elhelyezkedő γ -átmenet eredménye. A 4.21. ábrán jobb oldalt látható a 3440 keV-es energiatartománnyal kapuzott spektrum. Jól látszik a koincidencia kapcsolat a 750 keV-es vonallal.

A ^{25}F atommag nívósémájának felépítéséhez a $\gamma\gamma$ -koincidencia mátri-



4.21. ábra. A ^{25}F atommaggal elkészített koinkidencia spektrumok. Baloldalt a 750 keV-es, középen az 1720 keV-es és jobboldalt a 3440 keV-es γ -átmenettel koinkidenciában lévő γ -átmenetek láthatóak.

xot, a belőle előállított koinkidencia spektrumokat, a γ -spektrumot és az energia és intenzitás mérlegeket használtam fel. A gerjesztett állapotok energiáját és bizonytalanságát a spektrumban látható γ -csúcsok energiája és azok bizonytalansága alapján a RADWARE programcsomag [70] segítségével számoltam ki.

Az 1720 keV-es vonal koinkidencia kapcsolata önmagával azt jelenti, hogy két körülbelül 1720 keV-es γ -átmenet van egy kaszkádban. Ezen γ -átmenetek statisztikája alapján egy 1720 és 3400 keV körül elhelyezkedő gerjesztett állapot létezik a ^{25}F atommaggban. Ennek a két γ -átmenetnek az energiája hibán belül átfed a 3440(50) keV-es γ -átmenet energiájával, ezért egy 3440(20) keV-es energián elhelyezkedő állapotot javasoltam. Mivel a 750 keV-es γ vonal koinkidenciában van az 1720 és 3440 keV-es vonalakkal, ezért az felülről táplálja a 3440 keV-es állapotot. Az 1720(15), 1720(15) és 750(30) keV-es γ vonalak összege 4190(60) keV-nek adódik, ami átfed a 4210(80) keV-es γ sugárzás energiájával. Ennek megfelelően 4195(30) keV-es energián egy újabb gerjesztett állapot helyezkedik el. A megmaradt 3090(75) és 3830(60) keV-es, nagyenergiás γ -átmenetek nem állnak koinkidencia kapcsolatban a többiekkel, ezért ők közvetlenül az alapállapotot táplálják és meghatároznak két ugyancsak magas energián fekvő gerjesztett állapotot.

Még az egy lépéses fragmentáció esetén (lásd az 4.19. ábrán) megfigyeltem egy gyenge 2140(30) keV-es γ -átmenetet. Az intenzitásának közel fele

a kettes multiplicitású spektrumban található, amiből arra következtettem, hogy az egy másik γ -átmenettel áll koincidencia kapcsolatban. Energetikailag egy ilyen átmenet összekötheti az 1720 és 3830 keV-es gerjesztett állapotokat. Az egy lépéses fragmentációs reakciónál a 3830 keV-es vonal volt a legerősebb, ami megmagyarázza miért nem látjuk a kétlépéses fragmentáció esetén a 2140 keV-es átmenetet.

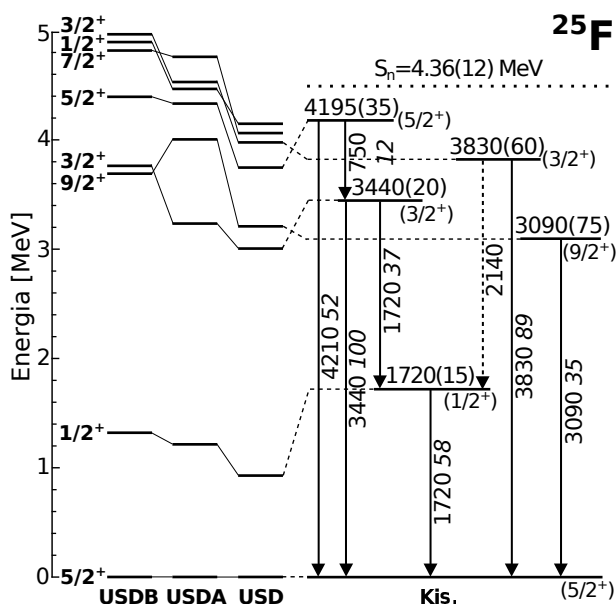
A 750(30), 3090(75), 3440(50), 3830(60) és 4210(80) keV-es γ -átmenetek relatív intenzitását a BaF₂ detektorrendszer γ sugárzások energiájától függő hatásfoka alapján határoztam meg. A helyzet az 1720 keV-es dupla γ csúcs esetén volt bonyolultabb, mivel ebben az esetben nem lehetett közvetlenül meghatározni a tagok intenzitását. Első lépésben meghatároztam a magasabban elhelyezkedő 1720 és a 3440 keV-es γ -átmenetek intenzitásarányait a 750 keV-re kapuzott koincidencia spektrum segítségével. Ebből az arányból és a 4.20 ábrán az 1720 keV-es γ csúcs területéből kiszámoltam a magasabban elhelyezkedő 1720 keV-es γ -átmenet intenzitását. Az alacsonyabban fekvő 1720 keV-es γ -átmenet intenzitását pedig az 1720 keV-es csúcs teljes intenzitásából a magasabban fekvő tag intenzitását kivonva kaptam meg. A ²⁵F atommag γ -átmeneteinek intenzitásait a 4.22. ábrán láthatjuk.

4.3.4. Kísérleti eredmények, következtetések

A ²⁵F atommag nívósémája a 4.22. ábrán látható. Ezt összevetettük az USD [15, 14], USDA és USDB [133] effektív kölcsönhatásokkal végzett héjmodell-számolások eredményeivel. A naiv egyrészecske kép alapján azt várjuk, hogy a ²⁵F atommag alapállapotának spinje és paritása $J^\pi = 5/2^+$ lesz. Ez összhangban van a héjmodell-számolások eredményeivel.

Az 1720(15) keV-es, első gerjesztett állapot feltehetően megfelel egy $J^\pi = 1/2^+$ spinű és paritású állapotnak. Az egyszerű egyrészecske képben ez leírható úgy, hogy egyproton-gerjesztés megy végbe a $0d_{5/2}$ pályáról az $1s_{1/2}$ -re. A többi gerjesztett állapotot a modellek 3 MeV gerjesztési energia felé jósolják. Ezek többnyire törzsgerjesztett állapotok, de köztük van a proton $d_{3/2}$ gerjesztés is.

Figyelembe véve azt, hogy a 3440(20) keV-es állapot a $J^\pi = (5/2^+)$



4.22. ábra. A ^{25}F atommag javasolt nívósémája összehasonlítva az USD, USDA és USDB kölcsönhatásokkal számolt héjmodell eredményekkel. Az átmenetek mellett láthatóak a γ energiák, mögöttük dőlt betűvel a relatív intenzitásuk. A relatív intenzitások bizonytalansága mindehol 20% alatt van. Az egylépéses fragmentációból származó 2140 keV-es γ -átmenetet szaggatott vonallal jelöltem. A kísérletből származó gerjesztett állapotok felett az energiáikat és bizonytalanságaikat találhatjuk.

alapállapotra és a $J^\pi = (1/2^+)$ első gerjesztett állapotra is bomlik, hozzá a $J^\pi = (3/2^+)$ spint és paritást rendeltem. A 4195(35) keV-es állapot is bomlik a $J^\pi = (5/2^+)$ alapállapotra és az előbbi $J^\pi = (3/2^+)$ gerjesztett állapotra, de nem bomlik a $J^\pi = (1/2^+)$ első gerjesztett állapotra. Ezért ehhez a 4195 keV-es állapothoz a $J^\pi = 5/2^+$ spin és paritás rendelhető. Ebben az esetben a kiválasztási szabályok megengedik a 3/2 vagy 7/2 spint is, de mivel hiányzik a $J^\pi = (1/2^+)$ állapotra vezető átmenet, ezért a 3/2 spin kevésbé valószínű. Ha a 4195 keV-es állapothoz a 7/2 spint rendelném, akkor az megkérdőjelezné a 750 keV-es átmenet megfigyelhetőségét, mivel egy 750 keV-es $E2$ átmenet nem igen tudna versenyezni egy 4210 keV-es $M1$ átmenettel. Az 5/2 spin hozzárendeléssel a γ elágazási arányok is kvalitatív egyezésben vannak a héjmodell eredményekkel.

Mindegyik héjmodell kölcsönhatás a $J^\pi = 5/2^+_2$ állapot alá jósol egy $J^\pi = 9/2^+_1$ állapotot. Erre a $J^\pi = 9/2^+_1$ állapotra jó jelölt a 3090(75) keV-es gerjesztett állapot. A 3830(60) keV-es gerjesztett állapot spinje 1/2-től 9/2-ig bármi lehet amiatt, hogy ez az állapot közvetlenül bomlik az alapállapotra. Figyelembe véve, hogy az egylépéses fragmentáció esetén megfigyelttem a 2140(30) keV-es γ -átmenetet, ami összeköti a 3830 keV-es állapotot az $J^\pi = (1/2^+)$ elsőgerjesztett állapottal, a 3830 keV-es állapothoz a $J^\pi = (3/2^+)$ spint és paritást rendeltem hozzá. Az egylépéses fragmentációs reakcióból származó elágazási arányok konzisztensek a $3/2^+_2$ állapothoz a héjmodell-számolásokból megkapott elágazási arányokkal.

A 4.22. ábrán jelentős eltéréseket találhatunk a különböző héjmodell kölcsönhatások között. Az USD kölcsönhatás meglehetősen jól illeszkedik a kísérleti adatokhoz, ezzel szemben az USDA és USDB kölcsönhatások energiaspektruma kiterjedtebb. Elfogadva a fenti bekezdésekben tárgyalt spinhozzárendelést, a kísérleti állapotok nagyenergiás része körülbelül 500 keV-vel lentebb helyezkedik el, mint amit az újabb, a neutron elhullatási vonal közeli adatokat is figyelembevevő USDA és USDB héjmodell kölcsönhatások jósolnak. Ez az energiakülönbség nagyon hasonló ahhoz, amit a ^{24}O atommag gerjesztett állapotainak leírásánál figyeltek meg. Mivel az állapotok többsége a ^{24}O 2^+ és 1^+ állapotaihoz csatolódó protonállapotokból származik, ezért az eltérés oka a ^{24}O mag gerjesztésének pontatlan leírása lehet. Itt emelnénk ki azt, hogy a ^{24}O atommag ezen állapotaiban a $\nu s_{1/2}d_{3/2}$ konfiguráció a domináns, ahol egy $s_{1/2}$ neutron felgerjesztődik a nem-kötött $0d_{3/2}$ pályára. Az eltérés egy lehetséges magyarázata a kontinuumhoz történő csatolódás lehet [129].

A $0p1s0d$ modellterben számolva [127] a $p_{1/2}^{-1}$ konfigurációjú $J^\pi = 1/2^-$ – lyuk állapotot 4296 keV energián, közel a neutronszeperációs energiához kapjuk. Ha ez az állapot kötött, akkor neki főként egy $E1$ átmenettel kellene bomlania a $J^\pi = 1/2^+$ állapotra. Kísérletileg nem figyeltünk meg ilyen bomlási tulajdonsággal és energiával rendelkező állapotot, ami arra utal, hogy az első intruder állapot a ^{25}F atommagban nem kötött. Ez a megál-

lapítás megegyezik Frank és munkatársai [127] következtetésével is, akik az első nem kötött állapothoz rendelték a $p_{1/2}^{-1}$ konfigurációt.

A kísérleti eredményeket összehasonlítottuk ab-initio csatolt-klaszteres (továbbiakban CC) számolásokkal is. A molekulafizikából átvett CC módszer [134, 135, 136, 137] a magfizikában arra jó, hogy zárt héjú atommagok és közvetlen szomszédjaik tulajdonságait kiszámoljuk vele. Amíg a héjmodell a zárt héjú atommag körüli egyrészecske pályák kis halmazából előállított összes lehetséges állapotra korlátozza a modellteret, addig a CC módszer a megengedett részecske-lyuk gerjesztések számára ad korlátot, de sokkal nagyobb egyrészecske modellteret alkalmaz. A részecske-lyuk korrelációk végtelen rendben összegezhetőek, ezért a CC elmélet ebben az értelemben nem perturbatív módszer.

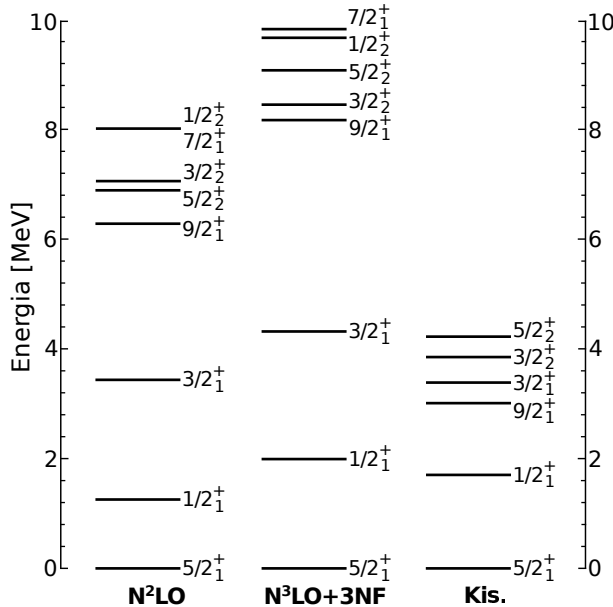
A CC elméletben [138, 19] leírható a ^{25}F atommag úgy, hogy a zárt ^{24}O atommaghoz hozzáadunk egy protont. Ebben az elméletben a ^{25}F hullámfüggvényét a ^{24}O alapállapota feletti 1p, 2p-1h, 3p-2h, ... gerjesztések sorozatával írjuk le. Korábban a zárthéjú mag 1p gerjesztéseinek a leírására alkalmazták ezt a módszert a 2p-1h gerjesztésig menve a részecske-lyuk sorfejtésben [138, 19, 139, 140].

A ^{25}F gerjesztett állapotainak egy része a ^{24}O $J^\pi = 2^+$ gerjesztett állapotához csatolt proton konfigurációval rendelkezik. Ezen állapotok leírásához a 2p-1h gerjesztéseknél alkalmazott levágási szint nem elegendő. Az ökölszabály szerint, a közelítés szintjének legalább egy renddel magasabbnak kell lennie, mint amit a tanulmányozott állapotokhoz fontos figyelembe venni. A mi esetünkben legalább a 3p-2h konfigurációkra is szükség van a számolásokhoz [141].

A számolásokban két, a királis effektív térelméletből származtatott kölcsönhatást használtunk. A perturbáció számolás harmadrendű közelítésében számolt kölcsönhatás (N^2LO) [142] puha törzsű, segítségével jól le tudták írni mind a kötésienergiát, mind a gerjesztett állapotokat a nehéz oxigén-izotópokban. A perturbáció számolás következő rendjében (N^3LO) számolt kölcsönhatás [143] keményebb törzsű és már három-nukleon erőket is tar-

talmaz. Jelen számolásokban a 3-test erőket egy sűrűségfüggő 2-test erővel közelítették [144]. A számolásokhoz szükséges többi paraméter megegyezett az oxigénizotópok [140] és a ^{26}F atommag tanulmányozásánál [121] használtakkal.

A 3p-2h konfiguráció alkalmazása jelentős számításiigény-növekedést jelentett, ezért az Oak Ridge-i Titan számítógéppel számolva is csak $N = 10$ osszcillátor főhétat lehetett figyelembe venni. Ez nem elegendő ahhoz, hogy a kötési energia teljesen bekonvergáljon, de a relatív energiák sokkal gyorsabban konvergálnak, ezért a gerjesztési energiák tanulmányozására ez a közelítés megfelelő. A puhább $N^2\text{LO}$ kölcsönhatással a relatív energiák különösen jól konvergálnak.



4.23. ábra. A ^{25}F atommag kísérletileg megállapított gerjesztett állapotainak összehasonlítása a CC módszer két különböző kölcsönhatásával kiszámolt gerjesztési energiákkal. Az $N^2\text{LO}$ jelöli a harmadrendű királis kölcsönhatással számolt energiákat. Az $N^3\text{LO}+3\text{NF}$ mutatja a negyedrendű királis kölcsönhatással kapott eredményt, ahol a 3-test erők hatását egy sűrűségfüggő 2-test erővel közelítették.

A 4.23. ábrán hasonlítottuk össze a két különböző kölcsönhatással a CC módszer segítségével számolt eredményeket a kísérletileg meghatározott gerjesztett állapotokkal. A $J^\pi = 1/2^+$ első gerjesztett és $J^\pi = 3/2^+$ gerjesztett állapotot mindkét kölcsönhatás jól reprodukálja, ugyanakkor mindkettő túl nagy energiára helyezi a többi állapotot, melyek energiakülönbsége összemérhető a kísérletileg a törzsgerjesztésekhez azonosított állapotok energiakülönbségével. A CC módszer szolgáltatott információt a negatív paritású (intruder) állapotok energiájáról is. 12 MeV környékén található a $J^\pi = 1/2^-$ intruder állapot, amely jórészt 3p-2h tagokkal írható le, ezért ennek az állapotnak az energiája még biztosan nem konvergált be a jelen közelítésben.

A számolásoknál a problémát az okozza, hogy a különböző állapotcsaládok (egyrészecske állapotok, törzsgerjesztett állapotok, intruder állapotok) a részecske-lyuk sorfejtés különböző szintjein helyezkednek el, (1p, 2p-1h, 3p-2h), így adott részecske-lyuk számnál történő vágásnál a sorfejtés különböző szintjein kapjuk az állapotok energiáit. Ez nem lenne baj teljesen bekonvergált sorfejtésnél, de a jelen számolásban az első- és másodrend között 8-10 MeV, a másod- és a harmadrend között 2-4 MeV energianyereség van. Körülbelül ekkora energieltolódások vannak az egyes állapotcsoportok között, ami azt mutatja, hogy a CC módszer jelenlegi formájában csak az azonos részecske-lyuk számmal jellemezhető állapotok vizsgálatánál használható.

A ^{25}F atommag vizsgálata során végzett munkám

A ^{25}F atommag gerjesztett állapotainak feltárása során a γ -spektrumok kiértékelését én végeztem el. A spektrum kiértékeléséhez Geant4 környezetet használva szimulációt készítettem a kísérletekben alkalmazott BaF_2 detektorendszer válaszfüggvényének vizsgálatához. Ebbe a szimulációba beépítettem a Doppler-eltolódást, Doppler-korrekción, a detektorok érzékelési küszöbét és a félértékszélesség kezelését. Utóbbihoz megvizsgáltam a kísérletben látott egyedül álló γ vonalakat. A szimulációból kinyert válaszfüggvényekkel megillesztettem a γ -spektrumokat és azonosítottam a már ismert

γ vonalakon túl több új γ -átmenetet is. A koincidencia kapcsolatok segítségével felépítettem a ^{25}F atommag nívósémáját. A nívósémát több héjmodell (USD, USDA és USDB) és csatolt-klaszteres (N^2LO és N^3LO) számolással is összevetettem. A kísérletileg azonosított γ -átmenetek tulajdonsága alapján megállapítottam, hogy nincs közöttük negatív paritású intruder állapot.

A fejezethez kapcsolódó publikációk:

- **Zs. Vajta**, D. Sohler, Zs. Dombrádi, F. Azaiez, O. Sorlin, M. Stanoiu, N. L. Achouri, J. C. Angélique, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, J. M. Dugas, F. De Oliveira-Santos, Z. Dlouhy, C. Donzau, J. Duprat, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, M. J. Lopez-Jimenez, S. M. Lukyanov, W. Mittig, Yu.-E. Penionzhkevich, M. G. Porquet, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, M. G. Saint-Laurent, Y. Sobolev, C. Stodel and J. Timár
Study of neutron rich nucleus ^{25}F via single-step fragmentation,
Acta Physica Polonica **44**, 553 (2013).
 - **Zs. Vajta**, M. Stanoiu, D. Sohler, G. R. Jansen, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, B. A. Brown, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, Z. Dlouhy, Z. Elekes, Zs. Fülöp, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, G. Hagen, M. Hjorth-Jensen, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Krasznahorkay, M. Lewitowicz, S. M. Lukyanov, S. Mandal, P. Mayet, J. Mrázek, F. Negoita, Yu.-E. Penionzhkevich, Zs. Podolyák, P. Roussel-Chomaz, M. G. Saint-Laurent, H. Savajols, G. Sletten, J. Timár, C. Timis and A. Yamamoto
Excited states in the neutron-rich nucleus ^{25}F ,
Physical Review C **89**, 054323 (2014).
-

- **Zs. Vajta** *et al.*
High energy gamma rays in ^{25}F ,
Acta Physica Debrecina **46**, 175 (2012).
- **Zs. Vajta** and Zs. Dombrádi
Optimization of detector performance in radioactive beam experiments via GEANT4 simulations,
Acta Physica Debrecina **45**, 241 (2011).
- **Zs. Vajta**
Neutrongazdag könnyű atommagok kísérleti vizsgálata,
doffi1 - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2012).
- **Zs. Vajta** *et al.*
Study of neutron-rich nuclei $^{18-21}\text{N}$ and ^{25}F ,
Zakopane Conference on Nuclear Physics, Zakopane, Lengyelország (2012).

5. fejezet

Összefoglalás

Doktoranduszként az $N = 14$ és 16 alhéjzáródások körül elhelyezkedő, közepesen nehéz neutrontöbbletes atommagokat, tömegszám szerinti sorrendben a ^{19}C , a ^{21}N és a ^{25}F atommagok vizsgálatát végeztem, a korábban mért adatok feldolgozásával.

Ebben a magtartományban az elméleti számolások és később a kísérletek is azt jelezték, hogy az $N = 14$ és 16 alhéjzáródásoknál és környékükön figyelhetünk meg a mágikus számokra jellemző jelenségeket. Ezek az eredmények tovább támogatják a mágikus szigetek létrejöttét a különböző atommag-tartományok esetén. Ebből kifolyólag, hogy jobban megismerjük a megerősödött alhéjzáródások környékén végbemenő atommagszerkezeti változásokat, valamint részletesebb képet kaphassunk a kiválasztott atommagok szerkezetéről, a fenti atommagokat nemzetközi együttműködésben végrehajtott kísérletek segítségével vizsgáltuk.

A kísérleti adatainkat két detektorrendszerből nyertük: a kísérlet idején a tokiói RIKEN laboratóriumban üzemelő RIPS-DALI2-hodoszkóp, valamint a franciaországi GANIL-ban található ALPHA-„Chateau de cristal”-SPEG detektorrendszerből. A kapott adatok offline, az AnaPAW, ROOT, Geant4, RadWare, SCANA és Fresco programcsomagokkal végzett kiértékelése során azonosítottam a reakciócsatornákat, a reakciócsatornához tartozó γ -sugárzásokat, koincidenciakapcsolataikat és intenzitásarányaikat. Ezek

alapján meghatároztam a fenti magok gerjesztett állapotainak sorrendjét. Ahol lehetőség volt rá ott megadtam a gerjesztett állapotok populálódásának hatáskeresztmetszetét, aminek segítségével egyes esetekben megállapítottam a deformációt és a redukált átmeneti valószínűséget is. Az intenzitásarányokat, elméleti munkákat és a korábbi eredményeket felhasználva tentatív spin-paritás hozzárendelést is tettem a gerjesztett állapotokhoz, kiegészítve a felépített nívósémát.

Az általam meghatározott jellemzőkből és az elméleti modellekből származó értékekkel történő összehasonlításból következtetéseket vontam le az általam vizsgált magszerkezeti jelenségek viselkedésére.

¹⁹C

A ¹⁹C gamma-sugárzásait vizsgáltuk ¹H(²⁰C,¹⁹Cn γ) egyneutron-kiütési reakcióban a DALI2 detektorrendszer segítségével. A mért adatok alapján a vizsgált atommaghoz azonosítottunk egy gyenge 198(10) keV energiás gamma-átmenetet. A DALI2 detektorrendszer 198 keV energián szimulált hatásfoka és a reakciócsatorna bemenő és kimenő oldalán azonosított izotópok száma alapján meghatároztuk a gamma-sugárzás előállításának, vagyis az első gerjesztett állapot populálódásának teljes hatáskeresztmetszetét. A kísérletileg meghatározott hatáskeresztmetszet és az elméleti előrejelzés összehasonlítása alapján az átmenet a $3/2_1^+$ gerjesztett állapotot és az alapállapotot köti össze. Az azonosított gamma-sugárzás energiája alatt és felett kizártuk további gamma-sugárzások létezését a DALI2 detektorrendszer mért és szimulált hatásfoka, valamint az elméleti számolások alapján. Ha létezne egy $5/2^+$ spinű és paritású kötött állapot a $3/2^+$ felett, akkor mindkét átmenetet megközelítőleg 20-szor nagyobb intenzitással kellene megfigyelnünk, mint ahogy a 198 keV energiájú átmenetet látjuk. Az általunk tett megfigyeléshez hozzá véve a Kanungo által levont következtetést [97], mely szerint nem figyelhetünk meg izomer állapotot a ¹⁹C atommagnál, kizártuk a $d_{5/2}$ állapot létezését a ¹⁹C atommagban.

²¹N

A ²¹N gerjesztett állapotait vizsgáltuk rugalmatlan szórási reakcióval folyékony hidrogén és ólom céltárgyon a DALI2 detektorrendszer segítségével. A kapott adatok alapján azonosítottunk gamma-sugárzásokat a vizsgált atommaghoz, meghatároztuk a gamma-sugárzások energiáját, relatív intenzitását, a közöttük fennálló koincidencakapcsolatokat és felépítettük az atommag gerjesztett állapotainak nívósémáját. Az első és második gerjesztett állapothoz kiszámoltuk a gerjesztési hatáskeresztmetszeteket ($\sigma(1140, H)$, $\sigma(2350, H)$ és $\sigma(1140, Pb)$) és héjmodell-számolások segítségével hozzárendeltünk spint is az állapotokhoz. A kísérleti hatáskeresztmetszeteket kollektív modell segítségével értelmezve meghatároztuk a proton és neutron deformációs hosszakat (δ_p és δ_n). Ezeket felhasználva kiszámoltuk a protonra és neutronra vonatkozó kvadrupól átmeneti mátrixelemeket (M_p és M_n) valamint az első gerjesztett állapothoz tartozó redukált elektromos kvadrupól átmeneti valószínűséget ($B(E2)$). Az eredményeket összevetettük a ²²O-nel és az adatok egyezéséből arra következtettünk, hogy a ²¹N esetén is a valencia neutronok mozgása korrelált a protonokkal, ellentétben a ²⁰C atommaggal. A kísérletileg kiszámolt effektív $B(E2)$ átmeneti valószínűséget összehasonlítottuk a héjmodell-számolásokban kapott eredményekkel. Megállapítottuk, hogy a ²¹N izotóp atommagjának szerkezete puhább, mint a ²²O atommag szerkezete, ugyanakkor keményebb, mint a ²⁰C atommag szerkezete. Ez a megfigyelés ekvivalens azzal, hogy az $N = 14$ -es héjzáródás gyengül.

²⁵F

A ²⁵F atommag gerjesztett állapotait vizsgáltuk egy- és kétlépéses fragmentációs reakciókkal a „Chateau de cristal” detektorrendszer segítségével. A begyűjtött adatok alapján meghatároztuk a vizsgált atommaghoz tartozó gamma-sugárzások energiáját, koincidencakapcsolataikat és a relatív intenzitásait. A megfigyelt új gamma-átmenetek segítségével felépítettük az atommag gerjesztett állapotainak nívósémáját. A gerjesztett állapotokhoz spint és paritást rendeltünk a koincidencakapcsolatok és relatív intenzitá-

sok, illetve az USD héjmodell-számolásokkal történt összehasonlítás alapján. Az USD héjmodell-számolásokat figyelembe véve megállapítottuk, hogy az összes megfigyelt állapot értelmezhető az sd héjmodel térben. Az USD héjmodell-számolások 4 MeV fölé jósolnak $1/2^-$ spinű és paritású gerjesztett állapotot, de ilyen intruder állapotot és a hozzá tartozó gamma-átmenetet nem figyeltünk meg. A kísérleti eredményeket összehasonlítottuk a nem perturbatív CC módszerekkel számolt két elméleti előrejelzéssel is, amelyek különböző kölcsönhatásokat használtak fel (N^2LO és N^3LO). A modellek a $3/2^+$ gerjesztett állapot felett a többi állapotot túl magas energiára jósolja. Ebből arra következtettünk, hogy a számolásokban alkalmazott 3p-2h konfigurációnál történő vágás nem elegendő. A megvizsgált CC módszerek használhatósága érdekében figyelembe kellene vennünk a 4p-3h konfigurációt is.

6. fejezet

Summary

Originally, nuclear physics focused on the valley of stability because only stable or long-lived nuclei could be technically investigated. We have learned that nuclei containing certain number of protons and/or neutrons (N or $Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82 \dots$) are particularly stable. This was explained by that the nucleons are arranged into closed shells. The corresponding neutron and proton numbers are called magic numbers and their discovery greatly contributed to the understanding of the structure of nuclei. The persistence of magic numbers was a fundamental observation in the nuclear structure research.

In the 80s, a new experimental technique was developed where reactions were induced using radioactive nuclei produced by nuclear reactions. With this method, isotopes of light elements up to the neutron drip line could be studied. For extremely neutron-rich nuclei ($N/Z > 2$), several new phenomena (neutron halo, neutron skin, decoupling of motion of protons and neutrons) were observed, and it turned out that the known shell closures might disappear and new ones could appear.

Based on the new experimental technique, laboratories producing radioactive ion beams were established around the world. In the past decade, the experimental nuclear physics turned to investigations which can be carried out using radioactive ion beams. Some ten years ago our research group of

MTA Atomki got involved in current research both at the radioactive ion beam facility at RIKEN Nishina Center in Tokyo and GANIL Nuclear Physics Research Center in France. Our work was focused on the disappearance and appearance of shell closures and decoupling of valence neutrons and the nucleus core.

Changing of shell closures correlates to the changing of single particle energies. The energy difference between $2s_{1/2}$ and $1d_{3/2}$ and between $1d_{5/2}$ and $2s_{1/2}$ orbits determines the disappearance of $N = 20$ shell closure and the appearance of $N = 14$ and $N = 16$ subshell closures. Theoretical calculations and later experimental observations which was demonstrated in oxygen isotopes also indicated that the phenomena that are typical of magic numbers can be observed at $N = 14$ and $N = 16$ subshell closures and around. These result confirm further that such „magic” islands can be established at different nuclei regions. In order to better understand nuclear structural changes and gain a more detailed picture of the structure of nuclei, the nuclei around the strengthened subshell closures should be examined in detail.

Therefore, in the present work, I studied the medium-heavy, neutron-rich and still bound ^{19}C , ^{21}N and ^{25}F nuclei which are located around the $N = 14$ and $N = 16$ subshell closures. For the investigation the experimental data were derived from experiments carried out earlier.

These experimental data were provided by two detector systems. Firstly, from RIPS-DALI2-Hodoscope detector setup operating at RIKEN Nishina Center in Tokyo. Secondly, from ALPHA-„Chateau de cristal”-SPEG detector setup operating at GANIL Nuclear Physics Research Center in France. In the course of offline data analysis, using AnaPAW, ROOT, Geant4, RadWare, SCANA and Fresco softwares, I identified the reaction channels, the gamma-rays belonging to the reaction channels, their coincidences and intensity ratios. Based on the results, I determined the order of excited states of the studied nuclei. Where it was possible I calculated the cross-section of populated excited states which allowed the determination of the deformati-

on and the reduced transition probability. Using the intensity ratios, the theoretical calculations and the previous experimental results a tentative spin and parity assignment has been given to the excited states.

Comparing my experimental results to the predictions from the theoretical calculations conclusions could be drawn regarding the behavior of studied nuclear structure phenomena.

^{19}C

The one neutron knock-out reaction $^1\text{H}(^{20}\text{C}, ^{19}\text{C})$ was studied at RIKEN using the DALI2 array. A weak low-energy γ -ray transition was observed at 198(10) keV in ^{19}C . The population of the first excited state has been determined based on the simulated efficiency of DALI2 array at 198 keV and the number of identified incoming and outgoing isotopes in the reaction channel. Comparing the experimental production cross-section with theoretical predictions resulted in the assignment of the transition to the decay of the $3/2_1^+$ state to the ground state. According to the measured and simulated efficiency of DALI2 array and the theoretical calculations, existence of other γ -rays is excluded under and above the energy of the identified one. If we had a bound $5/2^+$ state above the $3/2^+$ one, two transitions should have been observed with a 20 times larger intensity than the intensity of the present 198 keV transition. Combining this result with Kanungo's finding [97] that no isomeric states of ^{19}C can be observed, the existence of a bound $d_{5/2}$ state in ^{19}C can be excluded.

^{21}N

The structure of neutron-rich ^{21}N nucleus has been studied with the means of neutron removal reaction and inelastic scattering with liquid hydrogen and lead target using the DALI2 array. Using the measured data we identified the already known γ -rays and determined the energy of the γ -rays, relative intensities, coincidences between them and consequently, the level scheme was constructed. We calculated the excitation cross sections to the first and second excited states, whereas the spins of the states invol-

ved were taken from shell-model calculations. The spectroscopic information obtained on the structure of ^{21}N confirms the results from a previous experiment. The determination of the proton and neutron deformation lengths was performed based on the cross-sections interpreted according to the collective model. After this, the corresponding reduced electric quadrupole transition probability ($B(E2)$) to the first excited state and the multipole proton and neutron transition matrix elements could be calculated. Our results were compared to the characteristics of ^{22}O , and as the results were similar, we concluded that the moving of valence neutrons are correlated to the protons in ^{21}N unlike in the ^{20}C nucleus. Based on the calculated effective $B(E2)$ value we state that the core structure of the ^{21}N isotope is softer than that of the singly closed-shell ^{22}O isotope, however, harder than the ^{20}C isotope. This observation indicates the partial persistence of the $N = 14$ subshell closure in ^{21}N isotope.

^{25}F

The structure of the nucleus ^{25}F was investigated through in-beam γ -ray spectroscopy of the single- and double-step fragmentation reactions. Based on the collected data we identified the γ -rays, energies and coincidences of them and relative intensities related to ^{25}F . Using the observed new γ -transitions and particle- γ and particle- $\gamma\gamma$ coincidence data, the level scheme was also constructed. Spin and parity was assigned for the excited states using the coincidences and the relative intensities, as well as comparing our results with the USD shell model calculations. Considering the USD shell model calculations, we found all the states observed could be interpreted within the sd shell model, no bound negative parity intruder or cluster state has been found. Furthermore, we compared our results to the non-perturbative microscopic coupled-cluster calculations. These calculations yielded excited states at too high excitation energy above the $3/2_1^+$ state. We concluded that the 3p-2h truncation level is not enough in the CC calculations, the 4p-3h truncation level might be necessary to provide a proper estimate of continuum effects in ^{25}F .

7. fejezet

Köszönetnyilvánítás

Először is szeretném megköszönni témavezetőmnek, Dr. Dombrádi Zsolt-nak a doktoranduszi éveim során nyújtott rengeteg segítségét, tanácsait és türelmét. Továbbá köszönettel tartozom Dr. Kunné Sohler Dorottyának és Dr. Elekes Zoltánnak, akik szintén rengeteg hasznos tanácsot és iránymutatást adtak az évek során.

Köszönettel tartozom azon kutatóknak, akik a RIKEN intézetben és a GANIL laboratóriumban vállaltak szerepet a jelen dolgozat alájául szolgáló kísérletek előkészítésében és kivitelezésében.

Külön köszönet illeti az ATOMKI Kísérleti Magfizika Osztályának és Ionnyaláb-fizikai Osztályának munkatársait, nekik hála, nagyon sok kedves emlékekkel lettem gazdagabb és tengernyi tapasztalatot gyűjthettem össze a mindennapokban. Köszönöm továbbá az Intézet vezetőségének, hogy doktoranduszi éveim alatt az Intézetben dolgozhattam.

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

Irodalomjegyzék

- [1] E. Rutherford, Phil. Mag. **21** (1911), 669-688.
- [2] J. Chadwick, Nature **192** (1932), 312.
- [3] F. Soddy, Nature **92** (1913), 399-400.
- [4] W. Andrejtscheff *et al.*, Atomic Data and Nuclear Data Tables 16 (1975), 515-579.
- [5] P. M. Endt, Atomic Data and Nuclear Data Tables 23 (1979), 547-585.
- [6] P. M. Endt, Atomic Data and Nuclear Data Tables 26 (1981), 47-91.
- [7] S. Raman *et al.*, Atomic Data and Nuclear Data Tables 36 (1987), 1-96.
- [8] P. M. Endt, Atomic Data and Nuclear Data Tables 55 (1993), 171-197.
- [9] M. G. Mayer and J. H. D. Jensen, *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam, 1965).
- [10] V. G. Soloviev, *Teoriya atomnogo yadra. Yadernye modeli* (Energoizdat, Moskva, 1981).
- [11] M. G. Mayer and J. H. D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure* (Wiley, New York, 1955).
- [12] J. P. Schiffer *et al.*, Rev. Mod. Phys. **48** (1976), 191-219.
- [13] W. W. Daehnick, Phys. Rep. **96** (1983), 317-391.
- [14] B. A. Brown *et al.*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988), 29-66.
- [15] B. H. Wildenthal, Progr. Part. Nucl. Phys. **11** (1984), 5-51.
- [16] M. J. Glaubman, Phys. Rev. **90** (1953), 1000.
- [17] I. Talmi, Phys. Rev. **90** (1953), 1001.
- [18] R. Arvieu *et al.*, Phys. Rev. **145** (1966), 830-837.

- [19] G. Hagen *et al.*, Phys. Rev. C **82** (2010), 034330.
- [20] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans, *Shell-model applications in nuclear spectroscopy* (North Holland, Amsterdam, 1977).
- [21] C. Thibault *et al.*, Phys. Rev. C **12** (1975), 644-658.
- [22] C. Detraz *et al.*, Phys. Rev. C **19** (1979), 164-177.
- [23] Y. Yanagisawa *et al.*, Phys. Lett. B **566** (2003), 84-89.
- [24] C. Detraz *et al.*, Nucl. Phys. A **394** (1983), 378-386.
- [25] B. H. Wildenthal *et al.*, Phys. Rev. C **22** (1980), 2260-2263.
- [26] M. H. Storm *et al.*, J. Phys. G **9** (1983), L165-L169.
- [27] A. de Shalit *et al.*, Phys. Rev. **92** (1953), 1211-1218.
- [28] K. Heyde *et al.*, Phys. Rev. C **46** (1992), 541-548.
- [29] J. L. Wood *et al.*, Phys. Repts. **215** (1992), 101-201.
- [30] M. Favez-Hassan *et al.*, Nucl. Phys. A **624** (1997), 401-414.
- [31] G. D. Dracoulis *et al.*, J. Phys. G **12** (1986), L97-L105.
- [32] A. Poves *et al.*, Phys. Lett. B **184** (1987), 311-315.
- [33] E. K. Warburton *et al.*, Phys. Rev. C **41** (1990), 1147-1166.
- [34] J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994), 981-984.
- [35] G. A. Lalazissis *et al.*, Phys. Lett. B **418** (1994), 7-12.
- [36] I. Talmi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **4** (1960), 469.
- [37] F. C. Barker, J. Phys. G **2** (1976), L45-L49.
- [38] T. Suzuki *et al.*, Phys. Rev. C **56** (1997), 847-856.
- [39] A. Navin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 266-269.
- [40] S. D. Pain *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006), 032502.
- [41] H. Iwasaki *et al.*, Phys. Lett. B **481** (2000), 7-13.
- [42] H. Sagawa *et al.*, Phys. Lett. B **309** (1993), 1-4.
- [43] Y. Kanada-En'yo *et al.*, Phys. Rev. C **68** (2003), 014319.
- [44] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Lett. B **346** (1995), 9-14.
- [45] B. V. Pritychenko *et al.*, Phys. Rev. C **63** (2000), 011305.
- [46] G. Klotz *et al.*, Phys. Rev. C **47** (1993), 2502-2517.
- [47] E. Caurier *et al.*, Nucl. Phys. A **693** (2001), 374-382.
- [48] A. M. Hurst *et al.*, Phys. Lett. B **674** (2009), 168-171.

- [49] Zs. Dombrádi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006), 182501.
- [50] Z. Elekes *et al.*, Phys. Lett. B **599** (2004), 17-22.
- [51] Y. Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004), 044307.
- [52] Z. Elekes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007), 102502.
- [53] T. Otsuka *et al.*, Nucl. Phys. A **685** (2001), 100-114.
- [54] Z. Elekes *et al.*, Phys. Rev. C **74** (2006), 017306.
- [55] M. Stanoiu *et al.*, Phys. Rev. C **78** (2008), 034315.
- [56] K. Tshoo *et al.*, Few-Body Syst. **54** (2013), 459-463.
- [57] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 082502.
- [58] D. Steppenbeck *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015), 252501.
- [59] A. C. C. Villari *et al.*, Nucl. Phys. A **693** (2001), 465-476.
- [60] R. Anne, Nucl. Instr. and Meth. B **126** (1997), 279-283.
- [61] R. Rebmeister *et al.*, GANIL **14** (1979), 53-64.
- [62] T. Kubo *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B **70** (1992), 309-319.
- [63] J. S. Lilley, Nuclear Physics: Principles and Applications (2001), 130-131.
- [64] H. Kumagai *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **470** (2001), 562-570.
- [65] F. A. Beck, Instrumentation for Heavy Ion Nuclear Research, szerk. D. Shapira (Harwood, New York, 1984).
- [66] S. Takeuchi *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **36** (2003), 148-149.
- [67] D. Pelte and D. Schwalm, In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy with Heavy Ions (North-Holland, Amsterdam, 1982).
- [68] D. Schwalm *et al.*, Nucl. Phys. A **192** (1972), 449-495.
- [69] L. Bianchi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **276** (1989), 509-520.
- [70] D. C. Radford, Nucl. Instrum. Methods A **361** (1995), 297-305.
- [71] Rene Brun and Fons Rademakers, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **389** (1997), 81-86.
- [72] H. Baba *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **34** (2001), 221-222.
- [73] AnaPAW (2014) http://ribf.riken.jp/~gibelin/riken_guide
- [74] R. Brun *et al.*, Comput. Phys. Commun. **34** (1989), 432-437.
- [75] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **506** (2003), 250-303.

- [76] M. Moszynski *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Sciences **45** (1998), 472-477.
- [77] Zs. Vajta *et al.*, Acta Phys. Deb. **45** (2011), 241-249.
- [78] K. Jeß *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **41** (1989), 69-78.
- [79] I. J. Tomphson, Computer Physics Reports **7** (1988), 167-212.
- [80] A. J. Koning *et al.*, Nucl. Phys. A **713** (2003), 231-310.
- [81] J. Barrette *et al.*, Phys. Lett. B **209** (1988), 182-186.
- [82] Z. Elekes *et al.*, Phys. Lett. B **614** (2005), 174-180.
- [83] M. Thoennessen *et al.*, Nucl. Phys. A **912** (2013), 1-6.
- [84] A. Ozawa *et al.*, Phys. Rev. C **84** (2011), 064315.
- [85] N. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. C **86** (2012), 054604.
- [86] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 1112-1115.
- [87] K. Tanaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010), 062701.
- [88] Z. Elekes *et al.*, Phys. Rev. C **79** (2009), 011302.
- [89] Z. Elekes *et al.*, Phys. Lett. B **586** (2004), 34-40.
- [90] C. M. Campbell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 112501.
- [91] A. Ozawa *et al.*, Nucl. Phys. A **691** (2001), 599-617.
- [92] D. Bazin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 3569-3572.
- [93] F. M. Marqués *et al.*, Phys. Lett. B **381** (1996), 407-412.
- [94] T. Baumann *et al.*, Phys. Lett. B **439** (1998), 256-261.
- [95] V. Maddalena *et al.*, Phys. Rev. C **63** (2001), 024613.
- [96] M. Chiba *et al.*, Nucl. Phys. A **741** (2004), 29-41.
- [97] R. Kanungo *et al.*, Nucl. Phys. A **757** (2005), 315-328.
- [98] T. Yamaguchi *et al.*, Nucl. Phys. A **864** (2011), 1-37.
- [99] Y. Satou *et al.*, Phys. Lett. B **660** (2008), 320-325.
- [100] H. Ryuto *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **555** (2005), 1-5.
- [101] S. Takeuchi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **763** (2014), 596-603.
- [102] G. Audi *et al.*, Nucl. Phys. A **729** (2003), 3-128.
- [103] E. K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C **46** (1992), 923-944.
- [104] A. E. L. Dieperink and T. de Forest, Phys. Rev. C **10** (1974), 543-549.
- [105] P. G. Thirolf *et al.*, Phys. Lett. B **485** (2000), 16-22.

- [106] E. Becheva *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006), 012501.
- [107] M. Stanoiu *et al.*, Phys. Rev. C **69** (2004), 034312.
- [108] H. Ueno *et al.*, Nucl. Phys. A **738** (2004), 211-215.
- [109] Y. Kondo *et al.*, Phys. Rev. C **71** (2005), 044611.
- [110] M. Wiedeking *et al.*, Phys. Rev. C **77** (2008), 054305.
- [111] G. D. Putt *et al.*, Nucl. Phys. A **399** (1983), 190-198.
- [112] M. S. Pravikoff *et al.*, Nucl. Phys. A **528** (1991), 225-241.
- [113] W. N. Catford *et al.*, Nucl. Phys. A **503** (1989), 263-284.
- [114] D. Sohler *et al.*, Phys. Rev. C **77** (2008), 044303.
- [115] M. J. Strongman *et al.*, Phys. Rev. C **80** (2009), 021302.
- [116] Z. Elekes *et al.*, Phys. Rev. C **78** (2008), 027301.
- [117] K. Alder, Rev. Mod. Phys. **28** (1956), 432-542.
- [118] H. Sakurai *et al.*, Phys. Lett. B **448** (1999), 180-184.
- [119] Y. Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C **64** (2001), 011301.
- [120] A. Ozawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000), 5493-5496.
- [121] A. Lepailleur *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013), 082502.
- [122] C. R. Hoffman *et al.*, Phys. Lett. B **672** (2009), 17-21.
- [123] K. Tshoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012), 022501.
- [124] R. Kanungo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009), 152501.
- [125] R. B. Firestone, Nucl. Data. Sheets **110** (2009), 1691-1744.
- [126] M. Kimura *et al.*, Phys. Rev. C **83** (2011), 044304.
- [127] N. Frank *et al.*, Phys. Rev. C **84** (2011), 037302.
- [128] J. K. Smith *et al.*, Phys. Rev. C **86** (2012), 057302.
- [129] K. Tsukiyama *et al.*, Phys. Rev. C **80** (2009), 051301.
- [130] M. Belleguic *et al.*, Nucl. Phys. A **682** (2001), 136-142.
- [131] F. Azaiez *et al.*, Eur. Phys. J. A **15** (2002), 93-97.
- [132] F. Azaiez *et al.*, Nucl. Phys. A **704** (2002), 37-49.
- [133] B. A. Brown *et al.*, Phys. Rev. C **74** (2006), 034315.
- [134] F. Coester, Nucl. Phys **7** (1958), 421-424.
- [135] J. Čížek, J. Chem. Phys. **45** (1966), 4256-4266.
- [136] J. Čížek *et al.*, Int. J. Quant. Chem. **5** (1971), 359-379.

- [137] I. Shavitt and R. J. Bartlett, *Many-Body Methods in Chemistry and Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2009).
- [138] J. R. Gour *et al.*, Phys. Rev. C **74** (2006), 024310.
- [139] G. Hagen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010), 182501.
- [140] G. Hagen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012), 242501.
- [141] M. Musiał *et al.*, J. Chem. Phys. **119** (2003), 1901-1908.
- [142] A. Ekstrom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013), 192502.
- [143] D. R. Entem *et al.*, Phys. Rev. C **68** (2003), 041001.
- [144] J. W. Holt *et al.*, Phys. Rev. C **81** (2010), 024002.

Mellékletek

M.0. Publikációk

Publikációk a disszertáció tárgyköréből

Referált folyóiratcikkek

1. **Zs. Vajta**, Zs. Dombrádi, Z. Elekes, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, D. Bemmerer, Zs. Fülöp, N. Iwasa, Á. Kiss, T. Kobayashi, Y. Kondo, T. Motobayashi, T. Nakabayashi, T. Nanichi, H. Sakurai, D. Sohler, S. Takeuchi, K. Tanaka, Y. Togano, K. Yamada, M. Yamaguchi, and K. Yoneda
 γ ray spectroscopy of ^{19}C via single neutron knock-out reaction
Physical Review C **91**, 064315 (2015).
2. **Zs. Vajta**, M. Stanoiu, D. Sohler, G. R. Jansen, F. Azaiez, Zs. Dombrádi, O. Sorlin, B. A. Brown, M. Bellegruic, C. Borcea, C. Bourgeois, Z. Dlouhy, Z. Elekes, Zs. Fülöp, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, G. Hagen, M. Hjorth-Jensen, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Krasznahorkay, M. Lewitowicz, S. M. Lukyanov, S. Mandal, P. Mayet, J. Mrázek, F. Negoita, Yu.-E. Penionzhkevich, Zs. Podolyák, P. Roussel-Chomaz, M. G. Saint-Laurent, H. Savajols, G. Sletten, J. Timár, C. Timis, and A. Yamamoto
Excited states in the neutron-rich nucleus ^{25}F
Physical Review C **89**, 054323 (2014)
3. **Zs. Vajta**, D. Sohler, Zs. Dombrádi, F. Azaiez, O. Sorlin, M. Stanoiu,

- N. L. Achouri, J. C. Angélique, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, J. M. Daugas, F. De Oliveira-Santos, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, S. Grévy, D. Guillemaud-Mueller, S. Leenhardt, M. Lewitowicz, M. J. Lopez-Jimenez, S. M. Lukyanov, W. Mittig, Yu.-E. Penionzhkevich, M. G. Porquet, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, M. G. Saint-Laurent, Y. Sobolev, C. Stodel, and J. Timár
Study of neutron rich nucleus ^{25}F via single-step fragmentation
Acta Physica Polonica B **44**, 553-557. (2013)
4. **Zs. Vajta**, Zs. Dombrádi, D. Sohler, F. Azaiez, N. L. Achouri, J. C. Angélique, M. Belleguic, 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, M. J. Lopez-Jimenez, S. M. Lukyanov, W. Mittig, Yu.-E. Penionzhkevich, M. G. Porquet, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, M. G. Saint Laurent, O. Sorlin, Y. Sobolev, M. Stanoiu, C. Stodel, and J. Timár
High energy gamma rays in ^{25}F
Acta Physica Debrecina **46**, 175-183. (2012)
5. **Zs. Vajta** and Zs. Dombrádi
Optimization of detector performance in radioactive beam experiments via GEANT4 simulations
Acta Physica Debrecina **45**, 241-249. (2011)
6. Z. Elekes, **Zs. Vajta**, Zs. Dombrádi, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, D. Bemmerer, Zs. Fülöp, N. Iwasa, Á. Kiss, T. Kobayashi, Y. Kondo, T. Motobayashi, T. Nakabayashi, T. Nannichi, H. Sakurai, D. Sohler, S. Takeuchi, K. Tanaka, Y. Togano, K. Yamada, M. Yamaguchi, and K. Yoneda
Nuclear structure study of $^{19,21}\text{N}$ nuclei by γ spectroscopy
Physical Review C **82**, 027305 (2010)

Előadások

1. **Zs. Vajta**

Neutrongazdag könnyű atommagok kísérleti vizsgálata

doffi - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2012)

2. **Zs. Vajta et al.**

Study of neutron-rich nuclei $^{18-21}N$ and ^{25}F ,

Zakopane Conference on Nuclear Physics, Zakopane, Lengyelország (2012).

Disszertáció tárgykörén kívüli publikációk

Referált folyóiratcikkek

1. **Zs. Vajta**, Z. Elekes, Zs. Dombrádi, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, D. Bemmerer, T. Furumoto, Zs. Fülöp, N. Iwasa, Á. Kiss, T. Kobayashi, Y. Kondo, T. Motobayashi, T. Nakabayashi, T. Nannichi, Y. Sakuragi, H. Sakurai, D. Sohler, M. Takashina, S. Takeuchi, K. Tanaka, Y. Togano, K. Yamada, M. Yamaguchi, and K. Yoneda
In-beam γ -ray spectroscopy of the neutron-rich $^{18,20}N$ isotopes
Acta Physica Debrecina **44**, 183-188. (2010)
2. G. Guastalla, D. D. DiJulio, M. Górska, J. Cederkäll, P. Boutachkov, P. Golubev, S. Pietri, H. Grawe, F. Nowacki, K. Sieja, A. Algora, F. Ameil, T. Arici, A. Atac, M. A. Bentley, A. Blazhev, D. Bloor, S. Brambilla, N. Braun, F. Camera, Zs. Dombrádi, C. Domingo Pardo, A. Estrade, F. Farinon, J. Gerl, N. Goel, J. Grębosz, T. Habermann, R. Hoischen, K. Jansson, J. Jolie, A. Jungclaus, I. Kojouharov, R. Knoebel, R. Kumar, J. Kurcewicz, N. Kurz, N. Lalović, E. Merchan, K. Moschner, F. Naqvi, B. S. Nara Singh, J. Nyberg, C. Nociforo, A.

- Obertelli, M. Pfützner, N. Pietralla, Zs. Podolyák, A. Prochazka, D. Ralet, P. Reiter, D. Rudolph, H. Schaffner, F. Schirru, L. Scruton, D. Sohler, T. Swaleh, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, R. Wadsworth, N. Warr, H. Weick, A. Wendt, O. Wieland, J. S. Winfield, and H. J. Wollersheim
Coulomb excitation of ^{104}Sn and the strength of the ^{100}Sn shell closure
Physical Review Letters **110**, 172501 (2013)
3. H. Wang, N. Aoi, S. Takeuchi, M. Matsushita, P. Doornenbal, T. Motobayashi, D. Steppenbeck, K. Yoneda, H. Baba, L. Cáceres, Zs. Domborádi, K. Kobayashi, Y. Kondo, J. Lee, K. Li, H. Liu, R. Minakata, D. Nishimura, H. Otsu, S. Sakaguchi, H. Sakurai, H. Scheit, D. Sohler, Y. Sun, Z. Tian, R. Tanaka, Y. Togano, **Zs. Vajta**, Z. Yang, T. Yamamoto, Y. Ye, and R. Yokoyama
Collectivity evolution in the neutron-rich Pd isotopes toward the $N = 82$ shell closure
Physical Review C **88**, 054318 (2013)
4. P.-A. Söderström, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, T. Sumikama, H. Watanabe, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, S. Go, G. Gey, T. Isobe, H. S. Jung, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, N. Kurz, Y. K. Kwon, Z. Li, K. Moschner, T. Nakao, H. Nishibata, M. Nishimura, A. Odahara, H. Sakurai, H. Schaffner, T. Shimoda, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, V. Werner, J. Wu, A. Yagi, and K. Yoshinaga
Installation and commissioning of EURICA - Euroball-RIKEN Cluster Array
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **317**, 649-652. (2013)
5. P.-A. Söderström, G. Lorusso, H. Watanabe, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Thiamova, F. Browne, G. Gey, H. S. Jung, T. Sumikama, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, J. Wu, Z. Y. Xu, H. Baba, G. Benzoni, K. Y. Chae, F. C. L. Crespi, N. Fukuda, R. Gernhäuser, N. Inabe, T. Isobe, A. Jungclaus, D. Kameda, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, F.

- G. Kondev, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, G. J. Lane, Z. Li, A. Montaner-Pizá, K. Moschner, F. Naqvi, M. Niikura, H. Nishibata, A. Odahara, R. Orlandi, Z. Patel, Zs. Podolyák, H. Sakurai, H. Schaffner, G. S. Simpson, K. Steiger, H. Suzuki, H. Takeda, A. Wendt, A. Yagi, and K. Yoshinaga
Shape evolution in $^{116,118}\text{Ru}$: Triaxiality and transition between the $O(6)$ and $U(5)$ dynamical symmetries
Physical Review C **88**, 024301 (2013)
6. H. Watanabe, G. Lorusso, S. Nishimura, Z. Y. Xu, T. Sumikama, P.-A. Söderström, P. Doornenbal, F. Browne, G. Gey, H. S. Jung, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, J. Wu, A. Yaga, H. Baba, G. Benzoni, K. Y. Chae, F. C. L. Crespi, N. Fukuda, R. Gernhäuser, N. Inabe, T. Isobe, A. Jungclaus, D. Kameda, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, F. G. Kondev, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, G. J. Lane, Z. Li, C.-B. Moon, A. Montaner-Pizá, K. Moschner, F. Naqvi, M. Niikura, H. Nishibata, D. Nishimura, A. Odahara, R. Orlandi, Z. Patel, Zs. Podolyák, H. Sakurai, H. Schaffner, G. S. Simpson, K. Steiger, H. Suzuki, H. Takeda, A. Wendt, and K. Yoshinaga
Isomers in ^{128}Pd and ^{126}Pd : Evidence for a robust shell closure at the neutron magic number 82 in exotic palladium isotopes
Physical Review Letters **111**, 152501 (2013)
7. S. Calinescu, L. Cáceres, S. Grévy, O. Sorlin, D. Sohler, M. Stanoiu, F. Negoita, E. Clément, R. Astabatyán, C. Borcea, R. Borcea, M. Bowry, W. Catford, Zs. Dombrádi, S. Franchoo, R. Garcia, R. Gillibert, H. Guerin, J. C. Thomas, I. Kuti, S. Lukyanov, A. Lepailleur, V. Maslov, P. Morfouace, J. Mrazek, M. Niikura, L. Perrot, Zs. Podolyák, C. Petrone, Y. Penionzhkevich, T. Roger, F. Rotaru, I. Stefan, **Zs. Vajta**, and E. Wilson
Study of the neutron-rich isotope ^{46}Ar through intermediate energy Coulomb excitation
Acta Physica Polonica B **45**, 199-204. (2014)

8. Z. Patel, P.-A. Söderström, Zs. Podolyák, P. H. Regan, P. M. Walker, H. Watanabe, E. Ideguchi, G. S. Simpson, H. L. Liu, S. Nishimura, Q. Wu, F. R. Xu, F. Browne, P. Doornenbal, G. Lorusso, S. Rice, L. Sinclair, T. Sumikama, J. Wu, Z. Y. Xu, N. Aoi, H. Baba, F. L. Bello Garrote, G. Benzoni, R. Daido, Y. Fang, N. Fukuda, G. Gey, S. Go, A. Gottardo, N. Inabe, T. Isobe, D. Kameda, K. Kobayashi, M. Kobayashi, T. Komatsubara, I. Kojouharov, T. Kubo, N. Kurz, I. Kuti, Z. Li, M. Matsushita, S. Michimasa, C.-B. Moon, H. Nishibata, I. Nishizuka, A. Odahara, E. Şahin¹⁵, H. Sakurai, H. Schaffner, H. Suzuki, H. Takeda, M. Tanaka, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, A. Yagi, and R. Yokoyama
Isomer decay spectroscopy of ^{164}Sm and ^{166}Gd : Midshell collectivity around $N=100$
 Physical Review Letters **113**, 262502 (2014)
9. G. S. Simpson, G. Gey, A. Jungclaus, J. Taprogge, S. Nishimura, K. Sieja, P. Doornenbal, G. Lorusso, T. Sumikama, P.-A. Söderström, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, N. Fukuda, N. Inabe, T. Isobe, H. S. Jung, D. Kameda, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, Z. Li, H. Sakurai, H. Schaffner, Y. Shimizu, H. Suzuki, H. Takeda, **Zs. Vajta**, H. Watanabe, J. Wu, A. Yagi, K. Yoshinaga, S. Bnig, J.-M. Daugas, F. Drouet, R. Gernhäuser, S. Ilieva, T. Kröll, A. Montaner-Pizá, K. Moschner, D. Mücher, H. Naïdja, H. Nishibata, F. Nowacki, A. Odahara, R. Orlandi, K. Steiger, and A. Wendt
Yrast 6^+ seniority isomers of $^{136,138}\text{Sn}$
 Physical Review Letters **113**, 132502 (2014)
10. J. Taprogge, A. Jungclaus, H. Grawe, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, T. Sumikama, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, N. Fukuda, R. Gernhäuser, G. Gey, N. Inabe, T. Isobe, H. S. Jung, D. Kameda, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, Z. Li, H. Sakurai, H. Schaffner, K. Steiger, H. Suzuki, H. Takeda, **Zs. Vajta**, H. Watanabe, J. Wu, A.

- Yagi, K. Yoshinaga, G. Benzoni, S. Bönig, K. Y. Chae, L. Coraggio, A. Covello, J.-M. Daugas, F. Drouet, A. Gadea, A. Gargano, S. Ilieva, F. G. Kondev, T. Kröll, G. J. Lane, A. Montaner-Pizá, K. Moschner, D. Mücher, F. Naqvi, M. Niikura, H. Nishibata, A. Odahara, R. Orlandi, Z. Patel, Zs. Podolyák, and A. Wendt
 $1p_{3/2}$ proton-hole state in ^{132}Sn and the shell structure along $N = 82$
 Physical Review Letters **112**, 132501 (2014)
11. J. Taprogge, A. Jungclaus, H. Grawe, S. Nishimura, Z. Y. Xu, P. Doornenbal, G. Lorusso, E. Náchter, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, T. Sumikama, H. Baba, F. Browne, N. Fukuda, R. Gernhääuser, G. Gey, N. Inabe, T. Isobe, H. S. Jung, D. Kameda, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, Z. Li, H. Sakurai, H. Schaffner, K. Steiger, H. Suzuki, H. Takeda, **Zs. Vajta**, H. Watanabe, J. Wu, A. Yagi, K. Yoshinaga, G. Benzoni, S. Bönig, K. Y. Chae, L. Coraggio, and A. Covello
Identification of a millisecond isomeric state in $^{129}\text{Cd}_{81}$ via the detection of internal conversion and Compton electrons
 Physics Letters B **738**, 223-227. (2014)
12. H. Watanabe, G. Lorusso, S. Nishimura, T. Otsuka, K. Ogawa, Z. Y. Xu, T. Sumikama, P.-A. Söderström, P. Doornenbal, Z. Li, F. Browne, G. Gey, H. S. Jung, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, J. Wu, A. Yagi, H. Baba, G. Benzoni, K. Y. Chae, F. C. L. Crespi, N. Fukuda, R. Gernhäuser, N. Inabe, T. Isobe, A. Jungclaus, D. Kameda, G. D. Kim, Y. K. Kim, I. Kojouharov, F. G. Kondev, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, G. J. Lane, C.-B. Moon, A. Montaner-Pizá, K. Moschner, F. Naqvi, M. Niikura, H. Nishibata, D. Nishimura, A. Odahara, R. Orlandi, Z. Patel, Zs. Podolyák, H. Sakurai, H. Schaffner, G. S. Simpson, K. Steiger, H. Suzuki, H. Takeda, A. Wendt, and K. Yoshinaga
Monopole-driven shell evolution below the doubly magic nucleus ^{132}Sn explored with the long-lived isomer in ^{126}Pd
 Physical Review Letters **113**, 042502 (2014)

13. Z. Y. Xu, S. Nishimura, G. Lorusso, F. Browne, P. Doornenbal, G. Gey, H. S. Jung, Z. Li, M. Niikura, P.-A. Söderström, T. Sumikama, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, H. Watanabe, J. Wu, A. Yagi, K. Yoshinaga, H. Baba, S. Franchoo, T. Isobe, P. R. John, I. Kojouharov, S. Kubono, N. Kurz, I. Matea, K. Matsui, D. Mengoni, P. Morfouace, D. R. Napoli, F. Naqvi, H. Nishibata, A. Odahara, E. Şahin, H. Sakurai, H. Schaffner, I. G. Stefan, D. Suzuki, R. Taniuchi, and V. Werner
Beta-decay half-lives of $^{76,77}\text{Co}$, $^{79,80}\text{Ni}$, and ^{81}Cu : Experimental indication of a double magic ^{78}Ni
Physical Review Letters **113** 032505 (2014)
14. H. Wang, N. Aoi, S. Takeuchi, M. Matsushita, P. Doornenbal, T. Motobayashi, D. Steppenbeck, K. Yoneda, H. Baba, Zs. Dombrádi, K. Kobayashi, Y. Kondo, J. Lee, H.-N. Liu, R. Minakata, D. Nishimura, H. Otsu, H. Sakurai, D. Sohler, Y.-L. Sun, Z.-Y. Tian, R. Tanaka, **Zs. Vajta**, Z.-H. Yang, T. Yamamoto, Y.-L. Ye, and R. Yokoyama
Structure of ^{136}Sn and the $Z = 50$ magicity
Progress of Theoretical and Experimental Physics **2**, 023D02 (2014)
15. G. Benzoni, A. I. Morales, H. Watanabe, S. Nishimura, L. Coraggio, N. Itaco, A. Gargano, F. Browne, R. Daido, P. Doornenbal, Y. Fang, G. Lorusso, Z. Patel, S. Rice, L. Sinclair, P.-A. Söderström, T. Sumikama, J. Wu, Z. Y. Xu, R. Yokoyama, H. Baba, R. Avigo, F. L. Bello Garrote, N. Blasi, A. Bracco, F. Camera, S. Ceruti, F. C. L. Crespi, G. de Angelis, M.-C. Delattre, Zs. Dombrádi, A. Gottardo, T. Isobe, I. Kuti, K. Matsui, B. Melon, D. Mengoni, T. Miyazaki, V. Modamio-Hoybjor, S. Momiyama, D. R. Napoli, M. Niikura, R. Orlandi, H. Sakurai, E. Şahin, D. Sohler, R. Taniuchi, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, J. J. Valiente-Dobón, O. Wieland and M. Yalcinkaya
Decay properties of $^{68,69,70}\text{Mn}$: Probing collectivity up to $N = 44$ in Fe isotopic chain
Physics Letters B **751**, 107-112. (2015)

16. L. Cáceres, A. Lepailleur, O. Sorlin, M. Stanoiu, D. Sohler, Zs. Dombrádi, S. K. Bogner, B. A. Brown, H. Hergert, J. D. Holt, A. Schwenk, F. Azaiez, B. Bastin, C. Borcea, R. Borcea, C. Bourgeois, Z. Elekes, Zs. Fülöp, S. Grévy, L. Gaudefroy, G. F. Grinyer, D. Guillemaud-Mueller, F. Ibrahim, A. Kerek, A. Krasznahorkay, M. Lewitowicz, S. M. Lukyanov, J. Mrázek, F. Negoita, F. de Oliveira, Yu.-E. Penionzhkevich, Zs. Podolyák, M. G. Porquet, F. Rotaru, P. Roussel-Chomaz, M. G. Saint-Laurent, H. Savajols, G. Sletten, J. C. Thomas, J. Timár, C. Timis and **Zs. Vajta**
Nuclear structure studies of ^{24}F
Physical Review C **92**, 014327 (2015)
17. G. Lorusso, S. Nishimura, Z. Y. Xu, A. Jungclaus, Y. Shimizu, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, H. Watanabe, F. Browne, P. Doornenbal, G. Gey, H. S. Jung, B. Meyer, T. Sumikama, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, J. Wu, H. Baba, G. Benzoni, K. Y. Chae, F. C. L. Crespi, N. Fukuda, R. Gernhäuser, N. Inabe, T. Isobe, T. Kajino, D. Kameda, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, F. G. Kondev, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, G. J. Lane, Z. Li, A. Montaner-Pizá, K. Moschner, F. Naqvi, M. Niikura, H. Nishibata, A. Odahara, R. Orlandi, Z. Patel, Zs. Podolyák, H. Sakurai, H. Schaffner, P. Schury, S. Shibagaki, K. Steiger, H. Suzuki, H. Takeda, A. Wendt, A. Yagi, and K. Yoshinaga
 β -Decay Half-Lives of 110 Neutron-Rich Nuclei across the $N = 82$ Shell Gap: Implications for the Mechanism and Universality of the Astrophysical r process
Physical Review Letters **114**, 192501 (2015)
18. P. Morfouace, S. Franchoo, K. Sieja, I. Matea, L. Nalpas, M. Niikura, A. M. Sánchez-Benítez, I. Stefan, M. Assié, F. Azaiez, D. Beaumel, S. Boissinot, C. Borcea, R. Borcea, G. Burgunder, L. Cáceres, N. De Séreville, Zs. Dombrádi, J. Elseviers, B. Fernández-Domínguez, A. Gilbert, S. Giron, S. Grévy, F. Hammache, O. Kamalou, V. Lapoux, L. Lefebvre, A. Lepailleur, C. Louchart, G. Marquinez-Duran, I. Martel,

- A. Matta, D. Mengoni, D. R. Napoli, F. Recchia, J.-A. Scarpaci, D. Sohler, O. Sorlin, M. Stanoiu, C. Stodel, J.-C. Thomas and **Zs. Vajta**
Evolution of single-particle strength in neutron-rich ^{71}Cu
Physics Letters B **751**, 306-310. (2015)
19. C. Santamaria, C. Louchart, A. Obertelli, V. Werner, P. Doornenba, F. Nowacki, G. Authelet, H. Baba, D. Calvet, F. Château, A. Corsi, A. Delbart, J.-M. Gheller, A. Gillibert, T. Isobe, V. Lapoux, M. Matsushita, S. Momiyama, T. Motobayashi, M. Niikura, H. Otsu, C. Péron, A. Peyaud, E. C. Pollacco, J.-Y. Roussé, H. Sakurai, M. Sasano, Y. Shiga, S. Takeuchi, R. Taniuchi, T. Uesaka, H. Wang, K. Yoneda, F. Browne, L. X. Chung, Zs. Dombrádi, S. Franchoo, F. Giacoppo, A. Gottardo, K. Hadynska-Klek, Z. Korkulu, S. Koyama, Y. Kubota, J. Lee, M. Lettmann, R. Lozeva, K. Matsui, T. Miyazaki, S. Nishimura, L. Olivier, S. Ota, Z. Patel, N. Pietralla, E. Sahin, C. Shand, P.-A. Söderström, I. Stefan, D. Steppenbeck, T. Sumikama, D. Suzuki, **Zs. Vajta**, J. Wu and Z. Xu
Extension of the $N = 40$ Island of Inversion towards $N = 50$: Spectroscopy of ^{66}Cr , $^{70,72}\text{Fe}$
Physical Review Letters **115**, 192501 (2015)
20. P.-A. Söderström, S. Nishimura, Z. Y. Xu, K. Sieja, V. Werner, P. Doornenbal, G. Lorusso, F. Browne, G. Gey, H. S. Jung, T. Sumikama, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, H. Watanabe, J. Wu, H. Baba, Zs. Dombrádi, S. Franchoo, T. Isobe, P. R. John, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, N. Kurz, Y. K. Kwon, Z. Li, I. Matea, K. Matsui, G. Martínez-Pinedo, D. Mengoni, P. Morfouace, D. R. Napoli, M. Niikura, H. Nishibata, A. Odahara, K. Ogawa, N. Pietralla, E. Sahin, H. Sakurai, H. Schaffner, D. Sohler, I. G. Stefan, D. Suzuki, R. Taniuchi, A. Yagi and K. Yoshinaga
Two-hole structure outside ^{78}Ni : Existence of a μs isomer of ^{76}Co and β decay into ^{76}Ni
Physical Review C **92**, 051305 (2015)

21. J. Taprogge, A. Jungclaus, H. Grawe, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, T. Sumikama, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, N. Fukuda, R. Gernhäuser, G. Gey, N. Inabe, T. Isobe, H. S. Jung, D. Kameda, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, Z. Li, H. Sakurai, H. Schaffner, K. Steiger, H. Suzuki, H. Takeda, **Zs. Vajta**, H. Watanabe, J. Wu, A. Yagi, K. Yoshinaga, G. Benzoni, S. Bönig, K. Y. Chae, L. Coraggio, A. Covello, J.-M. Daugas, F. Drouet, A. Gadea, A. Gargano, S. Ilieva, F. G. Kondev, T. Kröll, G. J. Lane, A. Montaner-Pizá, K. Moschner, D. Mücher, F. Naqvi, M. Niikura, H. Nishibata, A. Odahara, R. Orlandi, Z. Patel, Zs. Podolyák, and A. Wendt
 β decay of ^{129}Cd and excited states in ^{129}In
Physical Review C **91**, 054324 (2015)
22. G. Benzoni, H. Watanabe, A. I. Morales, S. Nishimura, R. Avigo, H. Baba, F. L. Bello Garrote, N. Blasi, A. Bracco, F. Browne, S. Ceruti, F. C. L. Crespi, R. Daido, G. de Angelis, M.-C. Delattre, Zs. Dombrádi, P. Doornenbal, Y. Fang, A. Gottardo, T. Isobe, I. Kuti, G. Lorusso, K. Matsui, B. Melon, D. Mengoni, T. Miyazaki, V. Modamio-Hoybjor, S. Momiyama, D. R. Napoli, M. Niikura, R. Orlandi, Z. Patel, S. Rice, E. Sahin, H. Sakurai, L. Sinclair, P. A. Söderström, D. Sohler, T. Sumikama, R. Taniuchi, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, J. J. Valiente-Dobñn, O. Wieland, J. Wu, Z. Y. Xu, A. Yagi, M. Yalcinkaya and R. Yokoyama
 β -decay measurements in the vicinity of ^{78}Ni with the EURICA setup
JPS Conference Proceedings **6**, 020021 (2015)
23. H. Wang, N. Aoi, S. Takeuchi, M. Matsushita, P. Doornenbal, T. Motobayashi, D. Steppenbeck, K. Yoneda, H. Baba, L. Cáceres, Zs. Dombrádi, Y. Kondo, J. Lee, K. Li, H. Liu, R. Minakata, D. Nishimura, H. Otsu, S. Sakaguchi, H. Sakurai, H. Scheit, D. Sohler, Y. Sun, Z. Tian, R. Tanaka, Y. Togano, **Zs. Vajta**, Z. Yang, T. Yamamoto, Y. Ye and R. Yokoyama

- Collectivity in the neutron-rich Pd isotopes towards $N = 82$*
JPS Conference Proceedings **6**, 030010 (2015)
24. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, T. J. Ketel, A. Krasznahorkay, I. Kuti, B.M. Nyakó, L. Stuhl, J. Timár, T. G. Tornyi and **Zs. Vajta**
Observation of anomalous internal pair creation in ^8Be
Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement **8**, 597-604. (2015)
25. Y. Shiga, K. Yoneda, D. Steppenbeck, N. Aoi, P. Doornenbal, J. Lee, H. Liu, M. Matushita, S. Takeuchi, H. Wang, H. Baba, P. Bednarczyk, Zs. Dombrádi, Zs. Fülöp, S. Go, T. Hashimoto, E. Ideguchi, K. Ieki, K. Kobayashi, Y. Kondo, R. Minakata, T. Motobayashi, D. Nisimura, H. Otsu, H. Sakurai, D. Sohler, Y. Sun, A. Tamii, R. Tanaka, Z. Tian, **Zs. Vajta**, T. Yamamoto, X. Yang, Z. Yang, Y. Ye, R. Yokoyama and J. Zenihiro
Persistence of $N = 50$ shell closure in the vicinity of ^{78}Ni studied by in-beam γ -ray spectroscopy
JPS Conference Proceedings **6**, 030008 (2015)
26. P.-A. Söderström, G. Lorusso, H. Watanabe, S. Nishimura, P. Doornenbal, F. Browne, A. M. Bruce, R. Daido, Y. Fang, G. Gey, H. S. Jung, I. Nishizuka, Z. Patel, S. Rice, L. Sinclair, T. Sumikama, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, J. Wu, Z. Y. Xu, H. Baba, G. Benzoni, R. J. Carroll, K. Y. Chae, F. C. L. Crespi, N. Fukuda, R. Gernhäuser, E. Ideguchi, N. Inabe, T. Isobe, A. Jungclaus, D. Kameda, G. D. Kim, Y.-K. Kim, I. Kojouharov, F. G. Kondev, T. Kubo, N. Kurz, Y. K. Kwon, S. Lalkovski, G. J. Lane, Z. Li, R. Lozeva, A. Montaner-Piza, K. Moschner, F. Naqvi, M. Niikura, H. Nishibata, A. Odahara, R. Orlandi, Zs. Podolyák, P. H. Regan, O. J. Roberts, H. Sakurai, H. Schaffner, G. S. Simpson, K. Steiger, H. Suzuki, H. Takeda, M. Tanaka, A. Wendt, V. Werner, O. Wieland, A. Yagi and K. Yoshinaga
Shape evolution in neutron-rich Ru nuclei

JPS Conference Proceedings **6**, 030013 (2015)

27. Z. Y. Xu, S. Nishimura, G. Lorusso, P. Doornenbal, M. Niikura, T. Sumikama, P.-A. Söderström, H. Watanabe, H. Baba, F. Browne, S. Franchoo, G. Gey, T. Isobe, P. R. John, H.-S. Jung, S. Kubono, Z. Li, I. Matea, K. Matsui, D. Mengoni, P. Morfouace, D. R. Napoli, F. Naqvi, H. Nishibata, A. Odahara, E. Sahin, H. Sakurai, D. Sohrler, I. G. Stefan, D. Suzuki, R. Taniuchi, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, V. Werner, J. Wu, A. Yagi and K. Yoshinaga

Systematic study of β -decay properties in the vicinity of ^{78}Ni

JPS Conference Proceedings **6**, 030048 (2015)

28. R. Yokoyama, E. Ideguchi, G. Simpson, M. Tanaka, S. Nishimura, P. Doornenbal, P.-A. Söderström, G. Lorusso, Z. Xu, J. Wu, T. Sumikama, N. Aoi, H. Baba, F. Bello, F. Browne, R. Daido, Y. Fang, N. Fukuda, G. Gey, S. Go, N. Inabe, T. Isobe, D. Kameda, K. Kobayashi, M. Kobayashi, T. Komatsubara, T. Kubo, I. Kuti, Z. Li, M. Matsushita, S. Michimasa, C.-B. Moon, H. Nishibata, I. Nishizuka, A. Odahara, Z. Patel, S. Rice, E. Sahin, L. Sinclair, H. Suzuki, H. Takeda, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, H. Watanabe and A. Yagi

Isomers of Pm isotopes on the neutron-rich frontier of the deformed $Z\sim 60$ region

JPS Conference Proceedings **6**, 030021 (2015)

29. A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, I. Kuti, B. M. Nyakó, L. Stuhl, J. Timár, T. G. Tornyi, **Zs. Vajta**, T. J. Ketel and A. Krasznahorkay

Observation of anomalous internal pair creation in ^8Be : A possible indication of a light neutral boson

Physical Review Letters **116**, 042501 (2016)

30. Z. Patel, Zs. Podolyák, P. M. Walker, P. H. Regan, P.-A. Söderström, H. Watanabe, E. Ideguchi, G. S. Simpson, S. Nishimura, F. Browne,

- P. Doornenbal, G. Lorusso, S. Rice, L. Sinclair, T. Sumikama, J. Wu, Z. Y. Xum N. Aoi, H. Baba, F. L. Bello Garrote, G. Benzoni, R. Daido, Zs. Dombrádi, Y. Fang, N. Fukuda, G. Gey, S. Go, A. Gottardo, N. Inabe, T. Isobe, D. Kameda, K. Kobayashi, M. Kobayashi, T. Komatsubara, I. Kojouharov, T. Kubo, N. Kurz, I. Kuti, Z. Li, H. L. Liu, M. Matsushita, S. Michimasa, C.-B. Moon, H. Nishibata, I. Nishizuka, A. Odahara, E. Sahin, H. Sakurai, H. Schaffner, H. Suzuki, H. Takeda, M. Tanaka, J. Taprogge, **Zs. Vajta**, F. R. Xu, A. Yagi and R. Yokoyama
Decay spectroscopy of ^{160}Sm : The lightest four-quasiparticle K isomer
 Physics Letters B **753**, 182-186. (2016)
31. Y. Shiga, K. Yoneda, D. Steppenbeck, N. Aoi, P. Doornenbal, J. Lee, H. Liu, M. Matsushita, S. Takeuchi, H. Wang, H. Baba, P. Bednarczyk, Zs. Dombradi, Zs. Fulop, S. Go, T. Hashimoto, M. Honma, E. Ideguchi, K. Ieki, K. Kobayashi, Y. Kondo, R. Minakata, T. Motobayashi, D. Nishimura, T. Otsuka, H. Otsu, H. Sakurai, N. Shimizu, D. Sohler, Y. Sun, A. Tamii, R. Tanaka, Z. Tian, Y. Tsunoda, **Zs. Vajta**, T. Yamamoto, X. Yang, Z. Yang, Y. Ye, R. Yokoyama and J. Zenihiro
Investigating nuclear shell structure in the vicinity of ^{78}Ni : Low-lying excited states in the neutron-rich isotopes $^{80,82}\text{Zn}$
 Physical Review C **93**, 024320 (2016)

Konferencia - kiadványok

1. S. Calinescu, L. Caceres, S. Grévy, D. Sohler, M. Stanoiu, F. Negoita, C. Borcea, R. Borcea, M. Bowry, W. Catford, Zs. Dombrádi, S. Franchoo, R. Gillibert J. C. Thomas, **I. Kuti**, S. Lukyanov, A. Lepailleur, J. Mrazek, M. Niikura, Zs. Podolyák, C. Petrone, Y. Penionzhkevich, T. Roger, F. Rotaru, O. Sorlin, I. Stefan, Zs. Vajta, E. Wilson
Study of the neutron rich sulfur isotope ^{43}S through intermediate

energy Coulomb excitation

Journal of Physics: Conference Series 413 (2013)

Előadások

1. **Zs. Vajta** *et al.*

Neutrongazdag egzotikus atommagok vizsgálata β - γ és izomer spektroszkópiával a kétszer mágikus ^{78}Ni atommag környékén

doffi2 - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája, Balatonfenyves (2013)

2. **Zs. Vajta** and Z. Elekes

Magfizika egy csipetnyi asztrofizikával és óriás adathalmazzal

FIKUT - Fiatal Csillagász és Asztrofizikus Kutatók Találkozója, Budapest (2014)

3. **Zs. Vajta** *et al.*

In-beam gamma-ray spectroscopy next to ^{78}Ni : The nuclei $^{77,79}\text{Cu}$ (Status report for data analysis of RIBF30 experiment)

3rd SUNFLOWER Workshop, Tokyo, JP (2014)