Nuklearne reakcije 10B + 10B i građa lakih atomskih jezgara

Jelavić, Deša

Doctoral thesis / Disertacija

2015

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:871429

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-03-29**

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb



Sveučilište u Zagrebu

PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Deša Jelavić Malenica

Nuklearne reakcije ^{10}B + ^{10}B i građa lakih atomskih jezgara

DOKTORSKI RAD

Zagreb, 2015.



Sveučilište u Zagrebu

PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Deša Jelavić Malenica

Nuklearne reakcije ^{10}B + ^{10}B i građa lakih atomskih jezgara

DOKTORSKI RAD

Mentor: Izv. prof. dr. sc. Matko Milin

Zagreb, 2015

Sadržaj

1. UVOD 1

2. STRUKTURA LAKIH JEZGARA 5

2.1. Nuklearni modeli 6

2.1.1. Model ljusaka 7

2.1.2. Klasterski modeli 12

2.1.3. Računi *Ab initio* 24

2.2. Struktura jezgre ^{10}B 28

3. NUKLEARNE REAKCIJE S LAKIM JEZGRAMA 33

3.1. Uvod i osnovna podjela 33

3.2. Dosad mjerene nuklearne reakcije ^{10}B + ^{10}B 37

3.3. Formalizam korišten u analizi 38

3.3.1. Energija pobuđenja u dvočestičnim reakcijama 38

3.3.2. Relativne energije u tročestičnim reakcijama 39

3.3.3. Romano plot 41

3.3.4. Udarni presjek nuklearnih reakcija 43

4. OPIS MJERENJA I METODA ANALIZE 45

4.1. Eksperimentalni postav 46

4.1.1. Detektorski sustav 49

4.1.2. Elektronički lanac 52

4.2. Kalibracija detektora 54

4.3. Identifikacija čestica 57

4.4. Nečistoće u borovim metama 61

4.5. Prilagodba vrhova 64

5. REZULTATI MJERENJA 67
5.1. Jednostruki događaji 68
5.1.1. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{10}B + ^{10}B 68
5.1.2. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{9}Be + ^{11}C (Q = 2.102 MeV) 71
5.1.3. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{11}B + ^{9}B (Q = 3.017 MeV) 73
5.1.4. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{11}C + ^{9}Be (Q = 2.103 MeV) 75
5.1.5. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{10}Be + ^{10}C (Q = -4.205 MeV) 77
5.2. Dvočestične koincidencije 80
5.2.1. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{6}Li + ^{4}He + ^{10}B (Q = -4.461 MeV) 80
5.2.2. Reakcije ^{10}B + ^{10}B → ^{7}Li + ^{4}He + ^{9}B (Q = -5.647 MeV) i ^{10}B + ^{10}B → ^{7}Be + ^{4}He + ^{9}Be (Q = -5.441 MeV) 87
5.2.3. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{4}He + ^{4}He + ^{12}C (Q = 19.251 MeV) 93
5.2.4. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{9}Be + ^{1}H + ^{10}B (Q = -6.587 MeV) 98
5.2.5. Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{10}B + ^{2}H + ^{8}Be (Q = -6.027 MeV) 101
5.2.6. Ostale reakcije s ^{1}H i ^{2}H u izlaznim kanalima 102
5.3. Tročestične koincidencije 105

6. DISKUSIJA DOBIVENIH REZULTATA 111
6.1. Izospinski triplet jezgara s A=10: ^{10}Be, ^{10}B i ^{10}C 111
6.2. Izobarne jezgre ^{11}B i ^{11}C 115
6.3. Izobarne jezgre ^{9}Be i ^{9}B 119
6.4. α - konjugirane jezgre: ^{8}Be, ^{12}C i ^{16}O 121
6.5. Jezgra ^{13}C 123
6.6. Jezgra ^{14}N 125

7. ZAKLJUČAK 127

Literatura 128

Popis slika 141

Popis tablica 149

Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno-matematički fakultet
Fizički odsjek

Doktorski rad

Nuklearne reakcije ^{10}B + ^{10}B i građa lakih atomskih jezgara

Deša Jelavić Malenica
Institut Ruđer Bošković, Zagreb

Lake atomske jezgre u okolici A = 10 pokazuju vrlo različite strukture na bliskim energijama pobuđenja, od ljuskastih do sasvim egzotičnih, kao što su molekulska stanja s više valentnih nukleona, ili Bose-Einsteinovi kondenzati. Eksperimentalni podaci u tom području nepotpuni su i često kontroverzni.

S ciljem proučavanja jezgri iz tog masenog područja, nuklearne reakcije ^{10}B + ^{10}B mjerene su na dvije energije snopa = 50 i 72.2 MeV. Produkti reakcija bilježeni su detektorskim sustavom sastavljenim od četiri silicijska ΔE-E teleskopa, koji je pokrivao veliki prostorni kut i omogućavao mjerenje jednostrukih događaja, te dvo- i tročestičnih koincidencija. Proučavana je selektivnost pobuđivanja pojedinih stanja, te njihov sekvencijalni raspad.

U skladu sa složenom strukturom jezgre ^{10}B, čija su niskoležeća stanja mješavina ljuskastih (jednočestičnih) i klasterskih konfiguracija tipa $^{6}\mathrm{Li}_{gs} + \alpha$ ili $^{6}\mathrm{Li}(0_2^+, 1) + \alpha$, te visoki spin osnovnog stanja jezgre ^{10}B ($\mathrm{J}^\pi = 3^+$), pobuđen je čitav niz stanja na visokim energijama pobuđenja, vjerojatno visokog spina, od kojih se mnoga uklapaju u modele koji predviđaju neobične klasterske strukture tih jezgara, a neka tek ugrađuju u novije teorijske modele.

Mehanizmom prijenosa neutrona, odnosno protona, vrlo je jako pobuđeno nekoliko stanja u jezgrama ^{11}B i ^{11}C, na visokim energijama pobuđenja, za koja dosad nije zabilježeno pobuđivanje prijenosom jednog nukleona. U spektrima pobuđenja ^{9}Be i ^{9}B nedostaje prvo pobuđeno stanje izrazito klasterske građe, no s druge strane javljaju se stanja koja se vrlo lijepo uklapaju u rotacijske vrpce osnovnih stanja tih jezgra, kao članovi $9/2^-$.

Prijenosom dva nukleona intenzivno je pobuđen kanal ^{8}Be + ^{12}C. Detekcija tri α-čestice nastale kroz ovaj kanal omogućila je rekonstrukciju detalja procesa ^{10}B + ^{10}B $\rightarrow$

5α, koji se odvija preko Hoyleovog stanja u jezgri ^{12}C, ali i rijetko isticanog stanja na E_x = 24.4 MeV, kojemu još nisu poznati spin i paritet. U tročestičnom izlaznom kanalu ^{10}B + d + ^{8}Be, pobuđeno je i rijetko viđeno stanje na visokoj energiji pobuđenja u ^{12}C (na 30.33 MeV), koje se raspada kroz egzotični kanal ^{10}B + d.

Dobiveni spektri pokazuju veliku selektivnost pri prijenosu tri nukleona u stanja jezgre ^{13}C, a jaki su i prijenosi α-čestice u pojedina stanja jezgre ^{14}N, te ^{6}Li u stanja jezgre ^{16}O. Naročito je jako izraženo α-stanje na 18.9 MeV u ^{13}C, te stanja ^{14}N na 13.2 i 15.39 MeV, koja se uklapaju u vrlo nedavne AMD račune za jezgru ^{14}N, kao glava i pobuđeno 5^+ stanje rotacijske vrpce $K^\pi = 3^+$ bazirane na ^{10}B(3^+) + α strukturi.

Još jedan rezultat ovog rada svakako je doprinos na području kalibracije DSSSD detektora, gdje je razvijena nova metoda i posebni programski paket prilagođen za njeno jednostavno korištenje.

(Rad sadrži 126 stranica, 99 literaturnih navoda, 90 slika i 13 tablica.)

Ključne riječi: nuklearne reakcije, lake atomske jezgre, klasterska struktura, DSSSD detektori

Mentor: Izv. prof. dr. sc. Matko Milin, Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet, Zagreb

Povjerenstvo za obranu:
1. Izv. prof. dr. sc. Tamara Nikšić, Sveučilište u Zagrebu
2. Dr. sc. Suzana Szilner, Institut Ruđer Bošković,
3. Izv. prof. dr. sc. Matko Milin, Sveučilište u Zagrebu

Rad prihvaćen: 2015. godine

University of Zagreb
Faculty of Science
Department of Physics

Doctoral Thesis

The ^{10}B + ^{10}B nuclear reactions and structure of light atomic nuclei

Deša Jelavić Malenica
Ruđer Bošković Institute, Zagreb

A rich variety of nuclear structures occur in light nuclei, in the vicinity of the A = 10 region, at similar excitation energies: from shell-model states to very exotic ones, e.g. molecular states with multiple valence nucleons or Bose-Einstein condensate states. Experimental data for this region is incomplete and often controversial.

In order to study the structure of nuclei in this mass region, ^{10}B + ^{10}B reactions were measured at beam energies of 50 and 72.2 MeV. Reaction products were detected using a detector setup that consisted of four ΔE-E silicon detector telescopes, covering a large solid angle and allowing for the detection of single events as well as two- and three-particle coincidences. The selectivity of this reaction for populating different excited states was studied, together with a sequential decay of states in question.

The complex structure of the low-lying states of the ^{10}B nucleus, which can be described as a mixture of shell model and cluster configurations of the type $^{6}\mathrm{Li}_{gs} + \alpha$ or $^{6}\mathrm{Li}(0_2^+, 1) + \alpha$, together with a high spin of the ground state $J^\pi = 3^+$, enables this reaction to populate a range of different high-spin states at high excitation energies. The theories predicting an existence of exotic structures of the A = 10 nuclei can model many of these states, while some of the states are yet to be studied using new theoretical models.

One nucleon transfer reactions populated a few well defined high excitation energy states of the ^{11}B and the ^{11}C. Some of these states were populated in a one nucleon transfer reaction for the first time.

In the excitation energy spectra for the ^{9}B and the ^{9}Be the first excited states, characterized as highly clustered structures, are missing. On the other hand, states that nicely fit into rotational bands of first excited states of these nuclei are clearly observed as their $9/2^-$ members.

Two nucleon transfer reactions strongly populated the ^{8}Be + ^{12}C channel. A coincident detection of three α-particles provided the information necessary to reconstruct the details of the ^{10}B + ^{10}B $\rightarrow 5\alpha$ reaction. That exotic reaction proceeds not only through the Hoyle state of the ^{12}C, but also through a rarely mentioned ^{12}C state at E_x = 24.4 MeV, whose parity and spin of are still unknown. In the three particle channel ^{10}B + d + ^{8}Be a seldom observed high energy state in ^{12}C (E_x = 30.33 MeV) that decays through an exotic channel ^{10}B + d was populated.

Excitation energy spectra of ^{13}C show a high selectivity in the three nucleon transfer channel. An α-transfer into states of the ^{14}N is very strong, as well as ^{6}Li transfer reaction to the states of the ^{16}O. A very strong α-decaying state is seen at the E_x = 18.9 MeV in the ^{13}C. Excited states of the ^{14}N at 13.2 and 15.39 MeV of excitation energy fit nicely to a recent AMD calculations as the head and the 5^+ state of the ^{10}B(3^+) + α rotational band ($K^\pi = 3^+$).

For the needs of this theses a novel calibration method was developed. It was implemented in a set of tools that allow an easy and accurate calibration of DSSSD detectors.

(126 pages, 99 references, 90 figures, 13 tables, original in Croatian)

Keywords: nuclear reactions, light atomic nuclei, cluster states, DSSSD detectors

Supervisor: Assoc. prof. dr. sc. Matko Milin, University of Zagreb

Reviewers:
1. Assoc. prof. dr. sc. Tamara Nikšić, University of Zagreb
2. Dr. sc. Suzana Szilner, Ruđer Bošković Institute, Zagreb
3. Assoc. prof. dr. sc. Matko Milin, University of Zagreb

Thesis accepted: 2015

Iskreno se zahvaljujem svom mentoru dr. sc. Matku Milinu, na odabiru teme, pomoći i savjetima tijekom analize podataka i izrade ovog rada, te velikoj podršci koju mi je pružao svaki put kad bih se vraćala na posao nakon više dugih izostanaka. Također hvala i dr. sc. Đuru Miljaniću, na korisnim diskusijama i pomoći kod interpretacije dobivenih rezultata, te dr. sc. Milivoju Uroiću na brojnim savjetima i idejama vezanim uz kalibraciju detektora. Zahvaljujem se i ostalima koji su sudjelovali na mjerenju u Cataniji 2008. godine, dipl. ing. Natku Skukanu, dr. sc. Nevenu Soiću i dr. sc. Saši Blagusu, te grupi znanstvenika iz Catanije predvođenom s dr. sc. Pierpaolom Figuerom.

Na mnogim savjetima, odgovorima na brojna pitanja i riječima ohrabrenja, zahvaljujem se svojoj šefici dr. sc. Suzani Szilner. Hvala i mojim mladim kolegama Vedrani i Lovru na svakodnevnim izmjenama iskustava iz područja analize, te ugodnom druženju za vrijeme novačkog staža, isto kao i Tei koja mi je pomogla i oko grafičkog uređenja rada, te ama baš svakog formulara koji je trebalo popuniti...

I za kraj, hvala cijeloj mojoj obitelji, velikoj i maloj, na pomoći, ljubavi, strpljenju i razumijevanju, a najviše zato što su uvijek tu i što mi svaki dan čine posebnim i sretnim. Ovaj rad pripada njima.

1 UVOD

Danas, nakon više od pola stoljeća intenzivnog istraživanja, lake jezgre i dalje predstavljaju izazov i eksperimentalnim fizičarima, u vidu pobuđivanja i potvrđivanja pojedinih neobičnih stanja, i teoretičarima, koji ih pokušavaju objasniti modernim računima i modelima.

Struktura lakih jezgara iznimno je zanimljiva, a relativna jednostavnost njihovog opisa (zbog malenog broja nukleona), čini ih idealnim laboratorijem za proučavanje širokog spektra neobičnih kvantnih pojava (boromejski sustavi, "halo" jezgre, nuklearne molekule, jezgre s neutronskom kožom...). Uz to, lake jezgre su od ogromnog značaja i za razumijevanje procesa nukleosinteze u ranom svemiru ("prvobitna nukleosinteza"), ali i u svim fazama evolucije zvijezda.

U masenom području oko A = 10 naročito je izraženo miješanje sasvim različitih struktura na bliskim energijama pobuđenja. Najbolji primjer toga je jezgra ^{11}B, koja je jedna je od najzanimljivijih lakih jezgara po pitanju strukture, gdje imamo koegzistenciju stanja modela ljusaka, vrlo deformiranih klasterskih stanja razrijeđene gustoće (koja su mogući analog Hoyleovog stanja u jezgri ^{12}C), te struktura baziranih na molekulskim orbitalama s čak tri valentna nukleona [1]. Tu je jezgru, kao i mnoge lake jezgre koje ćemo u ovom radu susresti, gotovo nemoguće opisati u okvirima jednog modela, što stavlja izazov pred bilo kakav pokušaj stvaranja ujedinjene teorijske slike.

Napredak računalne tehnike odnedavno je omogućio novi pristup u teorijskom proučavanju lakih jezgara, tzv. račune *Ab initio*, koji su uveli egzaktan kvantno-mehanički tretman mnogo-nukleonskih sistema s realističnim nuklearnim interakcijama, uzimajući u obzir sve nukleone u jezgri, te dvo- i tročestične interakcije među njima. Takvi računi postali su mogući brzim napretkom računala u posljednja dva desetljeća i zasad su

napravljeni za jezgre sa A≤15. Jedan od najzanimljivijih primjera računa *Ab initio* su krivulje gustoće jezgre ^{8}Be, koje pokazuju kako klasterska struktura u jezgrama proizlazi "prirodno", iz detalja interakcije među nukleonima [2].

Paralelno s proučavanjem strukture lakih jezgara, intenzivno se istražuju i same reakcije u kojima one sudjeluju. Proučavanje mehanizama kojima se reakcije odvijaju vrlo je zanimljivo i posve neovisno od proučavanja strukture jezgara koje u njima sudjeluju. No, modeliranje nuklearnih reakcija vrlo je složeno prvenstveno zbog činjenice da se različiti procesi ne mogu odvojiti, već u realnom slučaju postoji njihovo kompleksno miješanje.

S novim teorijskim rezultatima relevantni novi precizni i sistematizirani eksperimentalni podaci postali su još značajniji, a dobivanje istih osnovni cilj istraživanja koja se zadnjih godina predlažu. Kvaliteta novih eksperimenata, kojima se nastoje dokučiti sve kompliciranija stanja i teže dohvatljiva energijska područja, direktno je povezana s razvojem akceleratora čestica, detektorskih sustava i modernih programa za obradu podataka.

U ovom radu bit će opisano mjerenje nuklearnih reakcija ^{10}B + ^{10}B, napravljeno s ciljem proučavanja strukture jezgara iz masenog područja u okolici A = 10. Zanimljiva činjenica je da ova reakcija nikad prije nije mjerena u svrhu proučavanja strukture lakih jezgara, već samo s ciljem proučavanja specifičnosti fuzije lakih jezgara (4<A<20) ([3], [4]). Čak je i ^{10}B samo kao meta (ili samo kao snop) rijetko korišten u eksperimentima koji se tiču strukture.

Jezgra ^{10}B, koja se u ulaznom kanalu pojavljuje i kao snop i kao meta, stabilna je laka jezgra s najvišim spinom osnovnog stanja $J^{\pi}= 3^{+}$. Fundamentalni računi taj spin ispravno reproduciraju tek uključivanjem tročestičnog potencijala [5], što daje naslutiti složenu strukturu niskoležećih stanja, koja su mješavina ljuskastih (jednočestičnih) i klasterskih konfiguracija tipa $^{6}\mathrm{Li}_{gs} + \alpha$ ili $^{6}\mathrm{Li}(0_2^+, 1) + \alpha$ [6]. Posljednjih godina, jezgra ^{10}B intenzivno je proučavana i u okviru AMD + VAP modela [7], gdje se pokazalo da važnu ulogu u strukturi i poretku niskoležećih stanja jezgre ^{10}B ima spin-orbit interakcija.

S obzirom na kompliciranu strukturu osnovnog stanja jezgre ^{10}B, mjerenjem nuklearnih reakcija ^{10}B + ^{10}B nije se ciljalo niti na jedno konkretno stanje u izlaznom kanalu, već je eksperiment postavljen kao "eksperiment izviđanja". U skladu s tim, energije snopa (50 i 72.2 MeV) i geometrija detektorskog sustava s četiri nuklearna teleskopa i tri različita postava, bile su prilagođene cijelom spektru mogućih zanimljivih izlaznih kanala.

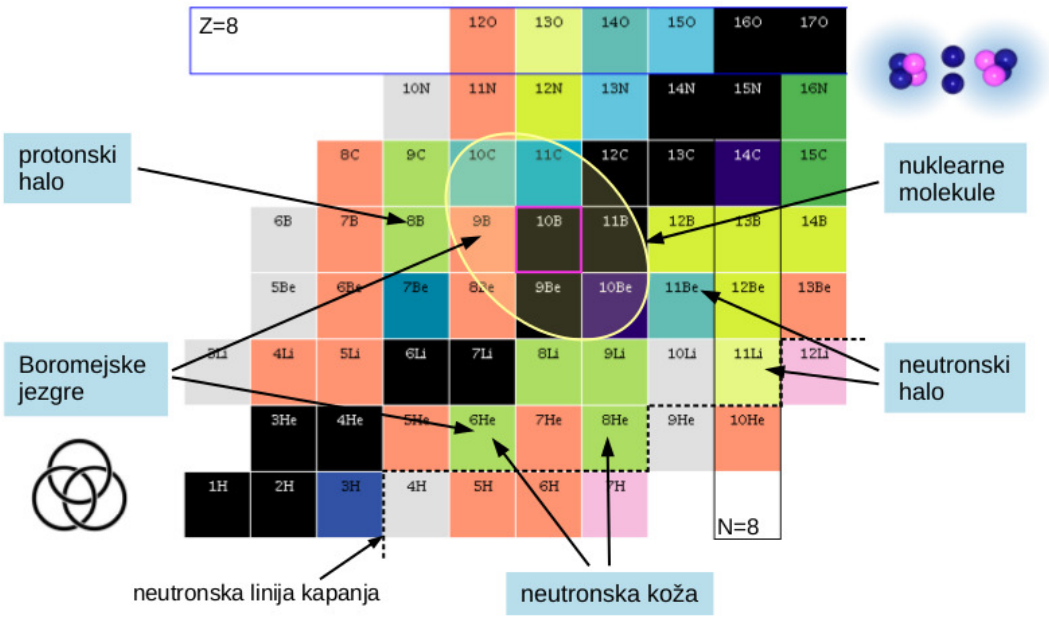
Iz izmjerenih jednostrukih i koincidentnih događaja u izlaznom kanalu, od kojih je dobra statistika postignuta za dvo- i tročestične koincidencije, proučavana je selektivnost pobuđivanja pojedinih stanja, te njihovog sekvencijalnog raspada. Rezultati su dobiveni za jezgre ^{10}B i ^{10}C, ^{11}B i ^{11}C, ^{9}Be i ^{9}B, ^{8}Be, ^{12}C i ^{16}O, te ^{13}C i ^{14}N. Kombiniranjem dobivenih s postojećim rezultatima i teorijskim proračunima, dobivena stanja diskutirana su sa stajališta strukture.

Rad je organiziran na sljedeći način: u 2. poglavlju dan je teorijski pregled strukture lakih jezgara, gdje su opisani modeli koji se koriste za jezgre iz masenog područja oko A = 10, te detalji strukture jezgre ^{10}B; slijedi kratak pregled vrsta nuklearnih reakcija s lakim jezgrama u energijskom području ovog mjerenja, te formalizma kojeg koristimo u analizi rezultata (poglavlje 3). Eksperimentalni postav, tijek mjerenja i metode analize opisane su u poglavlju 4, nakon čega, u poglavlju 5, slijede rezultati dani za jedan po jedan reakcijski kanal. U poglavlju 6 dobivena stanja diskutirana su sa stajališta strukture i uspoređena s dosad poznatim rezultatima. Na kraju rada, u zaključku, navedeni su samo najvažniji, pretežno novi rezultati dobiveni u ovom mjerenju.

2 STRUKTURA LAKIH JEZGARA

Lake atomske jezgre, u koje ubrajamo sve jezgre s manje od dvadeset nukleona, još su uvijek vrlo živo područje istraživanja, ponajprije zbog bogatstva struktura koje se u tom masenom području isprepliću. Neki od primjera zanimljivih struktura svakako su boromejske jezgre (^{6}He, ^{9}Be, ^{9}B), koje su manifestacija neobičnih tročestičnih vezanja, "halo" jezgre, čiji su nukleoni raspoređeni u klasično zabranjena područja (^{8}B, ^{11}Li, ^{11}Be, ^{14}Be), jezgre s neutronskom kožom (^{6}He, ^{8}He), te neutronski vrlo bogate jezgre, kao što je nedavno otkrivena jezgra ^{10}He [8]. Nadalje, kod velikog dijela lakih jezgara, čak i duž linije stabilnosti, dolazi do miješanja vrlo različitih stanja na bliskim energijama pobuđenja: stanja modela ljusaka, klasterskih stanja, vrlo deformiranih stanja sastavljenih od klastera i valentnih nukleona - tzv. nuklearnih molekula, te razrijeđenih stanja ili Bose-Einsteinovih kondenzata. Takve je jezgre gotovo nemoguće opisati u okvirima jednog modela, što stavlja izazov pred bilo kakav pokušaj stvaranja ujedinjene teorijske slike.

Krajem prošlog stoljeća dvije su stvari pogodovale ponovljenom buđenju interesa za područje lakih jezgara. S eksperimentalne strane to je bila pojava radioaktivnih snopova, čime su se otvorile mogućnosti proučavanja ranije nedostupnih područja karte nuklida, dok je teorijskom razvoju pogodovao napredak računalne tehnike, koji je omogućio i novi pristup u opisu lakih jezgara - stroge, fundamentalne kvantno-mehaničke račune. Takvi, tzv. računi *Ab initio* baziraju se na realističnoj interakciji nukleon-nukleon prilagođenoj tako da reproducira raspršenja *pp* i *np*, te energije vezanja 2N i 3N sustava. No, kako ćemo vidjeti u nastavku poglavlja, vrlo izražene individualne karakteristike lakih jezgara i drastično variranje svojstava, čak i među susjednim izotopima, razlog su zašto čak i strogi mikroskopski modeli imaju problema s reproduciranjem pojedinih stanja zanimljive strukture.



Slika 2.1: Zemljovid lakih jezgara s naznačenim izotopima neobične strukture.

2.1 Nuklearni modeli

Kod složenog sustava kao što je jezgra, bilo kakav mikroskopski pristup vodi na kompleksnu matematiku rješavanja problema više tijela, dodatno zakompliciranu prirodom nuklearne sile. Do unatrag dvadestak godina, kad su napretkom računala postali mogući strogi egzaktni kvanto-mehanički računi, jedini pristup u opisivanju strukture jezgara bio je putem modela, razvijenih upravo kako bi se zaobišao višečestični račun. Lake jezgre imale su nezamjenjivu ulogu u izgradnji i testiranju prvih nuklearnih modela. Osim što su nudile bogatstvo struktura unutar malog energijskog i masenog raspona, za njihov je opis bio dovoljan malen broj stupnjeva slobode (zbog malog broja nukleona), a postojala je velika količina eksperimentalnih podataka za usporedbu.

Okosnica većine nuklearnih modela je NN interakcija V_{NN} - bilo da je se pokušava što točnije matematički opisati, bilo zamijeniti nekim jednostavnijim potencijalom. S obzirom da nije fundamentalna, nije jednostavna i sadrži mnogo članova: centralne, spin-orbit članove, tenzorske, spin-spin članove... Na velikim udaljenostima ima Yukawin oblik, dok je na kratkim udaljenostima izuzetno odbojna. Upravo u tom kratkodosežnom odbojnom dijelu interakcije leži većina teorijskih i tehničkih problema koje nuklearne teorije mnogo

tijela moraju riješiti.

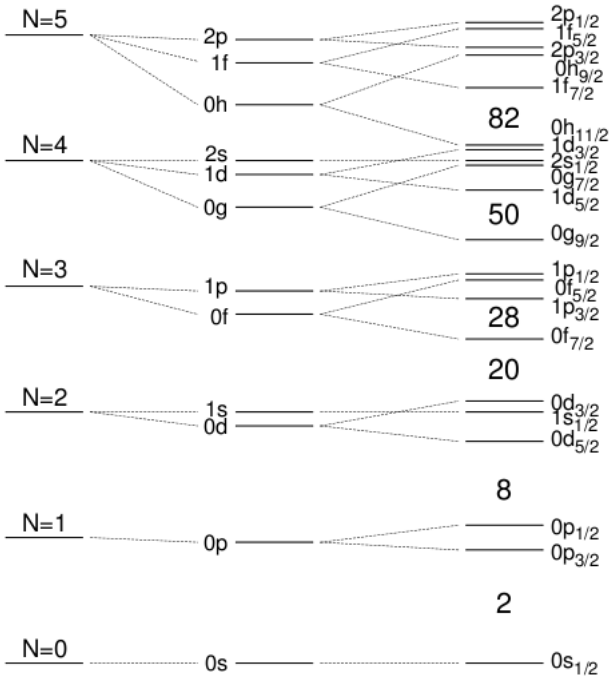
Sredinom dvadesetog stoljeća, kad se nuklearna fizika najintenzivnije razvijala, definirane su osnovne ideje većine teorijskih modela za opis lakih jezgara. Tad je vrlo popularan bio standardni **model ljusaka**, koji je uspješno opisivao najveći broj tada poznatih stanja u lakim jezgrama. No postojala su i neka niskoležeća ili čak osnovna stanja koja se nisu uklapala u taj model (npr. osnovno stanje jezgre ^{11}Be, stanje jezgre ^{13}N na $E_x = 2.4$ MeV, itd.), za čiji je opis bila nužna pretpostavka o velikoj deformaciji jezgre i grupiranju nukleona u manje podcjeline. Razlog tomu je što srednje polje u takvim slučajevima nije dovoljno stabilno da proizvede uobičajenu ljuskastu strukturu. Uskoro se pokazalo da takva stanja nisu iznimke među lakim jezgrama, već pravilo, i da se klasterska stanja izmjenjuju s ljuskastim, ovisno o broju i vrsti nukleona i načinu njihova vezanja. Razvoj **klasterskih modela** koji je uslijedio, bio je na neki način vraćanje na jedan od najstarijih modela jezgre, s obzirom da je ideja o formiranju α-klastera unutar jezgre začeta prije otkrića neutrona [9].

Unutar stanja koja dobro opisuju klasterski modeli, odvajaju se dvije klase stanja specifičnih struktura: nuklearne molekule i razrijeđena stanja. Kod molekulskih stanja deformirana klasterska struktura s više centara stabilizira se dodavanjem valentnih nukleona i takva se stanja dobro opisuju **modelom molekulskih orbitala** [10], [11] i **antisimetriziranom molekularnom dinamikom** [12], [13]. Ideja o postojanju "razvučenih" stanja vrlo male gustoće proizašla je iz proučavanja poznatog Hoyleovog stanja jezgre ^{12}C, te sličnih stanja u susjednim izotopima, što je dovelo do razvoja modela **Bose-Einsteinovog kondenzata**, kao posebnog stanja nuklearne materije [14], [15].

U nastavku poglavlja svakom ćemo se od tih modela detaljnije posvetiti, te za kraj u kratkim crtama opisati moderne *Ab inito* račune.

2.1.1 Model ljusaka

Osnovna pretpostavka modela ljusaka je neovisno gibanje svakog nukleona (protona ili neutrona), u srednjem nuklearnom potencijalu koji dolazi od interakcije NN među svim parovima nukleona. Gotovo neovisno gibanje uzrokovano je kratkodosežnom odbojnom interakcijom među nukleonima, zajedno s Paulijevim principom isključenja. U takvoj je slici glavna posljedica NN interakcije stvaranje srednjeg nuklearnog potencijala, a valna funkcija osnovnog stanja jezgre dana je produktom dvije Slaterove determinante, jedne



Slika 2.2: Jednočestični nivoi dobiveni s različitim potencijalima. *lijevo:* harmonijski oscilator, *sredina:* harmonijski oscilator + centrifugalni član, *desno:* harmonijski oscilator + centrifugalni + spin-orbit član.

za protone, druge za neutrone, konstruirane popunjavanjem najnižih podljusci (orbitala) potencijala (Slaterova determinanta je naziv za normalizirani i antisimetrizirani produkt A jednočestičnih valnih funkcija koje okupiraju A različitih stanja).

Umjesto traženja optimalnog potencijala srednjeg polja, u modelu ljusaka se najprije odabere neki jednostavni oblik potencijala (potencijal harmonijskog oscilatora, Woods-Saxonov potencijal ili pravokutna jama), a zatim se rješenja jednočestičnog problema s odabranim potencijalom koriste u konstrukciji baze za daljnju dijagonalizaciju rezidualne interakcije.

U slučaju potencijala harmonijskog oscilatora jednočestična stanja imaju svojstvene energije $\varepsilon = \hbar\omega\left(2n + l + \frac{3}{2}\right) = \hbar\omega\left(N + \frac{3}{2}\right)$ i sjedaju u oscilatorske ljuske s glavnim ($N = 0, 1, 2, ...$), orbitalnim ($l = N, N-2, ..., 1$ ili 0), i radijalnim ($k = (N-l)/2$) kvantnim brojevima. Spektar takvih ekvidistantnih energija prikazan je na slici 2.2 (*lijevo*). Svaka oscilatorska ljuska sadrži orbitale s parnim ili neparnim vrijednostima l, stoga je svaka oscilatorska ljuska **parna** ili **neparna** u odnosu na operaciju pariteta.

Degeneracija oscilatorskih ljuski razbija se dodavanjem centrifugalnog ($\vec{l}\cdot\vec{l}$) i spin-orbit

člana $(\vec{l}\cdot\vec{s})$:

$$\hat{h} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{m\omega^2 r^2}{2} + f_{ll}(r)(\vec{l}\cdot\vec{l}) + f_{ls}(r)(\vec{l}\cdot\vec{s}) \tag{2.1}$$

Centrifugalni član razdvaja stanja koja imaju isti broj N, ali različiti l (slika 2.2 (*sredina*)). Spin-orbit cijepanje uvodi nivoe koji se razliku po ukupnom momentu impulsa $j = l \pm 1/2$. Stanje $j_>$ najvećeg l u ljusci s glavnim oscilatorskim brojem N spušta se za $\approx \hbar\omega$ u područje stanja iz ljuske suprotnog pariteta $(N-1)$. Na taj način dolazi do miješanja orbitala različitog pariteta unutar jedne glavne ljuske, ali i promjene broja nukleona koji zatvaraju ljuske. Oni sad odgovaraju eksperimentalno uočenim magičnim brojevima: 2, 8, 20, 28 itd. (slika 2.2 (*desno*)). U praksi se često koristi notacija različita od ove slici 2.2: gdje glavni kvantni brojevi ne počinju od 0, nego od 1, što mijenja i broj čvorova radijalne valne funkcije iz n u $n+1$. U toj notaciji orbitale redom glase: *1s*, *1p*, *1d*, *2s*, *1f*, *2p*, *1g*, itd. S obzirom da je takva notacija uvriježena u području kojim ćemo se u ovom radu baviti, koristit ćemo je u nastavku teksta.

Tako dobivene orbitale u modelu ljusaka koriste za konstrukciju **baze prostora**, u kojoj se onda formulira Schrödingerov problem. Oscilatorska baza je bitna, ne toliko jer omogućuje aproksimaciju valnih funkcija pojedinih nukleona, koliko zato što donosi prirodnu kvantizaciju samo-vezanih sustava. Na taj način problem mnogo čestica postaje problem dijagonalizacije jednostavne (ali velike!), matrice.

Formalno rješenje problema A-tijela, u formalizmu druge kvantizacije, može se skicirati na sljedeći način:

a) najprije se odabere baza jednočestičnih stanja ${a_{i1}}^\dagger|0\rangle$,

b) zatim se iz nje konstruiraju A-čestične valne funkcije ${a_{i1}}^\dagger \cdots {a_{iA}}^\dagger|0\rangle = |\Phi_I\rangle$ koje čine novu, mnogočestičnu bazu;

c) fizikalna stanja su linearne kombinacije A-čestičnih valnih funkcija $|\Phi_\alpha\rangle = \sum_I c_{I,\alpha}|\phi_I\rangle$.

d) Hamiltonijan za sustav A čestica sadrži kinetičku energiju $\mathcal{K}$ i potencijalnu $\mathcal{V}$:

$$\mathcal{H} = \sum_{ij} \mathcal{K}_{ij} {a_i}^\dagger a_j - \sum_{i\leqslant j,k\leqslant l} \mathcal{V}_{ijkl} {a_i}^\dagger a_j^\dagger a_k a_l \tag{2.2}$$

Ovaj hamiltonijan stvara jednu ili dvije čestice u ljuskama *i,j* i poništava jednu ili dvije čestice iz ljusaka *k,l*, prema Paulijevom principu isključenja ($\{{a_i}^\dagger a_j\} = \delta_{ij}$).

e) Rješenje sekularnog problema $H|\Phi_\alpha\rangle = E|\Phi_\alpha\rangle$, svodi se na dijagonalizaciju matrice

$\langle\phi_I|\mathcal{H}|\phi_{I'}\rangle$, čiji su nedijagonalni elementi 0 ili $\pm\nu_{ijkl}$ [16].

Problem je taj što je matrica $\langle\phi_I|\mathcal{H}|\phi_{I'}\rangle$, čak i za najlakše jezgre, toliko velikih dimenzija da je njena dijagonalizacija vrlo zahtjevan posao.

Bazu prostora moguće je bitno smanjiti tako da se prostor razdvoji na dva dijela: **inertnu sredicu** i **valentni prostor**. Na taj se način gore navedena matrica može dijagonalizirati u realnom vremenu. Inertnu sredicu čine orbitale koje su uvijek pune i ona uglavnom odgovara jezgri s magičnim brojem nukleona, za koju vrijedi $J^\pi = 0^+$. Preostali nukleon (ili više njih), smješta se u samo nekoliko najnižih orbita iznad sredice, koje čine tzv. **valentni prostor** i uzimaju se u obzir eksplicitno. Orbitale iznad njih nisu zanemarene, već se njihov utjecaj uključuje u račun putem efektivne interakcije. Nagli porast veličine baze ograničava broj aktivnih orbitala. Postupak se radi posebno za protone, posebno za neutrone. U takvoj krnjoj bazi hamiltonijan iz izraza (2.2) više nije općeniti, nego "efektivni". Računi u kojima se svaki nukleon uzima u obzir zasebno, a ne samo valentni nukleoni, nazivaju se računi bez sredice (*engl.* no core), koji izlaze iz okvira standardnog modela ljusaka [17], [18].

Koliko će račun modela ljusaka biti uspješan ovisi o trima ključnim faktorima:

1. dobro odabranom valentnom prostoru;
2. efektivnoj interakciji prilagođenoj valentnom prostoru;
3. računalnim kodovima koji su u stanju uspješno riješiti sekularni problem.

Strogo gledano, model nezavisnih čestica vrijedi samo za jezgre s magičnim brojevima nukleona, te one s $\pm$ 1N u odnosu na magične jezgre. Kako se broj protona i neutrona udaljava od magičnih brojeva, postaje nužno uključiti rezidualnu dvočestičnu interakciju između valentnih nukleona, tj. dinamiku nekoliko nukleona izvan zatvorenih ljusaka koji sad vide srednji potencijal, ali i jedan drugoga.

Dominantni član u rezidualnoj interakciji (između jednakih nukleona) je sparivanje. Ako postoje i valentni neutroni i valentni protoni, rezidualna interakcija može uništiti sparivanje istovrsnih nukleona i rezultirajuća stanja postaju bitno kompleksnija linearna kombinacija različitih komponenti. U pravilu se, čim obje vrste nukleona postanu aktivne, pojavljuju efekti deformacije, koji vode na koegzistenciju sferičnih i deformiranih stanja, te postupnu dominaciju deformiranih.

U eksperimentalnom dijelu ovog rada najviše će se govoriti o jezgrama iz područja

p-ljuske, [$1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$]. Računi u tom valentnom prostoru uključuju jezgre s 2 < N, Z < 8 nukleona (samo stanja pozitivnog/negativnog pariteta u parno/neparnim jezgrama). Za *p* ljusku već šezdesetih godina prošlog stoljeća razvijena interakcija koja vrlo dobro reproducira eksperimentalne spektre: empirička interakcija Cohena i Kuratha [19]. No neka od stanja jezgara iz područja *p*-ljuske, nikako se ne mogu dobro opisati jednostavnim modelom ljusaka. Takva stanja uobičajena su pojava među lakim jezgrama i nazivamo ih stanjima "uljezima" (*engl.* intruder states). Vrlo često su jako deformirana i čine glave rotacijskih vrpci velikog momenta inercije.

Pojava sfernih i deformiranih stanja na sličnim energijama pobuđenja naziva se "koegzistencija oblika", što je dobro poznat fenomen u fizici težih jezgara, s naglaskom na jezgre oko zatvorenih ljuski. Koegzistencija oblika ekstrem doseže u lakim neutronski bogatim jezgrama, gdje deformirane konfiguracije ne leže samo na energijama bliskim sfernim konfiguracijama (koje su jednočestična pobuđenja osnovnog stanja), nego i same postaju konfiguracije osnovnih stanja. Takve jezgre pokazuju anomaliju u spinu, paritetu i energiji vezanja osnovnog i pobuđenih stanja, a karakterizirane su i elektromagnetskim E2 prijelazima koji ukazuju na izraženu kolektivnost stanja. Tako se na karti nuklida mogu prepoznati tzv. *otoci inverzije*, koji imaju manje ili više (ili čak ekstremno), deformirana osnovna stanja [20]. Primjeri takvih stanja su najniže stanje jezgre ^{11}Be, koje ima spin i paritet $1/2^+$ i nalazi se 300 keV ispod stanja $1/2^-$ koje bi po modelu ljusaka trebalo biti osnovno stanje, klasično klastersko stanje 0_2^+ jezgre ^{12}C i mnoga druga [21], [22].

Dakako, stanje koje je u jednom prostoru uljez, u drugom (većem) ne mora biti. U principu, u dovoljno velikom prostoru modela nijedno stanje nije uljez. No, stanja za čiji je opis potreban nezanemariv doprinos visoko-pobuđenih konfiguracija najčešće se jednostavnije i puno elegantnije opisuju klasterskim modelima.

2.1.2 Klasterski modeli

U nuklearnoj fizici, u određenim okolnostima, grupiranje nukleona u jako vezane podcjeline - **klastere**, čija se podstruktura može zanemariti, povećava energiju vezanja jezgre i pogoduje njenoj stabilnosti. Klasterski modeli zasnivaju se na pretpostavci korelacija među nukleonima unutar jezgre: jakih unutar klastera, a slabih između njih, zbog čega imaju manje stupnjeva slobode u odnosu na model ljusaka. Može li se neka nakupina

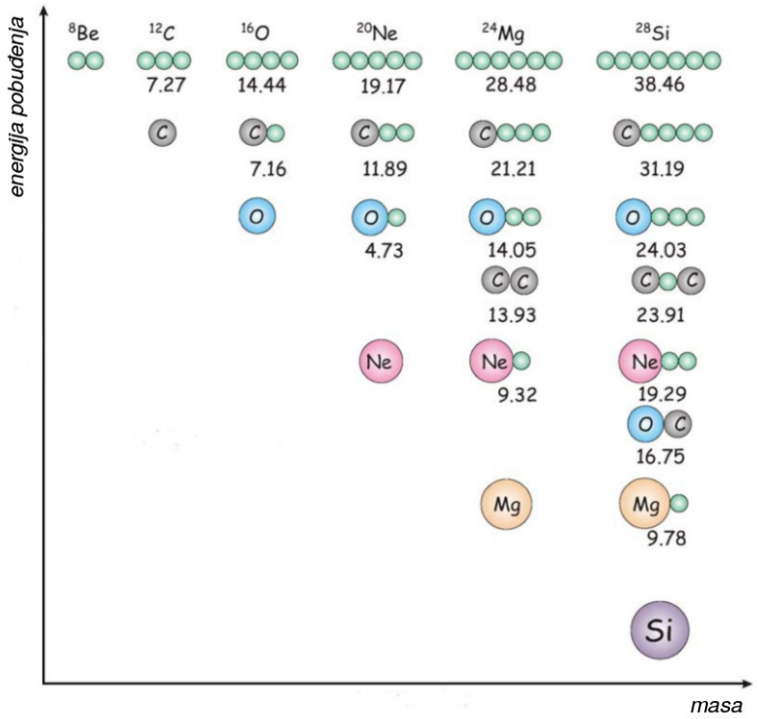
nukleona proglasiti klasterom, ovisi o njenom vremenu poluživota (mora zadržavati svoj identitet u vremenu puno dužem od karakterističnog vremena gibanja nukleona u jezgri), i udaljenosti od susjednih klastera ili slobodnih nukleona (mora biti barem jednaka njenom promjeru). Pretpostavka o postojanju klastera vrlo je bitan korak u teoriji nuklearne strukture, između ostalog i zato što dozvoljava pojednostavljen opis veze između strukture i dinamike nuklearnih reakcija. Klasterski modeli grubo se mogu podijeli prema načinu formiranja klastera u jezgrama: kod jednih su oni nametnuti kao intrinsična struktura složenog sustava; dok su kod drugih posljedica same dinamike interakcije.

Prvi otkriveni i daleko najzastupljeniji klaster je jezgra ^{4}He ili α-čestica. Četiri su premise dovele do ideje postojanja dobro definiranih α-klastera u jezgrama:

1. energija vezanja po nukleonu α-čestice bitno je veća nego u svim susjednim lakim jezgrama, dok se njeno prvo pobuđeno stanje nalazi visoko na 20.21 MeV;
2. neuspjeh Hertreejeve aproksimacije, u kojoj se pojedini nukleoni gibaju u srednjem potencijalu svih drugih nukleona, da reproducira energiju vezanja α-čestice;
3. mnogo veća energija vezanja jezgara ^{12}C i ^{16}O u odnosu na susjedne izotope;
4. opaženi α-raspadi teških radioaktivnih jezgara.

Prvi klasterski modeli bili su klasični i klaster opisivali kao "zatvorenu kutiju", bez uključenih stupnjeva slobode pojedinih nukleona. Pretpostavljali su kristalne strukture α-čestica u kojima one vibriraju oko ravnotežnih položaja [23], i bili u stanju reproducirati samo svojstva osnovnih stanja nekih jezgara.

60-tih godina prošlog stoljeća Morinaga [24], Baz [25] i Ikeda [26] predvidjeli su učestalo pojavljivanje klasterskih stanja u lakim α-konjugiranim jezgrama (to su parno-parne jezgre s jednakim brojem protona i neutrona $N = Z$), na energijama pobuđenja u blizini praga za raspad jezgre na pojedine klastere. Ikedin dijagram (Slika 2.3) povezuje energiju potrebnu za oslobađanje klastera iz jezgre s energijom pobuđenja na kojoj klasterska struktura počinje prevladavati nad ljuskastom. No, iako se klasterska stanja u pravilu pojavljuju u blizini pragova za raspad na konstituente, porijeklo klastera leži u efektivnom nuklearnom potencijalu i njihov "potpis" trebao bi biti prisutan već u osnovnim stanjima. Moderni računi unutar formalizma nuklearnih energijskih funkcionala gustoće, koji omogućuju sustavan i točan opis svojstava osnovnih stanja i kolektivnih pobuđenja preko velikog područja karte nuklida, pokazuju da se formiranje klastera u jezgri dobiva i van klasterskih modela, odabirom nuklearnih potencijala dovoljne dubine [27].



Slika 2.3: Ikedin dijagram α-konjugiranih jezgara. Klasterske strukture nalaze se u blizini pragova za raspad jezgre na pojedine klastere. Energije potrebne za taj raspad (u MeV-ima) naznačene su na slici iznad shematskog prikaza klasterskih stanja jezgara [26].

Prelazak s klasičnog na mikroskopski opis klasterskih stanja nosi sa sobom nove probleme: formiranje klastera mora se opisati preklapanjem valnih funkcija nukleona, što je moguće napraviti na vrlo različite načine, a dobivenu je valnu funkciju potrebno antisimetrizirati, što nije ni najmanje jednostavno. Pored toga, ne smiju se zanemariti ni unutarnja pobuđenja klastera, dok centar mase jezgre kao cjeline mora biti točno tretiran. Navedeni problemi se isprepliću i čine teorijsko modeliranje kompliciranim

Prvi potpuno mikroskopski klasterski model dobiven je razvojem **modela rezonantnih grupa** (*engl.* resonanting group model, RGM) [28], što je vrlo stari model nuklearne strukture, originalno predložen 1937. godine [29]. U tom su modelu nukleoni unutar jezgre separirani u dobro definirane klastere, ali su dozvoljeni prijelazi nukleona iz jednog klastera u drugi (nukleoni "rezonantno" osciliraju između klastera). Iako je postavljeni problem formalno n-čestični, model uključuje pretpostavku *a priori* formiranja klastera u jezgrama. Za varijacijski račun koristi se probna valna funkcija koja je potpuno antisimetrizirani produkt valnih funkcija pojedinih klastera (za koje se najčešće uzimaju valne funkcije harmonijskog oscilatora), i valne funkcije njihovog relativnog gibanja. Stanja

koja imaju ljuskastu prirodu, kao i klasterska stanja, dobivaju se kao dvije vrste rješenja iste jednadžbe gibanja, čvrsto vezana i labavo vezana rješenja. Čvrsto vezanje javlja se kad se snažni odbojni član u interakciji između dva klastera "otopi" u bliskom prisustvu preostalih nukleona ili klastera, zbog ukupne antisimetrizacije. Najvažniji aspekt ovog pristupa, zadržan i u modelima koji su uslijedili, je način tretiranja Paulijevog principa između klastera i detaljan opis među-klasterskog gibanja. Praktična primjena modela rezonantnih grupa ograničena je na sisteme s malim brojem klastera, zbog komplikacija u odvajanju unutarnjih i relativnih koordinata, uz ukupnu antisimetrizaciju. Jedna od prednosti modela je što vrlo jednostavno opisuje viša pobuđenja klasterskih stanja.

Evolucija klasterske fizike u sljedeća dva desetljeća bila je jako pod utjecajem RGM-a, no razvijali su se i novi modeli kao što je **model generirajućih koordinata** (*engl.* generator coordinate method, GCM) i **model uvjeta ortogonalnosti** (*engl.* orthogonality condition model OCM), koji su primjenjivani na lake jezgre iz prostora p-ljuske. Dok su RGM i GCM potpuno mikroskopski, OCM je polumikroskopski u tretiranju efekata Paulijevog blokiranja [30]. Te tri metode danas su standardni mikroskopski modeli za opis među-klasterskog relativnog gibanja.

Model generirajućih koordinata općenito je metoda za opis kolektivnih gibanja u jezgri. Razlika u odnosu na RGM je ta što su sad klasteri fiksirani u određenim točkama prostora, zbog čega je ovaj model zapravo specijalan slučaj općenitijeg RGM-a. Varijacijska stanja se, kao i ranije, konstruiraju kao produkti antisimetriziranih valnih funkcija klastera, sada lociranih u fiksnim točkama prostora (radi se, dakle, o modelu ljusaka s više centara)[31]. Taj se produkt zatim dodatno antisimetrizira, a relativna pozicija klastera varira, kako bi se minimizirala ukupna energija sistema. Bitna konceptualna razlika u odnosu na RGM je ta što su ovdje u geometriju sustava uključeni efekti konačnog prostora. S porastom broja klastera koji sačinjavaju jezgru, dimenzije prostora modela postaju jako velike, zbog čega se (kao i u standardnom modelu ljusaka), za tročestične sustave nadalje obično uzima okrnjeni prostor modela. Uz takav je pristup postalo moguće mikroskopski izračunati i sustave većih masa, kao i one s mnogo klastera.

Unutar GCM formalizma najčešće se koristi mnogočestična **Bloch-Brinkova valna funkcija** [31], koja je postala poznatija od modela za koji je razvijena, upravo zato što je vrlo "spretna" za korištenje. Napisana je kao Slaterova determinanta n-čestičnog klaster-

skog sistema i parametrizirana geometrijom položaja klasterskih centara:

$$\Psi(\mathbf{S_1},...,\mathbf{S_n}) = n_0\mathcal{A}\{\psi(C_1,\mathbf{S_1}),...,\psi(C_n,\mathbf{S_n})\}, \tag{2.3}$$

gdje je $\mathcal{A}$ operator antisimetrizacije, a C_i i-ti klaster na položaju $\mathbf{S_i}$. Valne funkcije pojedinih klastera su one harmonijskog oscilatora, a priroda klasterskih struktura definirana je vrijednošću prostornih koordinata u konfiguraciji $\{\mathbf{S_1},...,\mathbf{S_n}\}$.

Pretpostavimo li da su svi klasteri $C_1,...C_n$ α-čestice, prezentirane $1s$ stanjima, dobivamo specijalni slučaj GCM-a: **Bloch-Brinkov alfa klasterski model**. Valna funkcija α-čestice dana je sa:

$$\psi_i(r) = \sqrt{\frac{1}{b^3\pi^{3/2}}}\ exp\frac{-(r-R_i)^2}{2b^2}, \tag{2.4}$$

gdje je R_i vektor položaja i-te α-čestice, dok je $b = (\hbar m\omega)^{1/2}$ parametar koji određuje njenu veličinu, tj. prostornu raširenost. Ukupna energija sustava uključuje kinetičku energiju pojedinih α-čestica, te α-α interakciju koja je opisana efektivnim nuklearnim potencijalom i kulonskom interakcijom.

Bloch-Brinkov alfa klasterski model odigrao je značajnu ulogu u sistematskom proučavanju α-konjugiranih jezgri, naročito u valentnom prostoru sd-ljuske [32], te je bio jedan od prvih modela kojim je opisivano poznato Hoyleovo stanje u jezgri ^{12}C. Za α-konjugirane jezgre taj model radi vrlo dobro, no ne uključuje unutarnja pobuđenja čestica od kojih su klasteri sastavljeni, što je dobra aproksimacija za α-čestice, ali ni za jedne druge vrste klastera. Kod jezgri koje nisu $N\alpha$-građe važno je koristiti realistične efektivne nuklearne potencijale i uključiti necentralne efekte [33].

Prostor koji se koristi u svim navedenim klasterskim modelima sadrži u sebi i mnoge konfiguracije modela ljusaka. Glavna prednost klasterskih modela je mogućnost jednostavnog uključivanja konfiguracija koje se u modelu ljusaka opisuju s visokim $\hbar\omega$ pobuđenjima, čije bi opisivanje modelom ljusaka zahtijevalo valentni prostor od barem dvije nadovezujuće glavne ljuske i ogromno računalno vrijeme. No, čak i ako zanemarimo složenost računa i potrebno vrijeme, ostaje pitanje fizikalne interpretacije: klasterski opis je za neka stanja bitno jednostavniji i elegantniji.

Nuklearne molekule

U zadnjih dvadesetak godina nuklearne molekule su predmet velikog broja teorijskih i eksperimentalnih studija u kojima aktivno sudjeluju i fizičari iz Hrvatske (npr. [34], [35], [36], [37], [38]).

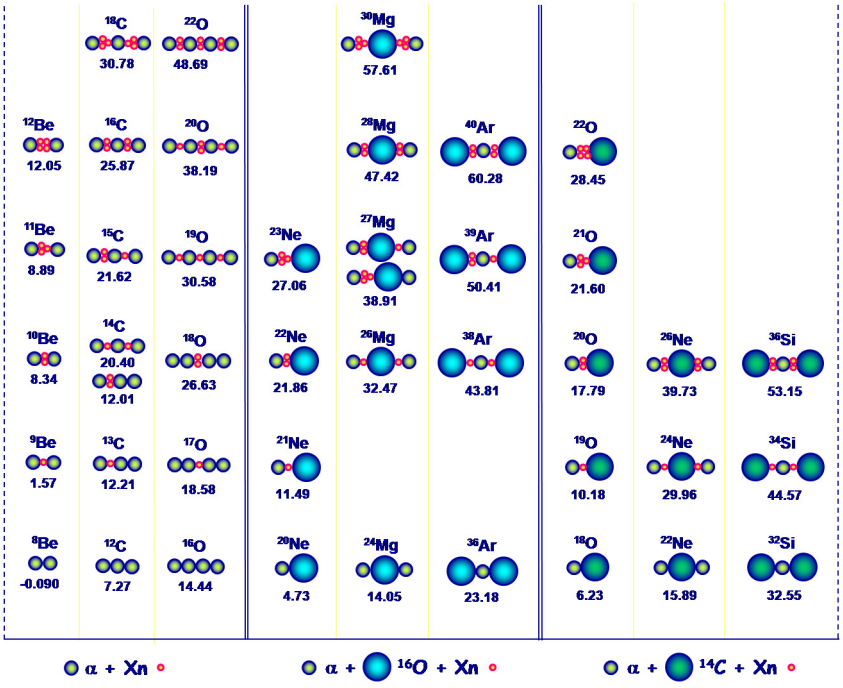
Proučavanjem neutronski bogatih i egzotičnih slabo vezanih jezgara s izraženom klasterskom strukturom, postalo je jasno da dodatni nukleoni (u prvom redu neutroni), ne uništavaju klasterske strukture, već ih, naprotiv, dodatno stabiliziraju. Takve strukture s dva ili tri centra (klastera) i nekoliko "valentnih" nukleona, mogu se opisati konceptima preuzetim iz molekularne fizike: valentni nukleoni smještaju se u molekulske orbitale i imaju ulogu analognu elektronima u kovalentnim vezama atomskih molekula.

Molekulska stanja pojavljuju se prvenstveno među lakim nestabilnim jezgrama, gdje dolaze do izražaja pobuđenja uzrokovana međusobnim gibanjem klastera. Samo u jako deformiranim slabo vezanim sustavima kvantni (molekulski) efekti vezanja mogu se natjecati sa srednjim poljem, jer je ono zasićeno unutar čvrsto vezanih klastera. Najjednostavnije nuklearne molekule sastoje se od dvije α-čestice i jednog ili više valentnih neutrona i nalazimo ih u izotopima berilija [39]. Osim stanja s α-klasterima, zadnjih se godina intenzivno proučavaju i molekulska stanja bazirana na težim klasterima, od kojih se najčešće pojavljuju ^{16}O i ^{14}C [40]. Prošireni Ikedin dijagram koji uključuje takva stanja, prikazan je na slici 2.4. Riječ je o shematskom prikazu samo nekih mogućih molekularnih stanja, očekivanih na energijama u blizini praga za raspad stanja na konstituente.

Eksperimentalno proučavanje nuklearnih molekula vrlo često se radi **metodom rezonantne čestične spektroskopije** (*engl.* resonant particle decay spectroscopy). Najprije se stanje od interesa proizvodi u nuklearnim reakcijama prijenosa klastera, nakon čega se mjeri njegov čestični raspad. Indikacije da bi neko stanje moglo biti molekulsko su:

- pojačan udarni presjek za pobuđivanje stanja reakcijama prijenosa klastera;
- vrlo velike reducirane širine za raspad emisijom klastera;
- rotacijske vrpce velikog momenta inercije;
- jaki gama prijelazi između članova vrpce;
- razdvajanje pariteta kod nuklearnih molekula s asimetričnim klasterima.

Konfiguracije nuklearnih molekula jako je teško opisati u formalizmu modela ljusaka, čak i s ekstremno proširenim bazama (no ne i nemoguće [42]). S druge strane lako ih



Slika 2.4: Prošireni Ikedin dijagram nuklearnih molekula baziranih na α, ^{16}O i ^{14}C klasterima, s energijama pragova za raspad stanja na klastere i valentne nukleone. Preuzeto iz [41]

.

je opisati unutar okvira modela molekulskih orbitala ili antisimetrizirane molekularne dinamike (AMD).

U **modelu molekulskih orbitala** ([10], [11]) svaki je valentni nukleon u složenoj jezgri opisan valnom funkcijom koja ovisi samo o njegovim koordinatama, a prostorno se širi preko čitave molekule. Kao i u kemiji, dolazi do hibridizacije orbitala (koje stvara srednje polje unaprijed zadanih klastera), što vodi na usmjerenost veze i omogućuje postojanje višecentarske strukture.

Valne funkcije molekulskih stanja, ili molekulske orbitale, nastaju iz tzv. "atomskih" orbitala, a to su jednočestične orbitale koje se šire oko svakog pojedinog klastera (npr. $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$...). Način na koji se one grade u kemiji je poznat kao Hückelova metoda molekulskih orbitala, što je općeniti pristup u opisu valnih funkcija valentnih čestica (i njihovih efekata vezanja) u višečestičnim sustavima. Molekulske orbitale (ψ) mogu se izraziti kao linearne kombinacije n jednočestičnih orbitala (χ_n):

$$\psi = C_1\chi_1 + C_2\chi_2 + ... + C_n\chi_n \,, \tag{2.5}$$

gdje su C_n koeficijenti koje treba izvrijedniti, a određuju zastupljenost svake pojedine

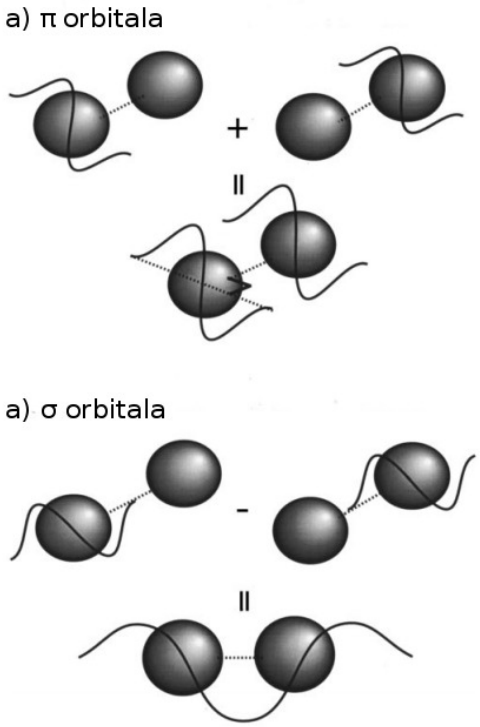
orbitale. Pri tom se jednočestične orbitale mogu zbrajati s pozitivnim ili negativnim predznacima što vodi na vezujuće ili razvezujuće molekulske orbitale. Treba voditi računa i o tome da su valentni nukleoni i nukleoni unutar klastera identične čestice, zbog je čega je nužna antisimetrizacija ukupne valne funkcije. To vodi na "zabranjena" područja unutar jednočestičnih (atomskih) orbitala, zbog čega različite molekulske orbitale različitih linearnih kombinacija imaju bitno različite prostorne distribucije. Molekulske orbitale definirane su kvantnim brojevima molekularne simetrije:

- projekcijom orbitalnog momenta impulsa (l) na os simetrije dvaju klastera (što daje σ-orbitalu u slučaju $m_l = 0$ i π-orbitalu za $m_l = 1$);
- projekcijom **K** ukupnog mometa impulsa **J**;
- paritetom;
- specifičnim g i u (*njem.* gerade i ungerade) svojstvima molekula s identičnim jezgrama, koje se tiču kvantnog broja pariteta kod zamjene jezgara.

U tako definirane molekulske orbitale smještaju se valentni neutroni, s dva moguća pariteta (+ i -), te odgovarajućim **K** vrijednostima za dani l [43].

Pogledajmo slučaj kad su obje atomske orbitale čiste p-orbitale, dakle, imaju jedan čvor i paritet minus. Zbrajanjem dvije takve orbitale s pozitivnim predznacima (što odgovara preklapanju orbitala paralelno s osi koja povezuje centre klastera, tj. z-osi), nastaje vezujuća molekulska orbitala također negativnog predznaka i s jednim čvorom (slika 2.5a). To je tzv. prstenasta ili **π-orbitala**, koja se širi duž osi okomite na spojnicu klastera, jer su na toj osi (z) već locirani sami klasteri i to je područje za valentne nukleone zabranjeno. Osim na opisani način, može nastati i preklapanjem p-orbitale s d- ili d-orbitale s d-orbitalom. Bitno je da π-orbitala ima raspodjelu gustoće izvan osi simetrije, što vodi na smanjenje udaljenosti među klasterima kao energijski povoljniju situaciju. Njenom rotacijom oko z-osi za 180° mijenja se predznak orbitale. Nastala veza naziva se π-vezom i sastoji od dva nukleonska oblaka koncentrirana iznad i ispod osi koja spaja klastere (slika 2.6b).

Ako su dvije p-orbitale sumirane s različitim predznacima, rezultantna molekulska orbitala ima dva čvora i pozitivan paritet (slika 2.5 b). Može se širiti u svim smjerovima, a kao optimalni se pokazuje međuklasterska ili z-os. To je tzv. **σ-orbitala** (a odgovarajuća veza σ-veza), čija se energija povećava s povećanjem udaljenosti među klasterima. Nazivamo je još i lančanom orbitalom jer se širi duž međuklasterske osi i jako slabo giba



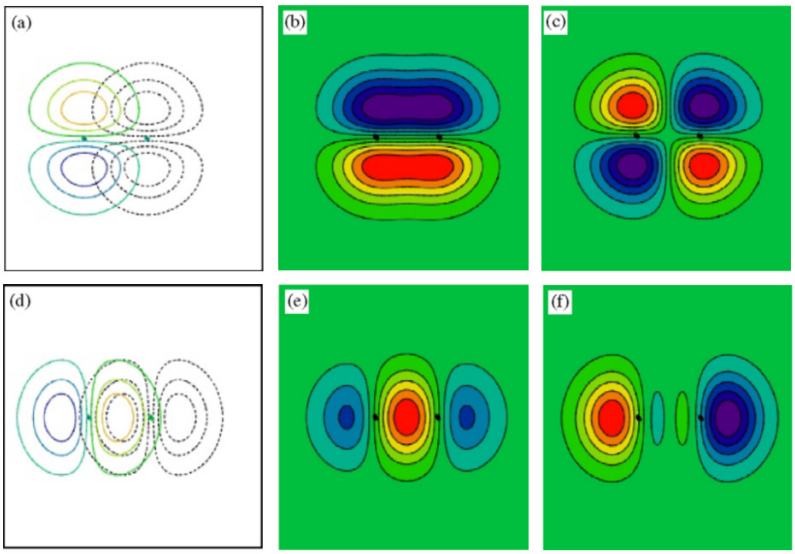
Slika 2.5: Shematski prikaz orbitala za jedan valentni nukleon između dva klastera (npr. neutron u jezgri ^{9}Be): a) π-orbitala, s jednim čvorom na z-osi koja spaja klastere, b) σ-orbitala s dva čvora. Preuzeto iz [44]

.

oko nje, s obzirom da ima dva čvora (slika 2.6e). σ-orbitala daje najnižu energiju za sve linearne lančane strukture i igra važnu ulogu u njihovoj stabilizaciji. Može nastati i preklapanjem s- orbitale sa s-, p- ili d-orbitalom. Okretanjem ove orbitale oko osi simetrije za 180°, ona ne mijenja predznak. Rotacijske vrpce u kojima sudjeluju σ-orbitale imaju veće momente inercije (zbog prostorne udaljenosti klastera). Poznato molekulsko stanje sa $(\sigma)^2$ konfiguracijom je drugo $J = 0^+$ stanje u ^{10}Be, koje je baza rotacijske vrpce velikog momenta inercije.

Sa stajališta nuklearnih molekula interesantnija su nam stanja sa σ-orbitalama, jer su često jako deformirana, što je zanimljivo i s teorijske i eksperimentalne strane. Oblici molekulskih orbitala koji nastaju kombinacijom p-orbitala, prikazani su na slici 2.6.

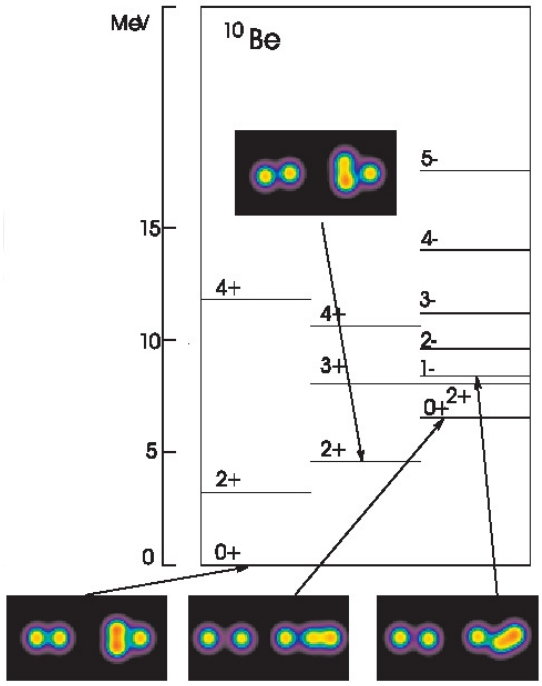
U ranijim varijantama modela molekulskih orbitala, valne funkcije valentnih nukleona su gotovo uvijek bile dane linearnom kombinacijom čistih p-orbitala. Kasnije je model proširen tako da se može nositi i s korelacijama između valentnih nukleona te relativnim gibanjem između samih klastera [44].



Slika 2.6: Rezultati kombiniranja dviju orijentacija p-orbitala. z-os je usmjerena duž spojnice dvaju klasterskih centara, prikazanih crnim točkicama. Prva linearna kombinacija (a), gdje su jednočestične orbitale usmjerene okomito na z-os, rezultira vezujućom π-orbitalom (b). (c) prikazuje drugu moguću linearnu kombinaciju, razvezujuću π-orbitalu. Drugo usmjerenje jednočestičnih orbitala (d), daje ili vezujuću σ-orbitalu (e), ili razvezujuću (f). Preuzeto iz [45]

Antisimetrizirana molekularna dinamika (*engl.* Antisymetrized molecular dynamics, AMD) je generalizacija Bloch-Brink alfa klasterskog modela na jezgre koje nisu α-konjugirane i mogu imati nejednaki broj protona i neutrona. Model je oslobođen pretpostavki o postojanju čvrstih centara, klastera, relativnih koordinata između njih, srednjeg polja koje klasteri uzrokuju i jednočestičnih orbitala u tom polju. U potpunosti je baziran na valnim funkcijama pojedinih nukleona i srednje polje se u modelu formira uzimajući u obzir svaki pojedini nukleon. Zbog toga AMD omogućuje jednako dobar opis i klasterskih i ljuskastih stanja, a strukture koje se pojavljuju proizlaze prirodno iz detalja nukleon-nukleon interakcije pod vodstvom Paulijevog principa isključenja. Prvi rezultati takvih računa bili su na neki način potvrda slike molekulskih orbitala u jezgrama. Rad Horiuchija i Kanade-En'Yo ([12], [13]) podržao je 1997. godine molekulsku strukturu stanja u izotopima berilija (slika 2.7), predloženu godinu dana ranije od strane von Oertzena ([39], [46]). Od tog vremena do danas model je unaprijeđivan i korišten pri opisu jezgara iz širokog masenog područja, naročito lakih jezgri izvan N = Z linije. Rezultati takvih računa pokazali su da je α-čestica vrlo robusna također i u lakim neutronski bogatim jezgrama.

Valna funkcija jezgre masenog broja A u AMD formalizmu dana je Slaterovom deter-



Slika 2.7: Stanja jezgre ^{10}Be s raspodjelom gustoće nukleona koju daje AMD (lijevo je raspodjela protona, desno neutrona). Osnovno i 2^+ stanje imaju π^2 konfiguraciju, prvo pobuđeno 0^+ stanje σ^2 konfiguraciju, dok kod stanja 1^- imamo miješanje σ i π konfiguracija. Preuzeto iz [13].

minantom jednočestičnih valnih funkcija pojedinih nukleona:

$$\Phi_{AMD}(\mathbf{Z}) = \frac{1}{\sqrt{A!}}\mathcal{A}\{\varphi_1, \varphi_2, ..., \varphi_A\}, \tag{2.6}$$

gdje je $\mathbf{Z}$ kompleksni set varijabli koji uključuje spin i geometriju valne funkcije. Iz usporedbe s izrazom 2.3 vidimo da AMD ponavlja Bloch-Brink alfa klasterski model, ali sadrži onoliko stupnjeva slobode koliko ima nukleona, a klasteri se pojavljuju bez da su unaprijed bili nametnuti. Jednočestične valne funkcije φ_i su valni paketi u prostoru (gaussijani fiksirane širine), koji osim prostornog imaju i spinski (X_i) i izospinski (τ_i) dio:

$$\varphi_i = (\phi_{\mathbf{X}_i}\chi_{\xi_i}\tau_i)\,. \tag{2.7}$$

Prostorni dio dan je s: $\phi_{\mathbf{X}_i}(\mathbf{r}_j) \propto exp\left[-\nu\left(\mathbf{r}_j - \frac{\mathbf{X}_i}{\sqrt{\nu}}\right)^2\right]$, gdje $\mathbf{X}_i$-jevi predstavljaju centre gaussijana i kao takvi su kompleksni varijabilni parametri. Spinski dio je funkcija parametrizirana s ξ_i: $\chi_{\xi_i} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}+\chi_{\xi_i} \\ \frac{1}{2}-\chi_{\xi_i} \end{pmatrix}$, a izospinski je jednostavno gore ($\uparrow$) za proton i dolje ($\downarrow$) za neutron. α-čestica u ovom formalizmu izgleda kao produkt 4 gaussijana s ukupnim

spinom i izospinom 0.

U novijim računima prvo se radi projekcija spina i pariteta, što daje valne funkcije $\Phi = P^{J\pm}_{MK'}\Phi_{AMD}(\mathbf{Z})$, a nakon toga varijacijski račun kojim se minimizira energija sustava (*engl.* variation after projection, VAP): $\varepsilon \equiv \langle\Phi|H|\Phi\rangle\langle\Phi|\Phi\rangle$. Svaka projicirana valna funkcija Φ odgovara jednoj konfiguraciji. Fleksibilnost valne funkcije jedna je od glavnih prednosti AMD-a, jer može predstavljati u isto vrijeme i slabo vezane sisteme kao i strukture bliske onima strogog modela ljusaka.

Ono na što je AMD metoda vrlo osjetljiva je izbor efektivne nukleon-nukleon interakcije V_{NN}, koja u račun ulazi prilikom minimizacije energije. O tom izboru uvelike ovisi pojavljivanje klastera.

Gustoće nukleona, koje su za izučavanje strukture stanja vrlo bitne, u AMD računima dobivaju se odvojeno za protone i neutrone. To je naročito zgodno kod molekulskih stanja s valentnim neutronima, gdje protonska gustoća pokazuje raspodjelu klastera, a neutronska minus protonska valentnih neutrona (2.7).

Zadnjih su godina razvijene moderne inačice AMD modela, od kojih je za ovaj rad najzanimljiviji AMD sa ograničenjima na parametre kvadrupolne deformacije β i γ, kojim su izračunate intrinsične nukleonske gustoće zanimljivih, jako deformiranih stanja u jezgri ^{11}B [47].

Alternativni pristup AMD-u, u nekim stvarima fundamentalniji, je **fermionska molekularna dinamika** (*engl.* Fermionic molecular dynamics, FMD), razvijena od strane Feldmeiera i Neffa ([48], [49]). Valna funkcija FMD-a sadrži jedan dodatni stupanj slobode, konkretno, širinu gaussijana, što u konačnici omogućuje bolji opis ljuskastih stanja. Razlika tih dvaju računa je i u nukleon-nukleon interakciji koja se koristi: kod FMD-a je to vrlo bazična NN interakcija koja sadrži i nelokalne i tenzorske komponente, što takve račune čini jako kompliciranim. Osim toga, AMD i FMD se ne razlikuju puno i u pravilu daju konzistentne rezultate.

Bose-Einsteinovi kondenzati

Po uzoru na novija istraživanja u hladnoj atomskoj fizici, zadnjih desetak godina pojedina se stanja lakih jezgara pokušavaju objasniti kao stanja male gustoće u kojima su nukleoni kondenzirali u skup međusobno slabo koreliranih α-čestica [50]. Tu se može povući

paralela sa slobodnom nuklearnom materijom. Kad nuklearna gustoća padne ispod kritične (što znači ispod 1/3 normalne gustoće nuklearne materije), dolazi do promjene faze i nukleoni kondenziraju u α-čestice. Kondenzacija čestica u osnovno stanje u beskonačnoj materiji odgovara pojačanoj zastupljenosti iste orbitale gibanja centra mase u konačnoj jezgri. Stanja koja su kandidati za Bose-Einsteinove kondenzate (*engl.* Bose-Einstein condensate, BEC) su drugo pobuđeno 0^+ stanja jezgre ^{12}C ili Hoyleovo stanje [15], te stanja u α-konjugiranim jezgrama ^{16}O i ^{20}Ne, u blizini praga za raspad emisijom α-čestice. Jedan od glavnih uspjeha modela BEC je taj što uspijeva reproducirati form faktor elektronskog elastičnog pobuđenja Hoyleovog stanja bez ikakve proizvoljne normalizacije.

α-čestice imaju bozonsku prirodu, no nukleoni od kojih se sastoje su fermioni, zbog čega ukupna valna funkcija stanja mora biti antisimetrizirana, što smo već vidjeli u prethodnim točkama. Međutim, kod stanja koja su u blizini praga za α-raspad, čiji su radijusi višestruko veći od dimenzija α-čestice, može se dozvoliti da se unutarnji fermionski stupnjevi slobode zanemare. Tome pogoduje i ako stanje nije sferično nego deformirano. Na taj način otvara se mogućnost da više α-čestica kondenzira u najniže s-stanje njihovog interakcijskog potencijala, što nazivamo Bose-Einsteinovom kondenzacijom. Takvo stanje može se opisati običnom Bloch-Brink valnom funkcijom (izraz 2.3). U granici kad radijus stanja, tj. parametar koji opisuje distribuciju α-čestica postane puno veći od njene dimenzije (b u izrazu 2.4), međusobno preklapanje valnih funkcija α-čestica postaje malo, operator antisimetrizacije prestaje biti važan i valna funkcija postaje jednostavni produkt gaussijana, tj. opisuje slobodni plin α-čestica. Točna valna funkcija BEC modela, koja je gotovo identična valnoj funkciji koju daju mikroskopski modeli, dana je u [51]. BEC valna funkcija autora Tohsaki-Horiushi-Schuck-Röpke (THSR funkcija) primijenjena je na jezgre ^{12}C i ^{16}O predviđa stanja kondenziranog karaktera u blizini pragova za raspad stanja na α-čestice [50].

Noviji računi [52] pokazuju da je kritična gustoća kod koje koncept α-kondenzata prestaje vrijediti i počinju dolaziti do izražaja fermionski stupnjevi slobode jednaka $\rho_0/5$, gdje je ρ_0=0.17 fm^{-3}. Ono što dovodi do uništenja kondenzata u prvom redu je odbojni dio α-α interakcije, ali i promjena u samoj unutarnjoj strukturi α-čestica, koja se mijenja ovisno o gustoći, zbog Paulijevog principa isključenja.

Rezultati računa AMD-a pokazuju sličnost stanja $3/2^-_3$ u jezgri ^{11}B na energiji pobuđenja 8.56 MeV sa Hoyleovim stanjem [47], [1], što otvara mogućnost Bose-Einsteinovih

kondenzata sa dvije α-čestice u istoj orbitali i dodatnim valentnim nukleonima, deuteronima ili tritonima, što bi bila kombinacija razrijeđenih i molekulskih stanja. Osim ^{11}B, slična Hoyle-analogna stanja mogla bi postojati i u ostalim jezgrama koje imaju ± 1 nukleon u odnosu na α-konjugirane jezgre, prvenstveno u ^{13}C.

2.1.3 Računi *Ab initio*

Za razliku od dosad spomenutih računa, koji koriste efektivne nuklearne sile, ograničene baze stanja, ili pretpostavke o unaprijed zadanoj strukturi, računi *Ab inito* uvode egzaktan kvantno-mehanički tretman mnogo-nukleonskih sistema s realističnim nuklearnim interakcijama, uzimajući u obzir sve nukleone u jezgri, te dvo- i tročestične interakcije među njima. Takvi računi postali su mogući brzim napretkom računala u posljednja dva desetljeća i zasad su napravljeni za jezgre s A$\leq$15. Jedan od zanimljivih primjera rezultata su krivulje gustoće jezgre ^{8}Be, koje pokazuju kako klasterska struktura u jezgrama zbilja proizlazi "prirodno", iz detalja interakcije među nukleonima [2].

Ideja iza *Ab initio* računa povezana je s onim što je od samih početaka nuklearne fizike bio njen glavni cilj: razumjeti na koji način vezanje, stabilnost i struktura jezgara proizlaze iz interakcije među individualnim nukleonima. To je izuzetno složen višečestični problem, naročito zbog toga što ne postoji bazični opis same NN interakcije. Kvantna kromodinamika kao fundamentalna teorija jake interakcije bi u principu mogla dati bazičnu NN interakciju, no ne unutar energijskog područja lakih jezgara. Zato se one opisuju vrlo detaljnim NN potencijalima, prilagođenim na velik broj eksperimentalnih podatka za NN raspršenja. Takvi se potencijali konstantno ispravljaju na temelju novih eksperimentalnih i teorijskih rezultata.

Bazični nuklearni hamiltonijan ima tri glavna doprinosa:

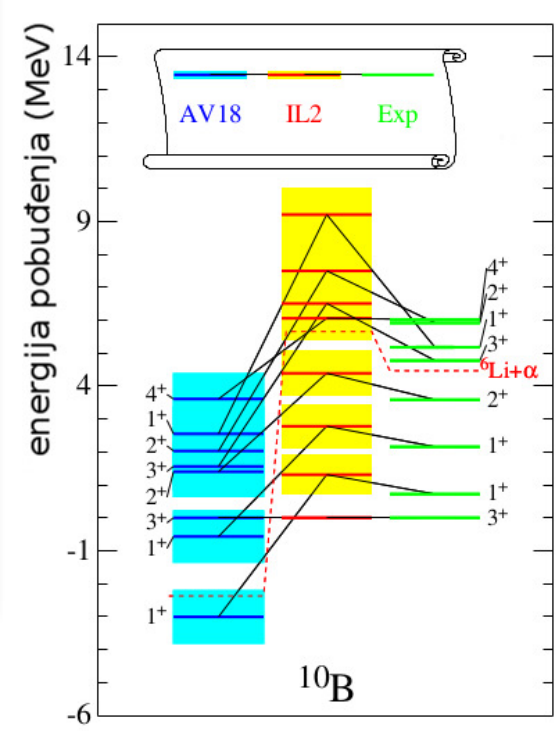
$$H = \sum_i K_i + \sum_{i<j} v_{ij} + \sum_{i<j<k} V_{ijk}, \tag{2.8}$$

gdje je K_i nerelativistička kinetička energija (suma kinetičkih energija pojedinih nukleona), v_{ij} dvočestični potencijal i V_{ijk} tročestični. Najčešće korišteni dvočestični potencijali su Argonne v_{18} [53] i CD-Bonn [54].

Potencijal **Argonne v_{18}** je lokalni potencijal zapisan pomoću operatora:

$$v_{ij} = v_{ij}^{\gamma} + v_{ij}^{\pi} + v_{ij}^{R} + v_{ij}^{CIB}, \tag{2.9}$$

gdje su v_{ij}^{γ} elektromagnetski članovi, v_{ij}^{π} članovi izmjene piona, v_{ij}^{R} članovi koji čuvaju izospin, a v_{ij}^{CIB} oni koji lome nabojnu simetriju. U lakim jezgrama $\langle v_{ij}^{\pi} \rangle$ doprinosi ∼85% ukupnom $\langle v_{ij} \rangle$. Ukupno, potencijal Argonne v_{18} sadrži 18 operatora s oko 40 parametara. Ti se parametri određuju direktnom prilagodbom na skupove podataka za *pp*- i *np*-raspršenja iz 1993 Njimegan baze eksperimentalnih podataka ([55], [56]), te na *nn*-duljinu raspršenja i energiju vezanja deuterona. Nakon određivanja parametara, u daljnji tijek računa *Ab initio* izbjegava se uključivanje bilo kakvih eksperimentalnih podataka. Argonne v_{18} se smatra jednostavnijim dvočestičnim potencijalom, što je vrlo bitno kad se u račun želi eksplicitno uključiti i tročestični potencijal.



Slika 2.8: Energije pobuđenje jezgre ^{10}B računate pomoću Argonne v_{18} dvočestičnog potencijala (plavo) i Argonne v_{18} + Illinois-2 tročestičnog potencijala (žuto), u usporedbi s eksperimentalnim vrijednostima (zeleno). Čisti NN potencijal netočno predviđa osnovno stanje spina i pariteta 1^+. Uvođenje NNN potencijala to korigira na ispravnu vrijednost 3^+. Računi koje daje NCSM [57] pokazuju da i drugi NN potencijali također daju 1^+ osnovno stanje jezgre ^{10}B, tako da to nije pogreška isključivo Argonne v_{18} potencijala. Preuzeto iz [5]

.

Među poznatijima tročestičnim potencijalima je **Illinois-2 $\mathbf{V_{ijk}}$** potencijal [58], koji se sastoji se od članova izmjene dva i tri piona, te jednostavnog fenomenološkog odbojnog člana:

$$V_{ijk} = V_{ijk}^{2\pi} + V_{ijk}^{3\pi} + V_{ijk}^{R}. \tag{2.10}$$

Član izmjene dva piona (između tri nukleona) sadrži u sebi P- i S-valne članove raspršenja. P-valni član je dobro poznati Fujita-Miyazawa član, koji je prisutan u svim NNN potencijalima i od svih tročestičnih članova ima najveći doseg, te djeluje privlačno u svim jezgrama (osim kad je primijenjen na čisti neutronski sustav, gdje postaje slab ili čak lagano odbojan). S-valni član doprinosi svega nekoliko posto ukupnoj izmjeni dva piona. Članovi izmjene tri piona bitno su kompliciraniji i značajno doprinose samo u T=3/2 tripletima. U većini lakih jezgara vrijedi: $\langle V_{ijk}^{3\pi} \rangle \lesssim 0.1 \langle V_{ijk}^{2\pi} \rangle$. Odbojni član V_{ijk}^{R} dodaje se kako bi se uračunao doprinos svih dijagrama izmjene mezona između tri nukleona, koji nisu eksplicitno uzeti u obzir, te u svrhu korekcije zbog neuračunatih relativističkih efekata. Fenomenološki je i sasvim centralan i odbojan.

Parametri Illinois NNN potencijala koji ulaze u $V_{ijk}^{3\pi}$ i V_{ijk}^{R} prilagođeni su na 17 stanja u lakim jezgrama s A$\leq$8. Granica točnosti računa *Ab inito* trenutno leži upravo u nemogućnosti razlikovanja efekata koje bi unio četveročestični potencijal od nepouzdanosti koju unosi prilagodba parametara tročestičnog potencijala na eksperimentalne podatke.

Vrlo je bitno naglasiti da je relativan odnos tročestičnog potencijala prema dvočestičnom vrlo mali, no tročestični potencijali puno više pridonose ukupnom hamiltonijanu zbog toga što se kinetički član K_i i v_{ij} u nekim dijelovima poništavaju (slika 2.8). Ponekad tročestični potencijali mogu dati čak 50% vezanja osnovnog stanja jezgre!

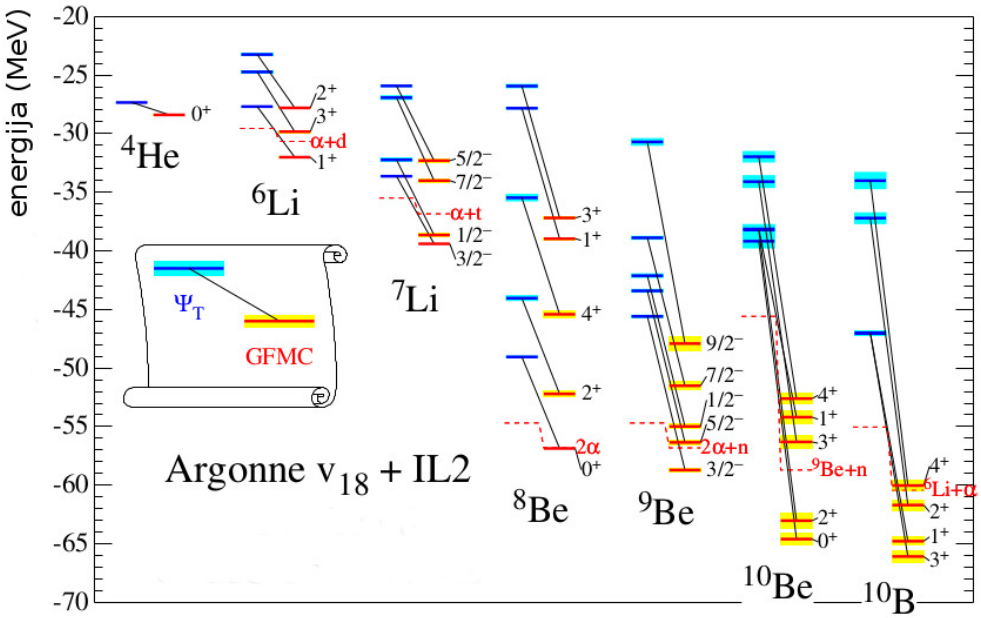
Nakon odabira potencijala i definiranja nuklearnog hamiltonijana, potrebno je riješiti Schröedingerovu jednadžbu sa svim stupnjevima slobode za sve nukleone:

$$H\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_A; s_1, s_2, ..., s_A; t_1, t_2, ..., t_A) = E\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_A; s_1, s_2, ..., s_A; t_1, t_2, ..., t_A) \ . \tag{2.11}$$

To je kompleksan sustav jednadžbi drugog reda koji ima 3A - 3 varijable. Za npr. jezgru ^{12}C to odgovara preko 270 000 vezanih jednadžbi s 33 varijable. Rješavanje takvih sustava zahtijeva računala s iznimno velikim mogućnostima. U tu svrhu razvijene su posebne računalne metode, od kojih se često koristi kombinacija **varijacijskog Monte Carla**

(npr. [59], [60]) i **Monte Carla s Greenovim funkcijama** [5] (slika 2.9).

Dio *Ab inito* računa provodi se i u **modelu ljusaka bez sredice** (*engl.* no-core shell model, NCSM) [61]. U tom se formalizmu nuklearni hamiltonijan dijagonalizira u odabranoj bazi, pri čemu se dobivaju, ne samo osnovno, nego sva moguća stanja. Kako bi takav račun bio točan, baza bi morala biti beskonačna, što bi značilo da svaki nukleon može zauzeti bilo koje stanje. No, to je računalno nemoguće izvesti, tako da se u NCSM računima uzima velika, ali konačna baza, te njoj prilagođena efektivna interakcija.



Slika 2.9: Usporedba energija vezanja koje daju varijacijski Monte Carlo i Monte Carlo s Greenovim funkcijama. Korišteni potencijal je Arrgone v_{18} plus Illinois-2. Pravokutnici u bojama pokazuju statističke greške metoda, a naznačeni su i pragovi za raspad stanja različitim kanalima. VMC redom daje previsoke energije stanja, te krivo predviđa smanjenje vezanja kako idemo prema težim izotopima berilija, što se oboje ispravlja upotrebom GFMC metode. Preuzeto iz [5]

.

Važno je primijetiti da rezanje prostora na konačnu bazu mijenja sve operatore, a time i sami hamiltonijan. Takav *efektivni* hamiltonijan više ne sadrži samo dvo- i tročestične članove, već se u njemu pojavljuju svi članovi, do A-čestičnih. To je problem s kojim se NCSM računi susreću. Rješava se u vidu konstruiranja efektivnog hamiltonijana koji je egzaktan za dvo- i tročestične sustave, a aproksimativan za sve ostale. U novijim računima radi se i ekstrapolacija dobivenih veličina na slučaj beskonačne baze.

NCSM računi dobro su reproducirali velik broj stanja za jezgre u masenom području oko A = 10 (npr. [62]), no ni uz jako velike konfiguracijske prostore još uvijek nisu uspjeli

reproducirati pojedina stanja uljeze (npr. stanje jezgre ^{11}Be pariteta $1/2^+$). Jedan od posljednjih primjera računa modela ljusaka bez sredice, gdje se vidi njegova primjenjivost i na "kolektivna" stanja, jest detaljan opis uspostavljanja rotacijskih vrpci u izotopima berilija, napravljen od strane P. Marisa i suradnika [63].

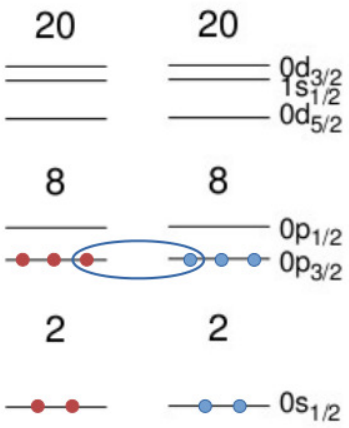
Unatrag desetak godina krenulo se i s drukčijim pristupom opisivanja interakcija među nukleonima: izvedeni su NN i NNN potencijali unutar teorije efektivnog kiralnog polja (*engl.* quantum chiral dynamics, QCD) [64], [65], [61]. Počevši od nukleon-pion sistema, korištenjem spontanog lomljenja kiralne simetrije, QCD predviđa NNN interakciju trećeg reda, zajedno s NN interakcijom u vodećem članu. To je prvi "dokaz" konzistentnosti dvo- i tročestičnih interakcija. Detalji dinamike sadržani su u parametrima, niskoenegijskim konstantama (*engl.* low energy constants, LECs), koje nisu određene simetrijama, već se dobivaju prilagodbom na eksperimentalne podatke. Ostaje vidjeti kako će se takvi novi potencijali uklopiti u višečestične račune.

2.2 Struktura jezgre ^{10}B

Jezgra ^{10}B je stabilna laka jezgra s najvišim spinom osnovnog stanja $J^\pi = 3^+$. To se stanje može vrlo jednostavno i prirodno opisati unutar modela ljusaka kao *rastegnuta konfiguracija* s $p_{3/2}$ valentnim neutronom i $p_{3/2}$ valentnim protonom uparenim u maksimalni mogući ukupni spin J = 3 (slika 2.10). Fundamentalni računi, kao što je *Ab initio* NCSM, ispravno reproduciraju spin osnovnog stanja tek kad se u račun uključi tročestični potencijal, što daje naslutiti složenu strukturu niskoležećih stanja jezgre ^{10}B.

Otkrića zanimljivih stanja rotacijske vrpce velikog momenta inercije u jezgri ^{10}Be, koja započinje na drugom 0^+ stanju na $E_x(^{10}\text{Be}) = 6.179$ MeV (slika 2.7), potaknula su potragu za analognim stanjima u jezgri ^{10}B, koja bi morala imati izospin T = 1. Takva stanja su 0^+ stanje na 7.56 MeV i 2^+ na 8.89 MeV. Proučavajući njihovu strukturu, jezgra se počela proučavati i u okvirima klasterskih modela.

Jezgre ^{10}Be i ^{10}B, smještene su u sredini *p*-ljuske i očekuje se da njihovi spektri pokažu snažnu kolektivnu prirodu stanja. Model ljusaka uspješno je reproducirao niskoležeća stanja pozitivnog pariteta, ali niti jedan od računa baziranih na srednjem polju nije uspio reproducirati elektromagnetske prijelaze među stanjima. Prvi klasterski računi za jezgru ^{10}B napravljeni su u modelu uvjeta ortogonalnosti s tri centra [6] i pokazali su da je



Slika 2.10: Shematski prikaz jedne konfiguracije modela ljusaka koja daje spin osnovnog stanja jezgre ^{10}B, $J^{\pi}= 3^{+}$.

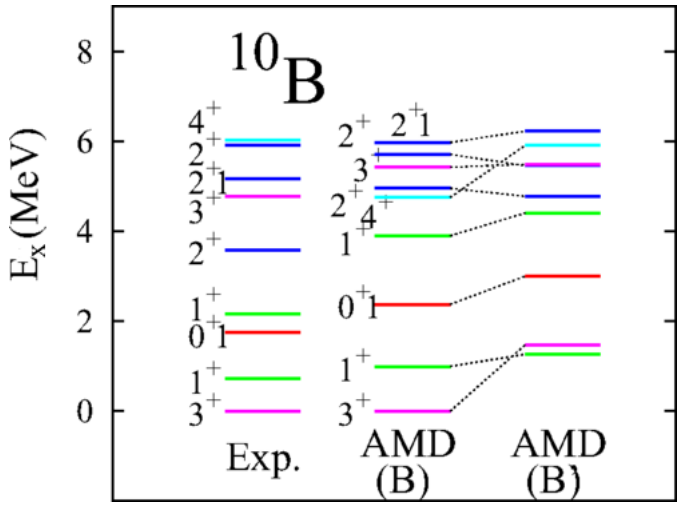
struktura $2\alpha + d$ realan model jezgre ^{10}B. U prilog takve strukture ide i činjenica da klasterska konfiguracija $2\alpha + d$ zadovoljava prostornu simetriju nukleona, te da model s tri klastera prirodno uključuje i triaksijalnu deformaciju (uz kvadrupolnu), zbog čega je u mogućnosti izraziti pojačano kolektivno gibanje. U konačnici, OCM računi za osnovno stanje daju slabo izraženu klastersku strukturu sličnu osnovnom stanju jezgre ^{10}Be, dok niskoležeća stanja $(1_3^+, 0)$, $(0_2^+, 1)$ i $(2_3^+, 1)$ imaju izraženu klastersku strukturu tipa $^6\mathrm{Li}_{gs} + \alpha$ ili $^6\mathrm{Li}(0_2^+, 1) + \alpha$. Za ostala niskoležeća stanja pozitivnog pariteta dobivene su više kompaktne nego klasterske strukture. Za stanja negativnog pariteta račun predviđa slabo izraženu klastersku strukturu.

Jedan od problema kod OCM računa leži u tome što model uzima energije vezanja i polumjere α-čestica i deuterona koji vrijede u slučaju slobodnih čestica, što unutar jezgre ^{10}B nije zadovoljeno. Valna funkcija slobodnog deuterona ima dugačak eksponencijalni rep, no iz proučavanja $\alpha + d$ raspršenja, nađeno je da se deuteron skuplja pri prolazu kroz područje površine α-čestice. Kako u jezgri ^{10}B d-klaster većinu vremena provodi u području površine α-čestica, trebalo bi uzeti u obzir da je njegov polumjer bitno drukčiji nego kad je daleko od α-čestica.

Posljednjih godina, jezgra ^{10}B intenzivno je proučavana i u okviru AMD + VAP modela, koji koristi fenomenološku efektivnu dvočestičnu interakciju prilagođenu da reproducira α-α-raspršenja i ls-razdvajanje u jezgri ^{9}Be [7]. Osim strukture pojedinih stanja,

model omogućuje i proučavanje proton-neutron korelacija u jezgri.

Temeljeno na $2\alpha + pn$ slici, poredak prva dva stanja pokazuje da je ^{10}B zanimljiv sustav u kojem postoji inverzija stanja između $(1^+, 0)$, koje ima T = 0 par u S-valu (par se giba s ukupnim angularnim momentom L = 0 oko jezgre) i $(3^+, 0)$ stanja koje ima T = 0 par u D-valu (pn par ima poravnate spinove i giba se s ukupnim angularnim momentom L = 2). U kontekstu pn-sparivanja, natjecanje između izoskalarnog T = 0 sparivanja i izovektorskog T = 1 sparivanja jedno je od otvorenih pitanja u Z∼N jezgrama. Nuklearna interakcija u slobodnom prostoru privlačnija je u T = 0 spin-triplet kanalu, nego u T = 1 spin-singlet kanalu, kao što znamo iz jedinog vezanog stanja protona i neutrona, deuterona. No, u nuklearnom mediju kao što je jezgra ili na površinama nuklearne materije, kao što je površina α-čestice na kojoj se nalazi pn par u klasterskoj slici jezgre ^{10}B, pojavljuje se natjecanje između T = 0 i T = 1 pn parova. Pokazalo se da važnu ulogu u tom natjecanju ima spin-orbit interakcija.



Slika 2.11: Spektar energija pobuđenja jezgre ^{10}B dobiven pomoću AMD + VAP modela, uz korištenje efektivne interakcije (B) i (B'), u usporedbi s eksperimentalnim vrijednostima. Preuzeto iz [7].

.

Pročavajući kako spin-orbit interakcija utječe na niskoležeći dio spektra ^{10}B, na slici 2.11 prikazani su AMD + VAP računi s dvije interakcije, koje se međusobno razlikuju samo u spin-orbit jakosti u_{ls}. Interakcija (B) ima "normalnu" jakost spin-orbit vezanja u_{ls} = 1300 MeV, fenomenološki namještenu prema ls-cijepanju nivoa u jezgri ^{9}Be, dok interakcija (B') uključuje slabiju spin-orbit interakciju u_{ls} = 1000 MeV. U slučaju interakcije (B) inverzija nivoa $(3^+_1, 0)$ i $(1^+_1, 0)$ pojavljuje u skladu s eksperimentalnim podacima. U slučaju slabije spin-orbit interakcije (B'), energija stanja $(1^+_1, 0)$ niža je od energije $(3^+_1,$

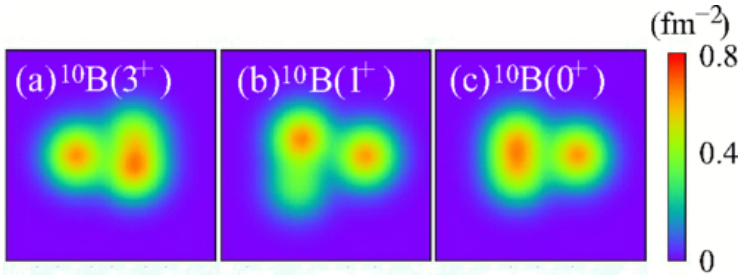
0) stanja, što odgovara situaciji gdje je S = 1 *pn* par u S-valu energijski povoljniji od para u D-valu sa slabom (ili nikakvom) spin-orbit interakcijom. Zbog toga interakcija (B') ne može dati pravilan poredak prva dva stanja jezgre ^{10}B. Razlog zbog kojeg se obrat nivoa (3_1^+, 0) i (1_1^+, 0) uopće događa je taj što spin-orbit interakcija favorizira spin-poravnate T = 0 parove i snižava (3_1^+, 0) stanje, dok ne daje gotovo nikakav doprinos energiji *pn* parova u S-valu kod (1_1^+, 0) stanja.

Što se tiče T=1 stanja, vidimo da jača spin-orbit interakcija ponešto snižava energiju (0_1^+, 1) stanja zbog toga što favorizira T = 1 *pn* par u 0^+ stanju, no dobit u energiji je ovdje puno manja nego kod (3_1^+, 0) stanja.

Zanimljiva je činjenica da je ovaj isti efekt u računima *Ab initio* postignut uključivanjem tročestične (NNN) interakcije, što je provjereno i u GFMC formalizmu i u računima modela ljusaka bez sredice. Teško je napraviti direktnu vezu između modela koji koristi fenomenološku efektivnu dvočestičnu interakciju, kao što je AMD, i računa *Ab initio* koji koriste realistične sile. No ako pogledamo da je efektivna spin-orbit interakcija, koju koristi AMD, fenomenološki prilagođena da opiše nuklearna svojstava, možemo zamisliti da ona na neki način reflektira doprinos NNN sile originalnoj spin-orbit interakciji sadržanoj u realističnim NN silama. Na taj način, spin-orbit dio efektivne dvočestične spin-orbit interakcije AMD modela indirektno odražava doprinos NNN sile. Kvalitativno su razlike u niskoležećem dijelu ^{10}B spektra dobivenog s interakcijama B i B', i razlike dobivene NCSM računima s uključenom ili isključenom NNN silom, vrlo slične. To daje naslutiti da bi doprinos NNN sila odgovarao promjeni $\Delta u_{ls} \sim 300$ MeV u efektivnoj dvočestičnoj spin-orbit interakciji. Ta je podudarnost osim u ^{10}B, uočena i u jezgri ^{6}Li.

Analiza valnih funkcija dobivenih AMD + VAP metodom, daje klasterske strukture osnovnog i niskoležećih stanja jezgre ^{10}B s 2α-jezgrom oko koje se nalaze T = 0 ili T = 1 *pn* parovi. Izračunate vrijednosti intrinsičnog spina $\left\langle \mathbf{S}^2 \right\rangle$ daju informaciju o spinu *pn* para oko jezgre, s obzirom da 2α jezgra ne daje nikakav doprinos ukupnom intrinsičnom spinu. Tako za T = 0 stanje imamo $\left\langle \mathbf{S}^2 \right\rangle \approx 2$, što upućuje na to da su u tom slučaju proton i neutron upareni u (S T) = (1 0) par, koji ima istu spin-orbit konfiguraciju kao i deuteron. Kod T = 1 stanja je $\left\langle \mathbf{S}^2 \right\rangle \approx 0.5$, što znači da tu *pn* par ima dominantu (S T) = (0 1) komponentu pomiješanu sa S = 1 komponentom.

Kako vidimo na slici 2.12, sva tri niskoležeća stanja jezgre ^{10}B imaju više ili manje izraženu klastersku strukturu. U stanju (3_1^+, 0) T = 0 *pn* par nalazi se na površini jednog



Slika 2.12: Raspodjela gustoće ^{10}B(3^+_1), ^{10}B(1^+_1) i ^{10}B(0^+_1, T=1) stanja, izračunata pomoću AMD+VAP. Gustoće su integrirane s obzirom na z-os i prikazane u xy prostoru. Preuzeto iz [7].

α klastera, slično kao i T = 1 par u (0^+_1, 1) stanju. Takve su konfiguracije energijski povoljnije zbog spin-orbit potencijala jezgre koji utječe privlačno na *pn* par. Za razliku od njih, T = 0 *pn* par u (1^+_1, 0) stanju prostorno je raširen, jer tu spin-orbit interakcija ima samo minorni efekt na *pn* par. Dakle, stanja (3^+_1, 0) i (0^+_1, 0) zadobivaju spin-orbit interakciju time što *pn* par ostaje u blizini jedne od α jezgara, dok *pn* par u (1^+_1, 0) stanju nije pod utjecajem spin-orbit interakcije.

U svrhu potpunog razumijevanja stanja ^{10}B, ali i drugih N∼Z jezgara, nužno je daljnje proučavanje uloge *d*-klastera u lakim jezgrama. Naročito bi bilo bitno razlučiti koliko dio energije vezanja u takvim sustavima odnose *pn* korelacije, što bi moglo znatno utjecati na sliku klasterskih i molekulskih stanja u jezgrama s valentnim protonima i neutronima, te mehanizme punjenja različitih stanja u izlaznim kanalima reakcija koje uključuju takve jezgre (najbolji primjer je ovdje proučavana reakcija ^{10}B + ^{10}B).

3 NUKLEARNE REAKCIJE S LAKIM JEZGRAMA

3.1 Uvod i osnovna podjela

Nuklearne reakcije iznimno su složene kvantnomehaničke pojave čiji opis zahtijeva vrlo oštre aproksimacije. U svrhu istraživanja najčešće se izazivaju bombardiranjem stacionarne mete snopom ubrzanih čestica.

Kulonova interakcija između jezgara projektila i mete povezana je s odbojnim potencijalom proporcionalnim umnošku $Z_1 Z_2$. Kako bi jezgre prevladale to odbijanje i približile se dovoljno da dođu u doseg nuklearne sile, kinetičke energija relativnog gibanja projektila i mete mora prijeći minimalnu vrijednost koju nazivamo kulonskom barijerom. To je, dakle, energijska barijera koja je posljedica elektrostatskog međudjelovanja jezgri koje sudjeluju u reakciji, definirana kao:

$$U_{coulomb} = \frac{k Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad , \tag{3.1}$$

gdje je $k = 8.9876 \times 10^9$ NmC^{-2}, a Z_1 i Z_2 pripadni atomski brojevi projektila i jezgre u meti. Ako projektil nema dovoljnu energiju da prijeđe kulonsku barijeru jezgre, reakcija će se odvijati kvantno-mehaničkim tuneliranjem kroz barijeru.

Iako se u strožoj klasifikaciji u nuklearne reakcije ubrajaju samo procesi kod kojih su projektil i meta međudjelovali nuklearnom silom, u praksi se u nuklearne reakcije ubrajaju i kulonska raspršenja (elastično i neelastično), koja su čisto elektromagnetskog porijekla i kod kojih projektil ne prelazi kulonsku barijeru jezgre (najmanja udaljenost na koju se približi uvijek je veća od radijusa jezgre-mete, dakle, veća od dosega jake nuklearne sile).

Obzirom na mehanizam i vrijeme trajanja, nuklearne reakcije se grubo dijele u dvije granične skupine: direktne reakcije i reakcije složenom jezgrom. Pri tom je bitno napome-

nuti da se navedene vrste međusobno ne isključuju - oba mehanizma mogu s određenim postotkom doprinositi danoj reakciji, naročito u području srednjih energija projektila.

Reakcije složenom jezgrom događaju se kad je energija projektila manja od 10 MeV/nukleonu i imaju relativno dugo trajanje u odnosu na druge mehanizme odvijanja reakcije (10^{-18} - 10^{-16}s). Odvijaju se u dva neovisna koraka. U prvom, sudarajuće jezgre formiraju složeni pobuđeni sustav koji se postupno termalizira, što znači da se početna energija sustava projektil-meta nizom sudara više ili manje podjednako raspodjeljuje na sve nukleone složene jezgre. Druga faza uključuje raspad složene jezgre koji se kod lakših jezgara odvija u jednom ili dva koraka, a kod težih je najčešće kaskadan. Raspad započinje čim jedan nukleon, ili više njih, skupi dovoljno energije da napusti jezgru.

Osnovna pretpostavka modela složene jezgre jest da se ona raspada *neovisno o načinu nastanka*. Vjerojatnost raspada određenim kanalom ovisi samo o ukupnoj energiji koju složena jezgra posjeduje. Kažemo da je takav sustav, zbog dugog vremena između nastanka i raspada složene jezgre, te mnogih izmjena energije i impulsa u međuvremenu, "izgubio pamćenje" o tome kako je nastao i raspadom upravljaju isključivo pravila statističke fizike. Izuzetak je "pamćenje" smjera upadnog snopa. Zbog zakona očuvanja kutnog momenta, čestice će se emitirati najviše pod kutom 0° i 180° u odnosu na smjer upadnog snopa, tako da će kutna raspodjela produkata reakcije biti simetrična s obzirom na 90°.

Direktne reakcije počinju se događati u trenutku kad upadna energija projektila toliko poraste da mu de Broglijeva valna duljina postane sličnija valnoj duljini nukleona (∼1fm) nego valnoj duljini objekta dimenzije jezgre. To su periferni procesi koji se odvijaju uz minimalno preuređenje jezgre-mete: projektil međudjeluje samo s malim brojem nukleona blizu površine jezgre (vrlo često i sa samo jednim), a izmjena energije i impulsa je mala (no ipak dovoljna za niskoenergijske pobude). Trajanje im je istog reda veličine kao i vrijeme proleta projektila kroz jezgru-metu (≈10^{-22}s). U kutnoj raspodjeli favorizirani su prednji kutevi.

Tipičan primjer direktnih reakcija su *neelastično raspršenje* i *reakcije prijenosa*. U neelastičnom raspršenju projektil koristi dio svoje kinetičke energije za pobuđenje mete u neko od kolektivnih pobuđenja vibracijskog ili rotacijskog tipa. U reakcijama prijenosa projektil i meta izmjenjuju jedan ili više nukleona. Razlikujemo *reakciju ogoljavanja* (*engl.* stripping), kod koje nekoliko nukleona s projektila prelazi na metu pri čemu nastaje jezgra s većim masenim brojem od jezgre-mete; i njen obrnuti slučaj - *reakciju pobiranja* (*engl.*

pick-up), kod koje projektil kupi nukleone s mete. Jednočestične reakcije prijenosa najviše se koriste za proučavanje niskoležećih energijskih stanja.

Ako u reakciji sudjeluju lake deformirane jezgre, dominantan mehanizam reakcije je direktan prijenos klastera, najčešće α-čestice, dok su reakcije koje se odvijaju mehanizmom složene jezgre u takvim kanalima sasvim potisnute i udio im je procjenjuje na svega 10 - 30% (npr. [66]).

U direktne reakcije ubrajaju se i *kvazi-slobodne reakcije* (*engl.* quasi-free reactions, QFR), kod kojih projektil međudjeluje samo s dijelom mete kao da je slobodan, dok ostatak mete ne sudjeluje u reakciji, tj. ima ulogu promatrača (*engl.* spectator). U izlaznom kanalu takve reakcije imamo tri čestice: dvije su rezultat interakcije projektila i klastera u meti, a treća je mirni klaster-promatrač. Najčešće se radi o kvazi-slobodnom raspršenju (*engl.* quasi-free scattering, QFS) u kojem se projektil elastično raspršuje na klasteru iz mete, pri čemu taj klaster biva izbačen iz jezgre. Moguća je i obrnuta situacija, interakcija mete s dijelom projektila.

Kako bismo stekli uvid o čemu ovisi diferencijalni udarni presjek direktnih reakcija, krenimo od općenitog izraza za matrični element prijelaza reakcije $a + A \rightarrow B + b$:

$$M = \int {\psi_B}^* {\psi_b}^* V \psi_A \psi_a dv \quad , \tag{3.2}$$

gdje su $\psi_{a,A}$ i $\psi_{b,B}$ valne funkcije jezgara u ulaznom i izlaznom kanalu, a V je potencijal međudjelovanja. U Bornovoj aproksimaciji ravnih valova (*engl.* plane wave Born aproximation, PWBA) valne funkcije početnih i konačnih stanja (ψ_a i ψ_b) opisane su ravnim valovima. Uvjet takve aproksimacije je da se potencijal može napisati kao suma dva člana, pri čemu se za jedan zna riješiti odgovarajuća Schrödingerova jednadžba, a drugi se tretira kao mala smetnja. Ravne valove dalje, uz pretpostavku centralnog potencijala, možemo razviti po parcijalnim valovima. Svaki parcijalni val odgovara jednoj vrijednosti momenta impulsa l. Situaciju možemo još pojednostavniti pretpostavkom da se interakcije odvijaju samo na površini jezgre-mete, tj. da gornji integral nije nula jedino u slučaju $r = R$. Matrični element je tad proporcionalan Besselovoj funkciji $j_l(qR)$, a diferencijalni udarni presjek njenom kvadratu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |j_l(qR)|^2 \quad , \tag{3.3}$$

gdje je q prijenos impulsa koji ovisi o kutu raspršenja ($q = \sqrt{k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f cos\theta} \approx 2ksin\frac{\theta}{2}$). Kako projektil u direktnim reakcijama teži zadržavanju smjera gibanja, u kutnim distribucijama uvijek će se pojavljivati karakteristični vrhovi u smjeru gibanja. Često ćemo u njima vidjeti i difrakcijski uzorak (minimume i maksimume), što je posljedica interferencije izlaznih valova koji potječu iz direktnih reakcija na suprotnim stranama jezgre.

Točniji opis direktnih reakcija, koji uzima u obzir mijenjanje oblika ulaznih i izlaznih valova zbog utjecaja jezgre-mete (njihovu distorziju), napravljen je u formalizmu Bornove aproksimacije s distordiranim valovima.

Ako je projektil teški ion (A>4) s energijom iznad kulonske barijere događat će se i tzv. **predravnotežni procesi**, koji su po mehanizmu i vremenu trajanja negdje između direktnih i reakcija složenom jezgrom. U takvim procesima nastaje složena jezgra, ali se ona raspada prije nego je uspostavljena termička ravnoteža. Emitirane čestice obično imaju više energije u odnosu na čestice emitirane nakon uspostavljanja termičke ravnoteže.

Direktne reakcije su najvažniji izvor informacija za spektroskopiju lakih jezgara, posebno reakcije prijenosa nukleona ili klastera. Udarni presjek takvih reakcija mjera je vjerojatnosti da se prenešeni nukleon (ili klaster) nalazi u danoj ljuskastoj ili klasterskoj konfiguraciji. Mjerenjem spektroskopskih faktora takvih reakcija (koje dobivamo iz prilagodbe eksperimentalnih kutnih raspodjela teorijskim), dobivamo direktan uvid u strukturu pojedinih stanja. Prijenos više nukleona posebno je pogodan zbog svoje velike selektivnosti u pobuđivanju stanja konačne jezgre, što je posljedica i dinamike reakcije i strukture uključenih jezgara. Posebnu ulogu tu igra α-prijenos, koji u izlaznom kanalu favorizira nestabilna stanja za koja se zna da imaju velike širine za α-raspad. Vrlo rano je uočeno i da se reakcijama α-prijenosa pobuđuju stanja koja se jako pobuđuju i neelastičnim raspršenjem α-čestica, na odgovarajućim metama [67]. Prijenosom četiri nukleona moguće je doseći i granice čestične stabilnosti za lake jezgre, a ponekad čak i prijeći tu granicu te proučavati čestično nestabilne izotope. Taj je kanal, uz prijenos jednog nukleona, relativno lako modelirati, što mu daje dodatnu važnost u proučavanju strukture lakih jezgara.

Mjerenja kod kojih pojedino stanje pobuđujemo reakcijom prijenosa klastera, a onda mjerimo raspad tog stanja nazivamo *rezonantnom čestičnom spektroskopijom.* Na taj način istovremeno se proučava selektivnost pobuđivanja pojedinih stanja, te njihovog sek-

vencijalnog raspada. Takva mjerenja idealna su za proučavanje klasterskih i molekulskih stanja, što smo već spomenuli u točki 2.1.2.

3.2 Dosad mjerene nuklearne reakcije ^{10}B + ^{10}B

S obzirom na kompliciranu strukturu osnovnog stanja jezgre ^{10}B, opisanu u točki 2.2, postavlja se pitanje kakve će se strukture dominantno pobuđivati u reakcijama s dvije takve jezgre u ulaznom kanalu. Hoće li to biti jednočestična, ljuskasta stanja, klasična klasterska stanja ili molekulska stanja kakva su nađena u jezgri ^{10}Be? Odgovor na to pitanje bio je glavni motiv za mjerenje nuklearnih reakcija ^{10}B + ^{10}B - nije se ciljalo niti na jedno konkretno stanje u izlaznom kanalu, već je eksperiment postavljen kao "eksperiment izviđanja". U skladu s tim, energija snopa i geometrija detektorskog sustava bile su prilagođene cijelom spektru mogućih izlaznih kanala.

Zanimljiva činjenica je da ova reakcija nikad prije nije mjerena u svrhu proučavanja strukture lakih jezgara. Čak je i ^{10}B samo kao meta (ili samo kao snop) rijetko korišten u proučavanju strukture lakih jezgara, puno je više mjerenja napravljeno s neutronski bogatijim izotopom ^{11}B.

1976. godine reakcijom ^{10}B(^{10}B, α)^{16}O na energiji snopa 20 MeV pročavana su stanja jezgre ^{16}O do E_x = 24 MeV [68]. S obzirom na spin jezgara u ulaznom kanalu (J = 3), reakcija je pogodovala pobuđivanju stanja visokog spina u jezgri ^{16}O, koja su u to vrijeme bila teško dohvatljiva drugim kanalima. Nađeno je 29 stanja jezgre ^{16}O. Iz oblika kutnih distribucija pojedinih stanja, zaključeno je da je na toj energiji snopa dominantan mehanizam odvijanja reakcije formiranje složene jezgre, koja se potom raspada α-kanalom.

Nekoliko puta su reakcije ^{10}B + ^{10}B na energijama 15 - 50 MeV mjerene u svrhu proučavanja specifičnosti fuzije lakih jezgara (4<A<20) (npr. [3], [4]). Sva se mjerenja slažu u tome da ^{10}B + ^{10}B sustav pokazuje puno manji udarni presjek za fuziju nego što to predviđaju statistički modeli i $\approx$ 40% manji fuzijski udarni presjek od onog izmjerenog u bliskim kanalima ^{10}B + ^{11}B i ^{11}B + ^{11}B. Takvo se ponašanje može očekivati u reakcijama s lakim jezgrama, gdje nuklearna struktura i kvantni efekti postaju bitni, a jezgra se ne može dobro opisati modelima sličnim kapljici tekućine. Također, odvajanje doprinosa različitih mehanizama reakcije, u reakcijama s lakim jezgrama nije jednostavno i jako ovisi o primijenjenim modelima.

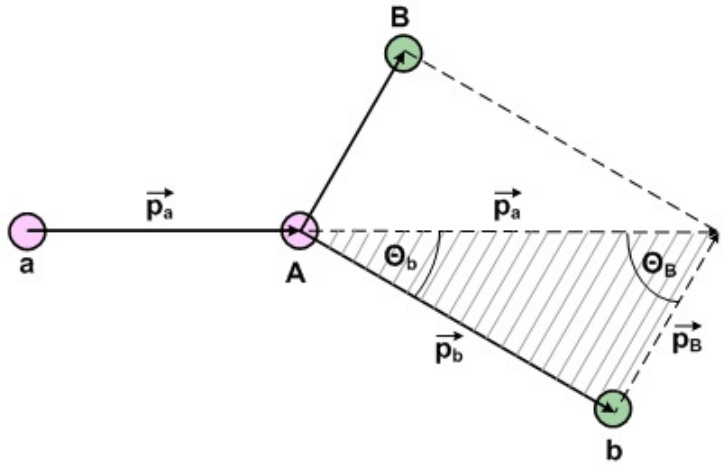
3.3 Formalizam korišten u analizi

U ovom poglavlju bit će opisane neke veličine izvedene pretežno uz pomoć kinematike nuklearnih reakcija, korištene u analizi rezultata mjerenja. U skladu s energijama snopa, koje su manje od $10 \cdot$ A MeV, dovoljno je zadržati se na nerelativističkoj aproksimaciji.

3.3.1 Energija pobuđenja u dvočestičnim reakcijama

U slučaju kad je u izlaznom kanalu detektirana samo jedna čestica, prva logična pretpostavka jest da je ona došla iz dvočestične nuklearne reakcije, u kojoj je druga čestica ostala nedetektirana. U tom je slučaju fizikalno zanimljivo pogledati u kojem je pobuđenom stanju bila ta druga, nedetektirana čestica.

Dvočestične nuklearne reakcije tipa $A\,(a,b)\,B$ odvijaju se unutar ravnine, pa je smjer čestica nastalih u takvoj reakciji definiran samo jednim kutem. Osnovni zakoni sačuvanja energije i impulsa daju tri uvjeta na kinematičke varijable čestica nakon reakcije, kojih sveukupno ima četiri (p_b^{L}, θ_b^{L}, p_B^{L}, θ_B^{L}). Stoga je dovoljno odrediti jednu od njih da bi reakcija bila u potpunosti kinematički određena. Pri tom je informacija o energijama pobuđenja čestica sadržana u Q-vrijednosti reakcije, koja ulazi u zakon sačuvanja energije.



Slika 3.1: Shematski prikaz dvočestične nuklearne reakcije.

Na slici 3.1 prikazana je jednostavna dvočestična reakcija. Iz kosinusovog teorema za

osjenčani trokut sa slike izlazi da je:

$$|\vec{p_b}|^2 = |\vec{p_a}|^2 + |\vec{p_B}|^2 + 2|\vec{p_a}||\vec{p_B}|\cos\theta_B \quad , \tag{3.4}$$

pa energiju pobuđenja čestice B možemo izračunati iz izmjerene energije i kuta samo jedne čestice:

$$\begin{aligned} E_{\mathrm{x}} &= E_a + Q_0 - E_b - E_B = \\ &= Q_0 + \frac{M_B - M_a}{M_B} E_a - \frac{M_B + M_b}{M_B} E_b + \frac{2}{M_B}\sqrt{M_a M_b}\sqrt{E_a E_b}\cos\theta_b \quad , \end{aligned} \tag{3.5}$$

gdje je E_a energija snopa, M_i mase jezgara, a θ_b i E_b kut i energija lake čestice b. Q_0 je Q-vrijednost reakcije u kojoj sve izlazne čestice ostaju u osnovnom stanju.

Primjenom sinusovog teorema na isti osjenčani trokut, može se izvesti relacija za energiju pobuđenja koja ovisi o energiji jedne od detektiranih čestica i kutu druge čestice.

Kod dvočestičnih reakcija moguće je i pobuđivanje obiju čestica u izlaznom kanalu, što se događa ili u mjerenjima na dovoljno visokim energijama da se i lake čestice mogu pobuditi, ili kad su u izlaznom kanalu dvije čestice srednjih ili velikih masa. U tom slučaju izrazi za energije pobuđenja postaju bitno kompliciraniji. Takvih je primjera "uzajamnih pobuđenja" u ovom eksperimentu mnogo, s obzirom da su čestice u izlaznom kanalu vrlo često sličnih masa. Pretpostavimo li da je jedna čestica ostala u osnovnom stanju, možemo krivo pridjeliti zbroj obje energije pobuđenja drugoj čestici, što može dati "lažni" vrh u spektru pobuđenja. Na to treba jako paziti, naročito kod razmatranja novih stanja - zbog toga je u analizi rezultata za svako stanje na višim energijama pobuđenja detaljno provjereno postoje li kombinacije uzajamnih pobuđenja koje bi odgovarale točno toj energiji.

3.3.2 Relativne energije u tročestičnim reakcijama

Nuklearne reakcije s tri čestice u izlaznom kanalu simbolički se zapisuju kao:

$$p + t \rightarrow 1 + 2 + 3, \tag{3.6}$$

gdje p označava projektil, t jezgru metu, a 1, 2, i 3 produkte reakcije.

Zakon sačuvanja energije i impulsa za ovakav sustav daje četiri jednadžbe s ukupno devet nepoznanica (p_1^{L}, θ_1^{L}, ϕ_1^{L}, p_2^{L}, θ_2^{L}, ϕ_2^{L}, p_3^{L}, θ_3^{L}, ϕ_3^{L}). Kako bismo u tročestičnoj reakciji imali kinematički jednoznačno određen događaj, moramo u eksperimentu izmjeriti pet nezavisnih varijabli, što odgovara istovremenoj detekciji dvije od tri izlazne čestice. Opsežan pregled relacija za tročestičnu kinematiku dan je u [69].

Važno je napomenuti da se za razmatranje tročestičnih reakcija, osim laboratorijskog i sustava centra mase, koriste i tzv. sustavi sekvencijalnog raspada. To su inercijalni sustavi u kojima se kretanje jedne od izlaznih čestica promatra relativno u odnosu na čestični sistem koji čine preostale dvije izlazne čestice.

Neovisno o izboru koordinatnog sustava, relativna energija dviju detektiranih čestica (npr. 1 i 2), jednaka je:

$$E_{\mathrm{rel}} = E_{1-2} = \frac{\mu_{1-2}}{2}\,(\vec{v_1} - \vec{v_2})^2 = \frac{\mu_{1-2}}{2}\left[(\vec{v_1})^2 + (\vec{v_2})^2 - 2v_1 v_2 \cos\theta_{12}\right], \tag{3.7}$$

gdje su μ_{1-2} i $\cos\theta_{12}$ reducirana masa i kut između detektiranih čestica 1 i 2, dani sa:

$$\mu_{1-2} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\,, \tag{3.8}$$

$$\cos\theta_{12}^{\mathrm{L}} = \cos\theta_1^{\mathrm{L}} \cos\theta_2^{\mathrm{L}} + \sin\theta_1^{\mathrm{L}} \sin\theta_2^{\mathrm{L}} \cos\left(\phi_1^{\mathrm{L}} - \phi_2^{\mathrm{L}}\right)\,. \tag{3.9}$$

Izrazimo li brzine preko energija (koje u eksperimentu detektiramo), dobivamo konačni, najčešće korišteni izraz za relativnu energiju čestica 1 i 2:

$$E_{1-2} = \mu_{1-2}\left(\frac{E_1^{\mathrm{L}}}{m_1} + \frac{E_2^{\mathrm{L}}}{m_2} - 2\sqrt{\frac{E_1^{\mathrm{L}} E_2^{\mathrm{L}}}{m_1 m_2}}\cos\theta_{12}^{\mathrm{L}}\right). \tag{3.10}$$

Dalje je lako odrediti energiju pobuđenja u sustavu dviju detektiranih čestica:

$$E_x = E_{\mathrm{rel}} + E_{\mathrm{thr}}\,, \tag{3.11}$$

gdje je E_{thr} energija praga za raspad složene jezgre u detektirane jezgre 1 i 2 (dana u bazi nuklearnih podataka [70]).

Porastom relativne energije pada i energijska rezolucija koja u tipičnim eksperimentima usmjerenim na koincidentna mjerenja iznosi ≈30 keV. Tako dobra rezolucija postiže

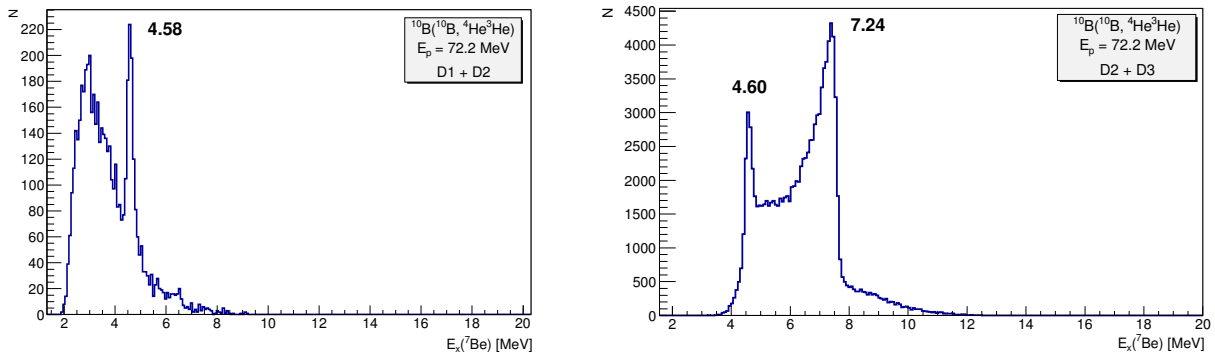
se prvenstveno zbog činjenice da se efekti koji uključuju bilo kakve geometrijske nesavršenosti mjernog sustava, uglavnom krate.

Bitno je uočiti da uslijed detektiranja čestica 1 i 2 iz reakcijskog kanala $p+t \rightarrow 1+2+3$, čestice 1 i 2 ne moraju dolaziti iz raspada složene jezgre, već se može dogoditi da su čestice 2 i 3, ili 1 i 3 u prvom koraku reakcije formirale složenu jezgru, što je rezultiralo istim izlaznim $1+2+3$ kanalom. Kako bi se utvrdilo preko kojih se pobuđenja reakcija odvijala, potrebno je izračunati i energiju pobuđenja složenih jezgara u sustavima (2 - 3) i (1 - 2), što se radi preko dvočestične kinematike i izraza 3.5. U 2D-histogramima s energijama pobuđenja složenih jezgri dobivenih različitim kombinacijama izlaznih čestica, jasno će se vidjeti linije međustanja preko kojih se odvijala reakcija.

3.3.3 Romano plot

Kombiniranjem dviju čestica detektiranih u koincidenciji, moguće je lako pronaći energije pobuđenja jezgre koje odgovara njihovom međustanju, no to još uvijek ne daje kompletnu informaciju o reakciji koja se odvijala. Na slici 3.2 dan je primjer spektara energije pobuđenja jezgre ^{7}Be dobivene iz dvočestičnih koincidencija ^{3}He + ^{4}He u različitim parovima detektora, na kojima se jasno vide stanja pobuđenja ^{7}Be, ali nije poznato iz koje su reakcije ^{3}He i ^{4}He došli. Kako ćemo vidjeti u točki 4.4, dio tih koincidencija dolazi iz sasvim neočekivane reakcije na vodiku sadržanom u meti bora. Stoga kod koincidentnih mjerenja najprije treba odvojiti događaje koji pripadaju različitim kanalima.

Ako su poznate mase i impulsi obiju detektiranih čestica, moguće je jednoznačno



(a) (b)

Slika 3.2: Energija pobuđenja jezgre ^{7}Be dobivena iz dvočestičnih koincidencija ^{3}He + ^{4}He na energiji snopa 72.2 MeV, za sve podatke, bez ikakvih prethodnih odabira. Koincidencije su izmjerene u detektorima: *(a)* D1 - D2; *(b)* D2 - D3.

odrediti masu treće, nedetektirane čestice, kao i Q vrijednost reakcije, za svaki zabilježeni događaj. Ta procedura pomaže pri odvajanju događaja iz različitih reakcija na različitim jezgrama u meti.

Najprije se definiraju dvije nove varijable:

$$\tilde{E} = E_3 - Q, \tag{3.12}$$

$$\tilde{P} = \frac{p_3^2}{2m} \ , \tag{3.13}$$

gdje je m masa jednog nukleona, a E_3 i p_3 energija i impuls treće, nedetektirane čestice, vezane relacijom:

$$E_3 = \frac{p_3^2}{2A_3 m} \ . \tag{3.14}$$

Veza između varijabli $\tilde{E}$ i $\tilde{P}$:

$$\tilde{E} = \frac{1}{A_3}\tilde{P} - Q \tag{3.15}$$

definira prostor $(\tilde{\mathrm{E}}, \tilde{\mathrm{P}})$ u kojem je moguće prikazati svaki eksperimentalni koinicidentni događaj. Takav 2D prikaz nazivamo Romano-plotom [71].

Veličine $\tilde{\mathrm{E}}$ i $\tilde{\mathrm{P}}$ dobivaju se direktno iz izmjerenih podataka. Iz zakona sačuvanja impulsa možemo odrediti vrijednost varijable $\mathrm{p_3}$, a time i $\tilde{\mathrm{P}}$, dok se $\tilde{\mathrm{E}}$ određuje iz zakona sačuvanja energije:

$$E_3 - Q = E_p - E_1 - E_2 \ . \tag{3.16}$$

Događaji koji pripadaju jednoj tročestičnoj reakciji, koja je određena Q-vrijednošću i masom treće čestice $\mathrm{A_3}$, u Romano-plotu ležat će na pravcu nagiba $\mathrm{A_3^{-1}}$ koji siječe os $\tilde{\mathrm{E}}$ u točki -Q. Zbog toga se Q i $\mathrm{A_3}$ iz Romano-plota mogu odrediti jednostavnom prilagodbom eksperimentalnih podataka na pravac. Ako je poznata vrijednost $\mathrm{A_3}$, Q se može dobiti projiciranjem podataka duž pravca nagiba $\mathrm{A_3^{-1}}$.

Grafičkim rezovima na linije Romano-plota, ili na vrhove u projiciranom Q-spektru, odabiremo jednu po jednu točno određenu reakciju, za daljnju analizu. Kako ćemo vidjeti u poglavlju s rezultatima, nakon takvih odabira spektri pobuđenja jezgara međustanja postaju puno čišći i imaju izraženije vrhove od onih prikazanih na slici 3.2.

3.3.4 Udarni presjek nuklearnih reakcija

Nuklearne reakcije se najčešće opisuju u terminima udarnog presjeka. Ta veličina u sebi sadrži vjerojatnost da će se određena reakcija dogoditi, a računa se iz parametra snopa i mete, te geometrije detektorskog sustava.

Diferencijalni udarni presjek (za metu s jednim centrom raspršenja) definiran je izrazom:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E,\Omega) = \frac{1}{F}\frac{dN_s}{d\Omega} \quad , \tag{3.17}$$

gdje je F tok upadnih čestica po jedinici površine, u jedinici vremena, $d\Omega$ prostorni kut, a N_s prosječan broj sudara u jedinici vremena. Opisno govoreći, to je vjerojatnost da će se čestica raspršiti u infinitezimalni kut $d\Omega$ podijeljena s vjerojatnošću da će ona uopće upasti na metu. Zbog dimenzije toka, diferencijalni udarni presjek ima jedinicu površine i može se vizualizirati kao udarna površina mete na kojoj se odvija željena reakcija.

Ukupni udarni presjek za određeni izlazni kanal neke reakcije na energiji E dobiva se integriranjem diferencijalnog udarnog presjeka preko svih prostornih kutova:

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad . \tag{3.18}$$

U realnoj situaciji meta je "listić" materijala koji sadrži mnogo centara raspršenja. Pretpostavljajući da su centri u meti uniformno raspoređeni i da ona nije predebela (tako da je vjerojatnost da jedan centar stoji točno iza drugoga mala), prosječni broj čestica raspršenih u konačno veliki prostorni kut $\Delta\Omega$ dan je sa:

$$N = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{N_t}{A} \cdot I \cdot t \quad , \tag{3.19}$$

gdje je I intenzitet snopa, t vrijeme, a N_t/A broj čestica u meti po jedinici površine, kojeg najčešće izražavamo preko parcijalne debljine sloja izotopa od interesa u meti (d):

$$\frac{N_t}{A\,[\mathrm{cm}^2]} = d\,[\mathrm{g/cm}^2] \cdot \frac{N_A}{M[\mathrm{g}]} \quad . \tag{3.20}$$

U praksi se diferencijalni udarni presjek računa pomoću sljedećeg izraza:

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})[\frac{\mathrm{mb}}{\mathrm{sr}}] = (\frac{N}{e_\Omega \Delta\Omega}) \cdot 10^{27} \frac{1}{d[\mathrm{g/cm}^2]} \frac{M[\mathrm{g}]}{N_A} \frac{1}{C_T} \frac{q}{Q^{\mathrm{FC}}} \frac{1}{C_q} \quad , \tag{3.21}$$

gdje je:

N - broj detektiranih događaja u prostornom kutu $\Delta\Omega$,

e_Ω - efikasnost detekcije pod tim kutom,

d - parcijalna debljina materijala od interesa u meti,

C_T - faktor koji uzima u obzir efekt mrtvog vremena ($1/C_T>1$),

Q^{FC} - naboj skupljen u Faradayevoj čaši (iza mete),

q - naboj iona snopa nakon prolaska kroz metu, Q^{FC}/q - ukupan broj čestica skupljenih u Faradayevoj čaši,

C_q - faktor normiranja izbroja Faradayeve čaše.

Faktor 10^{27} pojavljuje se iz definicije barna: 1 b= 10^{-28} m^2, 1 mb= 10^{-27} cm^2.

4 OPIS MJERENJA I METODA ANALIZE

Nuklearne reakcije ^{10}B + ^{10}B mjerene su na akceleratorskom postrojenju Laboratori Nazionali del Sud (LNS), Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), u Italiji, Cataniji. Priprema eksperimenta i sva mjerenja obavljena su tijekom srpnja, 2008. godine. U eksperimentu su sudjelovale grupe iz Zagreba i Catanije, s ukupno 14 fizičara. Samo mjerenje trajalo je 11 dana u kontinuitetu.

Produkti nuklearnih reakcija mjereni su detektorskim sustavom koji se sastojao od četiri silicijska teleskopa s tankim ΔE dijelom okrenutim prema meti, te debelim E dijelom u kojem su se zaustavljali gotovo svi proizvedeni izotopi. Mjerenje je obavljeno na dvije energije snopa: 50 i 72.2 MeV, a kutevi detektora mijenjani su tri puta u tijeku mjerenja (detalji su opisani u točki 4.1.1). Pri tom su korištena dva načina zapisivanja događaja, jednostruki i koincidentni. Sve zajedno, dobivena su četiri skupa mjernih podataka, dana u tablici 4.1

skup podataka	energija snopa	postav detektora	način zapisa
SKUP_1S	50 MeV	postav 2	jednostruki
SKUP_1C	50 MeV	postav 2	koincidentni
SKUP_2C	72.2 MeV	postav 2	koincidentni
SKUP_3S	72.2 MeV	postav 1	jednostruki
SKUP_3C	72.2 MeV	postav 1	koincidentni
SKUP_4S	72.2 MeV	postav 3	jednostruki
SKUP_4C	72.2 MeV	postav 3	koincidentni

Tablica 4.1: Skupovi mjernih podataka.

Osim gore zapisanih skupova podataka, napravljena su i kalibracijska mjerenja s metama ^{197}Au, CH_2 i TiO, s tankim detektorima i bez njih, snimljena u jednostrukom načinu zapisivanja. Mjerenje sa zlatnom metom u prosjeku je rađeno jednom na dan.

4.1 Eksperimentalni postav

Ubrzivač postrojenja LNS je **Tandem Van de Graaff** s maksimalnim naponom terminala 16 MV, koji nudi mogućnost rada na bitno višim energijama od ubrzivača u Zagrebu, istog tipa, koje su nam bile potrebne u ovom eksperimentu. Takvi ubrzivači specifični su po tome što istom razlikom potencijala ione ubrzavaju dva puta, najprije kao negativne ione, a nakon prolaska kroz tzv. "ogoljivač" elektrona, kao pozitivne.

Negativni ioni ^{10}B proizvode se u **raspršivačkom ionskom izvoru** (*engl.* sputtering source), udarima brzih Cs^+ iona o površinu posebno prilagođene mete (katode). Katoda je dobivena iz izotopski čistog bora s malom koncentracijom srebra. Cezij se koristi zbog svoje izrazite elektropozitivnosti. Tako dobiveni negativni ioni ubrzavaju se razlikom potencijala između negativne katode i ekstraktora koji je na potencijalu zemlje, gdje se nečistoće uklanjaju malim permanentnim magnetom, a snop fokusira, pre-ubrzava do maksimalno 450 kV i uvodi u niskoenergijski dio tandem ubrzivača. Kvaliteta takvog snopa ovisit će o centriranju ionskooptičkih elemenata koji ga fokusiraju, kvaliteti vakuuma unutar izvora, te površinskoj obradi katode.

Postizanje visokog napona Tandem Van de Graaff ubrzivača ostvaruje se mehaničkim prijenosom naboja s potencijala zemlje na visokonaponsku elektrodu ("terminal"), uz pomoć remena. Maksimalna vrijednost napona ograničena je probojem, zbog čega se ubrzivački tank puni izolacijskim plinom. Negativni ioni ^{10}B ubrzavaju se razlikom potencijala između uzemljenog ulaza i visokog pozitivnog napona terminala. Na tom se mjestu nalazi ogoljivač (*engl.* stripper), u kojem ubrzani negativni ioni gube elektrone prolaskom kroz tanku foliju ugljika. Tako dobiveni pozitivni ioni još se jednom ubrzavaju istom razlikom potencijala, ovog puta prema uzemljenom izlazu iz tanka. Visoki napon terminala na taj je način dva puta iskorišten. Za bilo koju vrstu iona, maksimalna energija po izlasku iz ubrzivača dana je sa $(Z+1)eU$, gdje je Z atomski broj elementa, e iznos jediničnog naboja, a U napon na terminalu. Visokoenergijski snop pozitivnih iona potom prolazi kroz sistem za vođenje i fokusiranje sastavljen od elektrostatskih deflek-

tora i magnetskih kvadrupola, te analizatorskih magneta kojim se odabire samo željena energija snopa. Tako dobiveni snop iona $^{10}B^{5+}$, dobro definirane energije, dalje se kroz cijevi s kolimatorima uvodi u komoru za mjerenje. Niz kolimatora na ulasku u komoru služi podešavanju veličine snopa na meti. U našem eksperimentu promjer snopa bio je oko 1mm. Struja snopa bila je prilično konstanta ≈50 enA ili desetak čestičnih nA.



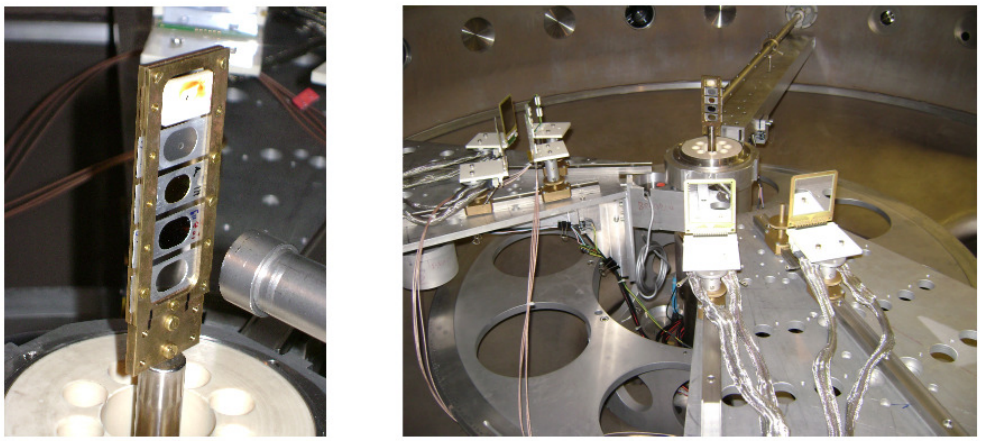
Slika 4.1: Komora za mjerenje nuklearnih reakcija CT2000.

Komora za mjerenje LNS-a je tipa CT2000 (slika 4.1) i nalazi se pod kutem 60° u odnosu na smjer izlaska snopa iz posljednjeg analizatorskog magneta. Prednosti ove komore su promjer od 2m i visina od oko 1m, što osigurava dovoljno prostora za smještaj velikog broja detektora, te olakšava njihovo rukovanje (što je vrlo bitno jer su tanke silicijske pločice vrlo osjetljive na bilo kakvo naprezanje). Unutar komore nalaze se dvije nezavisne ploče (tzv. "ruke") na koje postavljamo detektore (vidi točku 4.1.1), čiji se položaji kontroliraju vanjskim sustavom upravljanim preko računala. Na taj način možemo mijenjati kuteve detektora za vrijeme samog mjerenja, bez da otvaramo komoru. U središtu komore nalazi se rotacijsko postolje na koje se postavlja držač s metama, koje može rotirati za 360°, što omogućuje postavljanje mete pod bilo kojim kutem u odnosu na snop. Neposredno ispred držača meta nalazi se kolimatorska cijev kojom se snop dovodi u komoru. Visoki vakuum u komori (područje 0.1 mPa) postiže pomoću rotacijskih "predpumpa", te dvije turbomolekulske pumpe velikog kapaciteta. Cijeli je sustav postizanja visokog vakuuma automatiziran i upravljan računalom.

Mete korištene u ovom eksperimentu dane su u tablici 4.2 i prikazane na slici 4.2. Za vrijeme mjerenja bile su montirane u okvir od mesinga (legura bakra i cinka), postavljene pod kutem 90° u odnosu na snop.

meta	debljina	podloga
^{10}B	119 μg/cm^2	formvar ($C_5H_8O_2$) 4μg/cm^2
^{10}B	106 μg/cm^2	formvar ($C_5H_8O_2$) 4μg/cm^2
^{197}Au	111 μg/cm^2	-
CH_2	64 μg/cm^2	-
TiO	179 μg/cm^2	ugljik 40μg/cm^2

Tablica 4.2: Popis meta korištnih u ovom eksperimentu



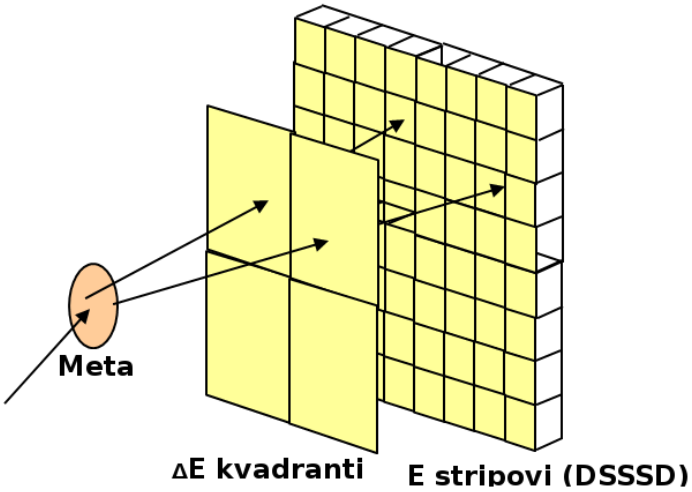
Slika 4.2: *lijevo*: držač meta s α-izvorom na vrhu, zatim metama CH_2, ^{197}Au, ^{10}B, te praznim okvirom na dnu; *desno*: eksperimentalni postav s metama postavljenim na rotacijsko postolje, za vrijeme montiranja detektora.

Borove mete izrađuju se naparivanjem u vakuumu, što je standardna tehnika proizvodnje meta u slučaju stabilnih izotopa. Najprije se ^{10}B napari na tanku staklenu pločicu, onda se sve to zajedno umoči u otopinu formvara ($C_5H_8O_2$), pri čemu se na meti bora zadržava tanki sloj formvara. Tako dobivena meta izvadi se iz otopine i s nje se "ostruže" staklena pločica. Mete korištene o ovom mjerenju bile su obogaćene u ^{10}B, tako da udio željenog izotopa ^{10}B bio 99.84%. Bitno je napomenuti da se pri postupku zagrijavanja bora do točke isparivanja mali dio iona od kojih je sastavljena posudica (najčešće tantala ili volframa), također ugrađuje u metu. To u spektrima raspršenja ^{10}B na ^{10}B vidimo kao

vrhove na energijama koji ne pripadaju pobuđenjima ^{10}B. U takvim ćemo spektrima vidjeti i vrhove koji dolaze od raspršenja ^{10}B na ugljiku, kisiku i vodiku iz formvara. Vodik i kisik (^{16}O) i inače su prisutni u skoro svim metama, a uzroci su im mnogobrojni (npr. vlažna atmosfera kojoj je meta dio vremena izložena).

U mjerenju nuklearnih reakcija ^{10}B + ^{10}B meta je uvijek bila okrenuta stranom na kojoj je formvar prema snopu. Snop iona ^{10}B od 50 MeV u formvaru izgubi 0.007 MeV, a snop od 72.2 MeV izgubi 0.006 MeV.

4.1.1 Detektorski sustav



Slika 4.3: Shematski prikaz nuklearnog teleskopa sastavljenog od tankog ΔE-detektora i debelog DSSSD E-detektora.

Detektorski sustav korišten u ovom eksperimentu sastojao se od četiri ΔE-E detektora (tzv. nuklearna teleskopa) od koji je tanki silicijski detektor bio podijeljen na 4 kvadranta (model MSQ25-65), a debeli je bio Micronov dvostrani silicijski strip-detektor (*engl.* Double Sided Silicon Srip Detector, DSSSD, model W1(DS)), kakvi se danas standardno koriste u nuklearnoj fizici, u istraživanjima koja se tiču i dinamike i strukture. Naročito su pogodni za mjerenja kutnih raspodjela, te koincidentnih mjerenja kod kojih moramo detektirati najmanje dvije čestice u izlaznom kanalu. Površine korištenih ΔE i E detektora bile su $5 \times 5\text{cm}^2$, a popis debljina dan je u tablici 4.3. Udaljenost između ΔE i E bila je $\approx$ 4.4cm, dok je udaljenost E detektora od mete za sva 4 detektora, u svim postavima iznosila $\approx$ 36cm. Shematski prikaz korištenih nuklearnih teleskopa dan je na slici 4.3.

oznaka detektora	debljina ΔE (μm)	debljina E (μm)
D1	64	492
D2	67	1003
D3	59	998
D4	57	498

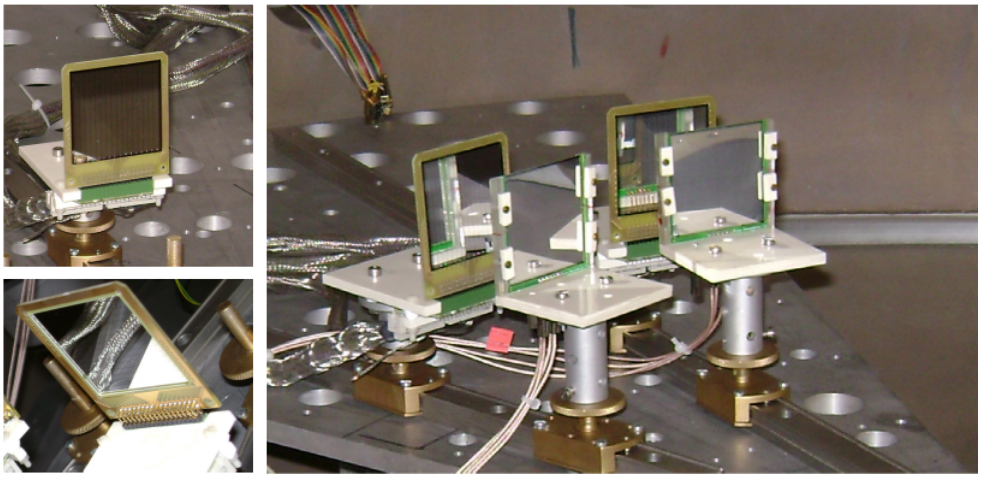
Tablica 4.3: Popis debljina korištenih ΔE i E detektora.

Segmentiranost DSSSD detektora izvedena je tako da s prednje strane (spoj p^+n) imamo 16 vertikalnih, a sa stražnje, ohmske strane (spoj n^+n) 16 horizontalnih stripova, širine 3mm (slika 4.4 *lijevo*). Mreža elektroda s prednje i stražnje strane zajedno pokriva svega 2% aktivne površine detektora, što je veliki napredak u odnosu na ranije modele. Tom je mrežom ukupna površina detektora podijeljena na 256 piksela površine $3mm^2$ (piksel označava područje između preklopljenih prednjih i stražnjih elektroda), koji nam daju potpunu informaciju o položaju čestice u x-y prostoru. Segmentiranje detektora izvedeno je pomoću SiO_2 sloja umetnutog između dva susjedna stripa, nominalne širine 100μm [72]. U slučaju prolaska čestice kroz srednje područje piksela, odgovor DSSSD detektora daje amplitudu ukupne energije koju je čestica ostavila u detektoru i to dva puta - u prednjem i stražnjem stripu. To je bitna karakteristika DSSSD detektora: čim se elektron-šupljina parovi stvoreni u volumenu detektora krenu gibati prema krajevima, inducira se struja u elektrodama i na prednjoj i stražnjoj strani detektora, dajući na taj način 2D položaj čestice, ali i mogućnost odabiranja dobrih događaja usporedbom amplitude signala u prednjem i stražnjem stripu. Veza između amplitude (izražene u kanalima) koju daju prednji i stražnji strip linearna je i konstantna za vrijeme mjerenja, što je više puta provjeravano.

U ovom mjerenju kod odabiranja dobrih događaja kao jedan od kriterija koristili smo uvjet da se energije prednjeg (E_f) i stražnjeg (E_b) stripa ne razlikuju više od 3 %, gdje smo postotak odstupanja računali kao:

$$E_{diff} = 2 \cdot \left| \frac{E_f - E_b}{E_f + E_b} \right| \cdot 100 \,, \tag{4.1}$$

kako niti jedna strana detektora ne bi bila favorizirana.



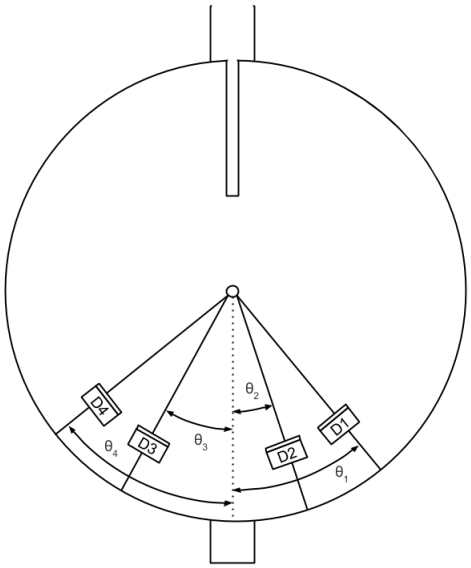
Slika 4.4: Detektori korišteni u ovom mjerenju. *lijevo*: DSSSD detektor s prednje i stražnje strane, *desno*: dva teleskopa složena od tankih detektora s četiri kvadranta i debelih DSSSD detektora.

Ako čestica pogodi područje između dva stripa (*engl.* interstrip gap), rekonstrukcija točne energije komplicira se uslijed dijeljenja naboja između susjednih stripova i induciranja signala invertiranog polariteta. U skladu sa sve većom upotrebom DSSSD detektora u nuklearnoj fizici, zadnjih se godina među-strip efekti proučavaju zasebnim mjerenjima ([73], [74]).

Za vrijeme mjerenja tri puta smo mijenjali Θ-kutove detektora, prikazane na slici 4.5, pa razlikujemo **postave 1**, **2** i **3**, popisane u tablici 4.4. Kalibracijska mjerenja DSSSD detektora napravljena su u postavu 1, zatim je slijedilo mjerenje na nižoj energiji snopa s postavom 2, te na višoj energiji sa sva tri postava.

konfiguracija	Θ_1	Θ_2	Θ_3	Θ_4
postav 1	40°	20°	20°	40°
postav 2	40°	20°	30°	50°
postav 3	46°	26°	33°	53°

Tablica 4.4: Kutevi detektora u različitim postavima.



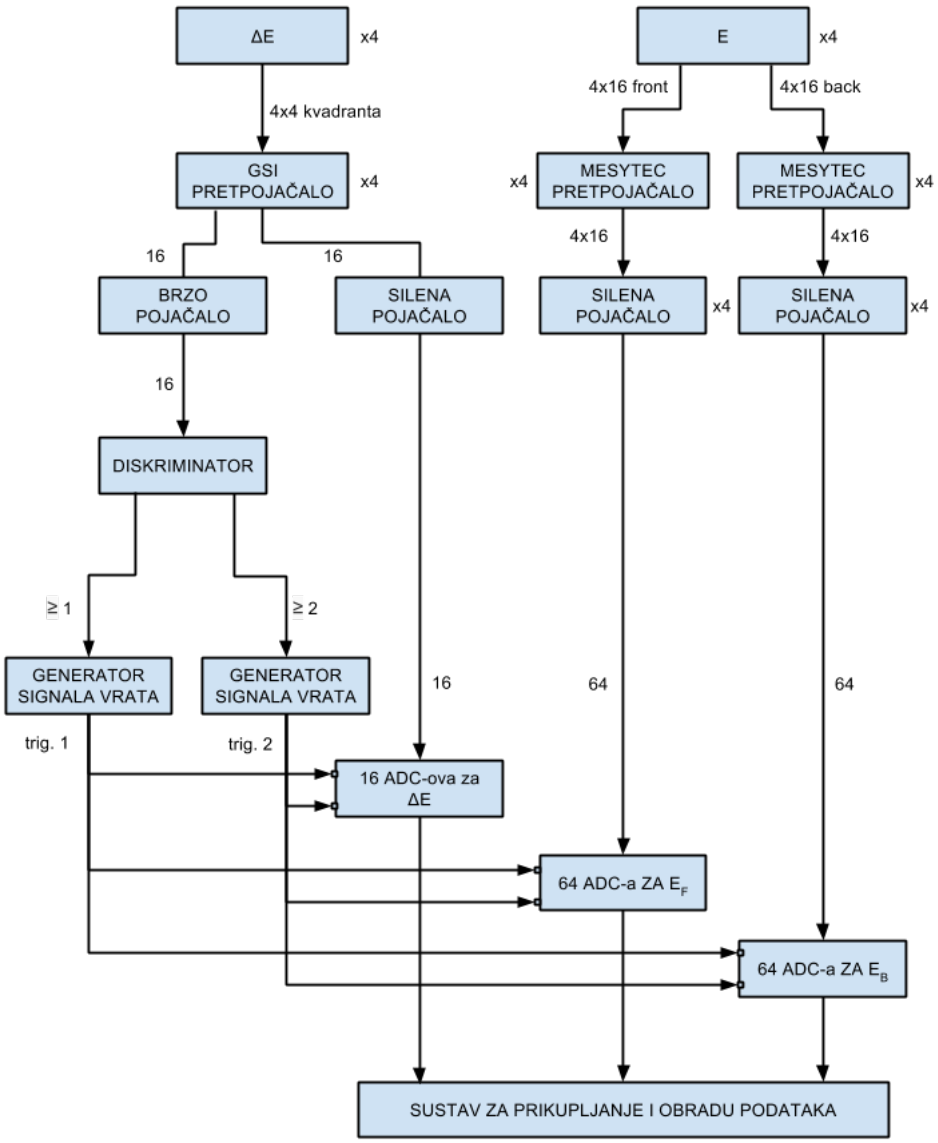
Slika 4.5: Shema postava detektora. Kutevi θ_i pokazuju otklone detektora od smjera upada snopa.

4.1.2 Elektronički lanac

Upotreba DSSSD detektora dovela je do novih izazova u nuklearnoj fizici - puno većeg broja elektroničkih kanala uključenih u sustav za skupljanje podataka. Shema korištenog elektroničkog lanaca dana je na slici 4.6

Električni signali iz 4 kvadranta svakog ΔE-detektora i 32 stripa svakog E-detektora vođeni su kroz sustav višekanalnih pretpojačala (GSI i MESYTECH) i pojačala (SILENA) do analogno-digitalnih pretvarača, te dalje u računalo prilagođeno za zapisivanje podataka i djelomičnu obradu. Posebni uvjeti na elektroničke jedinice postavljaju se uglavnom na pretpojačala signala iz ΔE-detektora, za koja se zahtjeva veliki ulazni kapacitet i niski ulazni otpor. Elektronički okidač *(engl.* trigger) izveden je pomoću brzih signala iz ΔE-detektora vođenih preko brzog pojačala i diskriminatora (CAEN C-208) koji generira signal vrata za otvaranje ADC-ova. Signal vrata je posebni impuls čiji oblik i trajanje sami određujemo, koji aktivira sljedeće jedinice u elektroničkom sklopu, u našem slučaju ADC-ove.

Razlikovali smo dva načina okidanja, jednostruki i koincidentni. Okidač za jednostruke događaje namješten je u tzv. "ukupni OR" način, kod kojeg se signal vrata generira čim imamo signal veći od praga u bilo kojem kvadratnu ΔE-detektora, ili bilo koju kombinaciju tih signala. Takvim odabirom u ovom se načinu rada zapisuju i čisti jednostruki događaji.



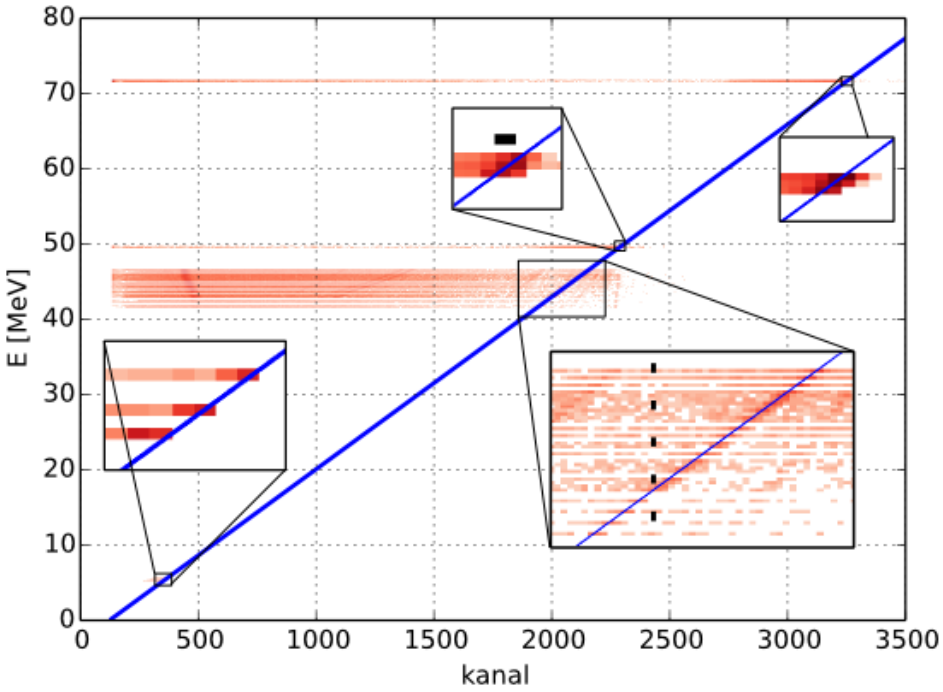
Slika 4.6: Shema elektroničkog lanca korištenog u mjerenju.

Kod drugog načina okidanja, koincidentnog, signal vrata generira se ako imamo najmanje dva signala iz ΔE-detektora unutar vremenskog intervala 150 - 200ns.

Za vrijeme koincidentnih mjerenja s DSSSD detektorima, bez tankih detektora, okidač je bio izveden na drugi način, signalima iz samih prednjih i stražnjih E-stripova koji su vođeni u diskriminator gdje se formirao signal za otvaranje vrata čim bismo imali jednu česticu u bilo kojem stripu.

4.2 Kalibracija detektora

Sama kalibracija vrlo je zahtjevan proces, prvenstveno zbog ogromnog broja detektorskih kanala – ono što je prednost glede preciznosti podataka i njihove statistike, mana je glede vremena potrebnog za sam postupak analize. Pored toga, nehomogenost tankih silicijskih detektora bitno otežava cijeli proces kalibracije, dok se kod DSSSD detektora javlja problem zbrajanja signala čestica koje su upale u isti strip ili dijeljenja signala između dva susjedna stripa [73], [74]. Metoda koja će biti ovdje predstavljena u principu je jednostavna, ali način na koji je računalno izvedena inovativan je i iskoristiv za sva daljnja mjerenja s detektorima istog ili sličnog tipa.



Slika 4.7: Energija-kanal graf kao primjer kalibracije jednog DSSSD stripa. Uvećani dijelovi od niže prema višoj energiji su mjerenja s alfa izvorom, raspršenja ^{10}B na ^{10}B i ^{10}B na ^{12}C na $E_p = 50$ MeV, raspršenje ^{10}B na ^{197}Au na $E_p = 50$ MeV i raspršenje ^{10}B na ^{197}Au na $E_p = 72.2$ MeV.

Klasičan način kalibracije jednog DSSSD stripa obično se svodi na prilagodbu kalibracijskih vrhova (npr. elastičnog raspršenja snopa ^{10}B na zlatnoj meti), za nekoliko odabranih piksela u tom stripu, te računanje pripadne energije uzimajući u obzir reakciju koja se odvijala, energiju snopa, gubitke u meti i točan kut Θ koji je dobro definiran odabirom pojedinog piksela. S obzirom da u jednom pikselu često nemamo jasno izražene

vrhove, potrebno je grupirati po nekoliko piksela, pri čemu se i Θ usrednjuje, te gubi točnost izračunate energije. Ponavljanje tog postupka za različite reakcije koje koristimo za kalibraciju dugotrajno je i često pati od korištenja mnogo ulaznih podataka što povećava mogućnost ljudske pogreške u cijelom postupku.

Pretpostavimo li da u jednom kalibracijskom mjerenju nemamo nikakav šum, niti druge reakcije osim točno one koju smo ciljali vidjeti kalibracijskim mjerenjem (npr. elastičnog raspršenja ^{10}B na ^{197}Au), te pridijelimo svakom događaju iz mjerenja energiju izračunatu točno za tu reakciju, na grafovima ovisnosti energije o adc-kanalu imat ćemo niz horizontalnih linija. Svaka linija odgovara izračunatoj energiji jedne reakcije u jednom pikselu, s kutem Θ tog piksela. Duž većeg dijela linije broj događaja je malen, dok na jednom mjestu (na kanalu gdje bi se u klasičnom načinu kalibracije nalazio vrh), on postaje jako velik, što vidimo kao zatamnjenje linije, odnosno točku. Uključivanjem više kalibracijskih mjerenja s raznim energijama snopa i metama, dobit ćemo *energija-kanal* graf s mnoštvom takvih "točaka" koje se mogu prilagoditi na pravac. S obzirom da se u kalibraciji vrhovi najčešće prilagođavaju na Gaussovu funkciju, pretpostavkom da je kanal s najviše događaja sredina vrha, ne gubimo na točnosti, jer je Gaussova prilagodba centralno orijentirana prilagodba.

Sljedeći korak je traženje pravca koji najbolje prolazi dobivenim točkama, koji se ne može dobiti metodom najmanjih kvadrata, s obzirom na asimetričan šum kojeg smo umjetno stvorili. Stoga koristimo **Theil-Sen estimator** ili tzv. medijan-prilagodbu, što je metoda robusne linearne regresije koja odabire srednji nagib ("medijan") između svih mogućih linija provučenih kroz parove točaka u nekom 2D uzorku točaka. Na taj način se ne teži prema srednjoj vrijednosti skupa točaka, već najučestalijoj vrijednosti. Korištena je varijanta stohastičke Theil-Sen metode, gdje se definiraju područja iz kojih se onda biraju točke (po jedna iz svakog područja), pri traženju optimalnog pravac koji će prolaziti svim točkama.

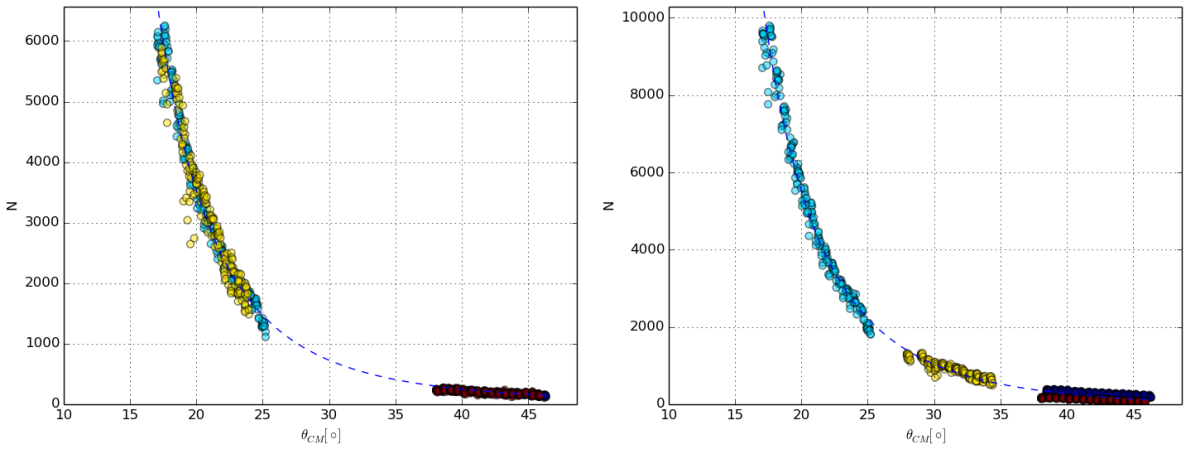
Prednost ove metode je iskoristivost svih mjernih podataka, čak i onih koja u svim pikselima ne daju lijepo izražene vrhove, zbog čega kalibraciju umjesto s par točaka, radimo s par milijuna točaka, zatim promatranje (i prilagodba) jednog kalibracijskog mjerenja odmah u odnosu na sva ostala, minimiziranje utjecaja šuma, te velika robusnost na bilo kakav asimetričan šum, kao i uklanjanje faktora ljudske pogreške automatizacijom cijelog procesa.

Programski paket, razvijen za potrebe ovog doktorata, nasumično odabire 2000 točaka nakon čega između svake dvije provlači pravac, s tim da uzete točke uvijek moraju biti iz različitih energijskih područja koja smo sami definirali (niskog, srednjeg i visokog). Potom se među svim provučenim pravcima traži medijan, tj. najučestalija vrijednost. Taj se postupak ponavlja 100 puta, što se pokazalo optimalnim izborom po pitanju brzine konvergencije i točnosti parametara konačnog pravca. Računalni kod prolazi kroz jedan po jedan strip svakog detektora i na izlazu daje kalibracijski graf s parametrima pravca. Kalibracijski graf jednog DSSSD stripa prikazan je na slici 4.7. Cijeli postupak je automatiziran, sve što je potrebno napraviti je upisati odgovarajuće veličine (energiju snopa, te podatke o meti i geometriji detektora) u jednostavni ulazni konfiguracijski dokument, čime je omogućena ponovljivost kalibracije s malim varijacijama energije ili kuta, što je svakako poželjno, ali često neizvedivo zbog dugotrajnosti cijelog postupka.

Kalibracijska mjerenja korištena za kalibraciju DSSSD detektora u ovom radu su: mjerenje s α-izvorom (nisko-energijsko područje), elastično raspršenje ^{10}B na metama ^{197}Au, ^{12}C, te ^{10}B, na energiji snopa 50 MeV (srednje-energijsko područje) i elastično raspršenje ^{10}B na ^{197}Au na energiji snopa 72.2 MeV (visoko-energijsko područje).

Drugi dio kalibracijskog postupka odnosi se na kalibraciju tankih ΔE-detektora, koja također nije bila jednostavna, unatoč samo 4 kvadranta po detektoru. Pokazalo se da su ΔE-detektori vrlo neuniformne debljine, što je onemogućilo bilo kakvu klasičnu kalibraciju, za koju je potrebna informacija o debljini kako bismo znali koliku je točno energiju čestica ostavila u ΔE-kvadrantu. Zbog toga je kod kalibracije ΔE detektora iskorištena solidno napravljena kalibraciju DSSSD detektora, na način da je energija u ΔE-dijelu za svaki pojedini događaj računata kao razlika ukupne energije i energije ostavljene u debelom DSSSD detektoru: $E_{\Delta E} = E_{TOT} - E_{DSSSD}$. Pri tom su korištena mjerenja elastičnog raspršenja ^{10}B na meti ^{197}Au na obje energije snopa, te mjerenje s α-izvorom.

Još jedan dio kalibracijskog postupka koji ne smijemo zanemariti je kutna kalibracija, kojom se utvrđuju točni položaji detektora u raznim postavima. Ovdje je bila napravljena pomoću elastičnog raspršenja ^{10}B na zlatnoj meti, promatranjem ovisnosti broja događaja u pojedinom vrhu elastičnog raspršenja u svakom pikselu o kutu Θ_{CM} tog piksela. Ta bi ovisnost trebala slijediti Rutherfordov zakon i točke bi trebale ležati na krivulji



(a) (b)

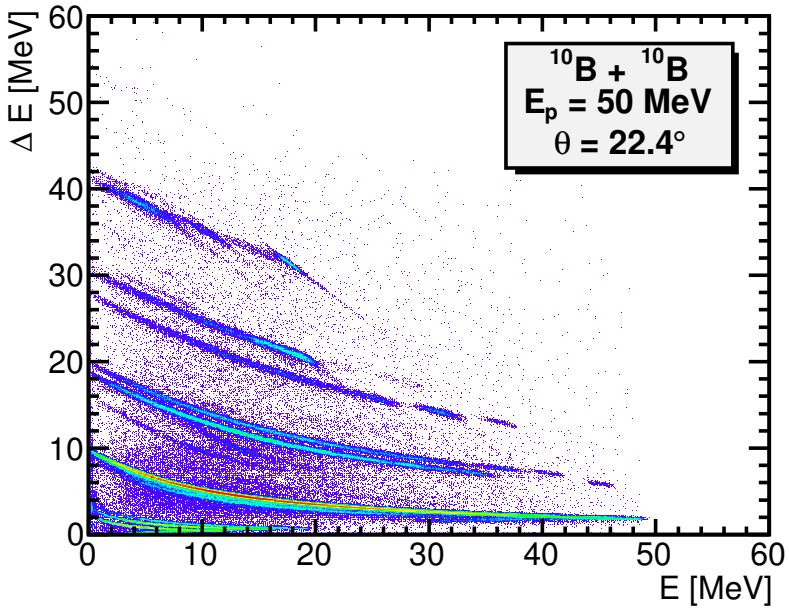
Slika 4.8: Ovisnost broja događaja u vrhu elastičnog raspršenja ^{10}B na ^{197}Au o kutu detekcije u sustavu centra mase Θ_{CM}. Crtkana linija je funkcija $1/sin^4(\Theta_{CM}/2)$. Mjerenja su napravljena na energiji snopa 72.2 MeV, za detektore: (a) u postavu 1; (b) u postavu 2.

proporcionalnoj sa $1/sin^4(\Theta_{CM}/2)$. Ako točke nekog detektora značajno odstupaju od krivulje, pomičemo kut sredine detektora dok se točke koje odgovaraju njegovim pikselima ne poslože što je moguće bolje na liniju Rutherfordove ovisnosti N - Θ_{CM}. Primjer kutne kalibracije postava 1 i 2 prikazan je na slici 4.8.

4.3 Identifikacija čestica

Gubitak energije čestice pri prolasku kroz detektor ovisi o njenoj masi i naboju, kako smo vidjeli u točki 4.1.1. U skladu s Bethe-Blockovom formulom, na ΔE-E histogramima moguće je identificirati "banane" događaja koje odgovaraju različitim detektiranim česticama. Grafičkim rezovima na ovakvim histogramima odabiru se pojedine vrste čestica za daljnju obradu.

Kako je mjerenje rađeno na dvije energije snopa, razlikuju se dva režima mjerenja: niža energija, kod koje se velik broj α-čestica zaustavlja u E-detektoru i moguće je odrediti njihovu točnu energiju (4.9); te viša, kod koje α-čestice uglavnom prolaze kroz E-detektore, ali niz težih jezgara ima dovoljnu energiju da izađe iz mete, prođe kroz tanki detektor, te dođe do E-detektora (slike 4.10). To je nužan uvjet da bismo signal uopće prihvatili kao događaj. Prolaz kroz debeli detektor na histogramima se manifestira kao lomljenje banane: stanja više energije zrcalnom simetrijom prelaze na niže vrijednosti. Izotopi vodika na svim energijama i svim kutevima prolaze kroz E-detektore i imaju "slomljene" banane.

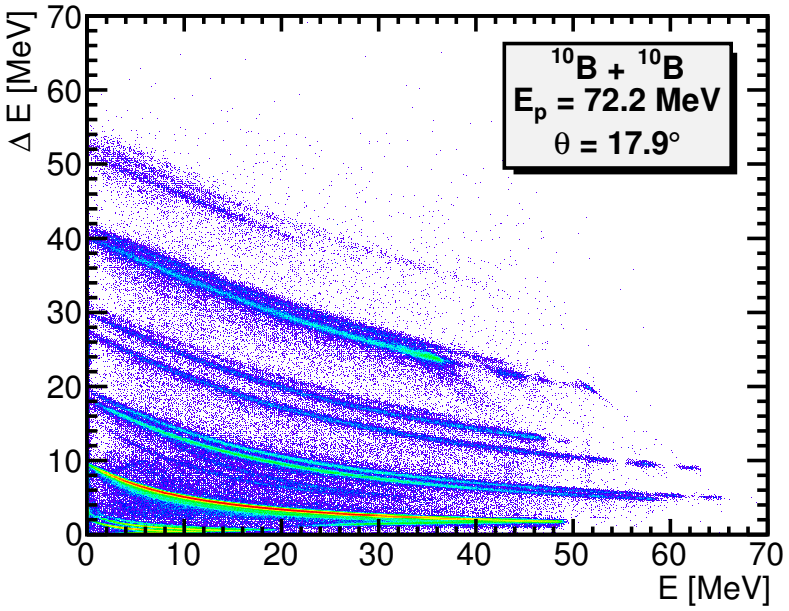


Slika 4.9: ΔE-E histogram za kvadrant teleskopa 2 (na 20°), na energiji snopa 50 MeV.

Detektorski sustav korišten u ovom mjerenju, te solidno napravljena kalibracija omogućuju fino razdvajanje izotopa u cijelom pokrivenom masenom rasponu, od ^{1}H do ^{13}C. Na slici 4.10 vidimo kako su izotopi helija ^{3}He i ^{4}He vrlo jasno odijeljeni, a nazire se i tanka linija događaja koji odgovaraju ^{6}He. Detektirani su i izotopi ^{8}Li i ^{10}Be, koji se, iako sa slabijom statistikom, mogu jasno odvojiti od jače pobuđenih ^{7}Li i ^{9}Be. Vrlo jako pobuđeni izotopi bora ^{10}B i ^{11}B jedini su koje nije moguće jasno razdvojiti ovom metodom. To je dijelom posljedica kanaliranja čestica kroz detektor (*engl.* channeling), zbog kojeg gubitci energije u detektoru više ne slijede Bethe-Blochov zakon, pa pojedina pobuđenja na ΔE-E spektrima imaju drugačiji nagib u odnosu na onaj zadan bananom, izlaze iz njenog okvira i miješaju se sa susjednim izotopima. Najteži detektirani izotopi, koji se jasno mogu odvojiti u detektorima na prednjim kutevima, su ^{11}C, ^{12}C i ^{13}C.

Sve zajedno u ovom su eksperimentu detektirane sjedeće čestice: ^{1,2,3}H, ^{3,4,6}He, ^{6,7,8}Li, ^{7,9,10}Be, ^{10,11}B, te ^{11,12,13}C.

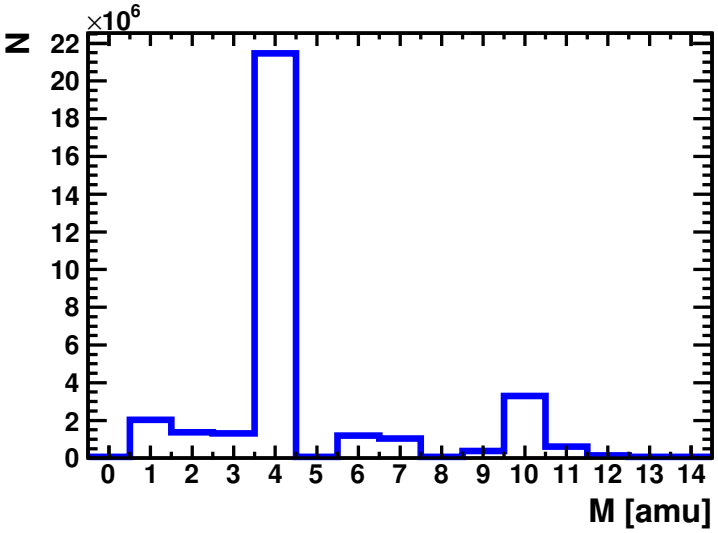
Zanimljivi su događaji koje vidimo između α-čestica i litija, na obje energije snopa, u svim detektorima (dvije banane u okolici $\Delta E = 10$ MeV na slikama 4.1 i 4.10). To su događaji nastali superpozicijom dva (ili više) signala u ΔE-detektorima (*engl.* "pile-up"). S obzirom da su kvadranti tankih detektora široki, često se događa da više čestica istovremeno prolazi kroz isti kvadrant, pri čemu se njihovi signali zbrajaju. Takve događaje, koji



Slika 4.10: ΔE-E histogram za jedan kvadrant teleskopa 2 (na 20°), na energiji snopa 72.2 MeV.

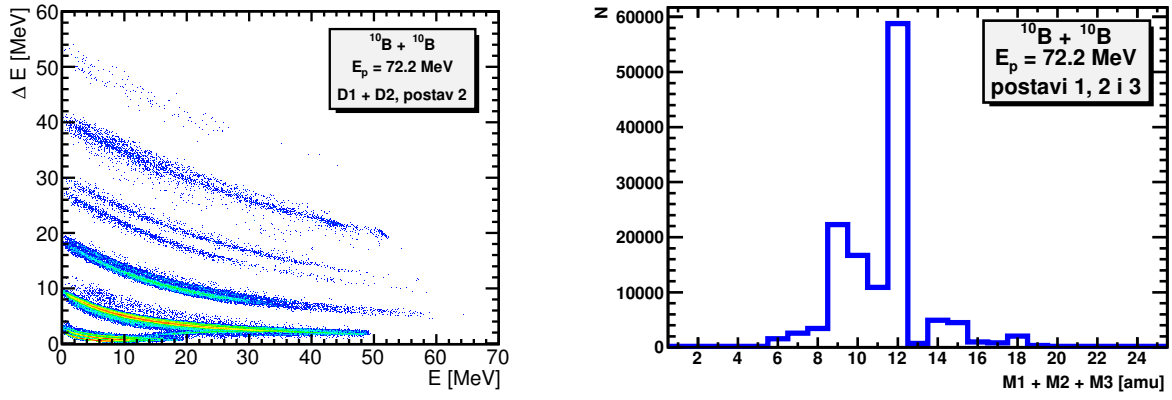
imaju jedan signal u ΔE-detektoru, a dva ili više u E, program odbacuje, s obzirom da nije jasno koliku je točno energiju koja od njih ostavila u ΔE dijelu. Ipak, postoje dva slučaja u kojima se takvi događaji prihvaćaju kao dobri. Prvi, ako jedna od dvije čestice koje su istovremeno upale u ΔE promaši E-detektor, iz razloga što je ΔE bliže meti i pokriva veći prostorni kut od E-detektora. I drugi, ako se dogodi da jedna od te dvije čestice (ili dvije od tri itd.), ne daje jasan signal u debelom detektoru, npr. zbog gubitka dijela signala na rubu detektora, upadanja u jedan od mrtvih prednjih ili stražnjih stripova, upadanja u među-strip područje i sl., program će preostalu česticu prepoznati kao dobar signal i zapisati ga. ΔE energija takvih čestica biti će uvećana za energiju ne-rekonstruiranog partnera. S obzirom da su α-čestice najbrojnije detektirane čestice, kandidati za takve događaje svakako su kanali $\alpha + \alpha$, $\alpha + p$, $\alpha + \alpha + p$ itd. Takvi događaji nisu sasvim neiskoristivi, no njihova rekonstrukcija nadilazi okvire ovog doktorskog rada.

Što se tiče zastupljenosti pojedinih izotopa u izlaznom kanalu, primjećuje se intenzivna produkcija ^{4}He i izotopa vodika, dok su ostali elementi proizvedeni prilično neselektivno. Kako jasno vidimo na histogramu koji pokazuje raspodjelu masa detektiranih čestica 4.11, α-čestice (M=4) su daleko najbrojniji produkti nuklearnih reakcija ^{10}B + ^{10}B, na korištenim energijama snopa. Eksperiment je u potpunosti dominiran α-česticama, pa ćemo u koincidentnim događajima koji imaju dobru statistiku gotovo uvijek imati barem



Slika 4.11: Δ Mase čestica detektiranih u skupovima mjernih podataka SKUP_3S i SKUP_3S dane u jedinicama atomske mase.

jednu α-česticu u izlaznom kanalu (slika 4.12a). Najjači kanal u tročestičnim koincidencijama svakako je $\alpha + \alpha + \alpha$ (slika 4.12b), koji je posebno zanimljiv jer nedetektirana jezgra koja bi odgovarala tom izlaznom kanalu ^{8}Be nije čestično stabilna, tako da zapravo promatramo reakciju u kojoj nastaje 5 α-čestica.



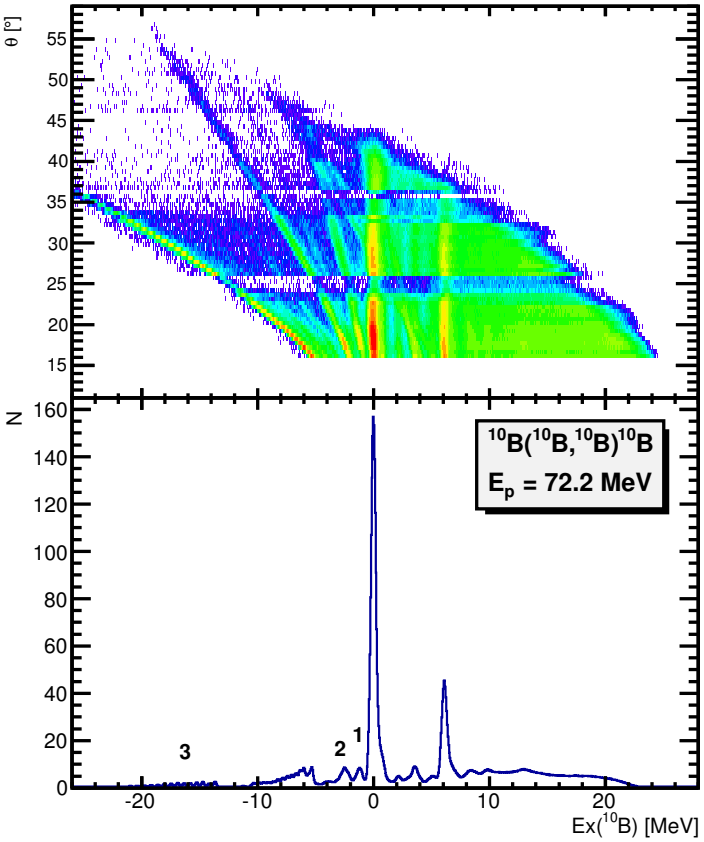
(a) (b)

Slika 4.12: Selektivnost pobuđivanja izotopa u koincidentnim mjerenjima; (a) ΔE - E histogram dvočestičnih koincidencija između detektora D1 i D2, na E_p=72.2 MeV; (b) zbroj masa detektiranih triju čestica u koincidenciji.

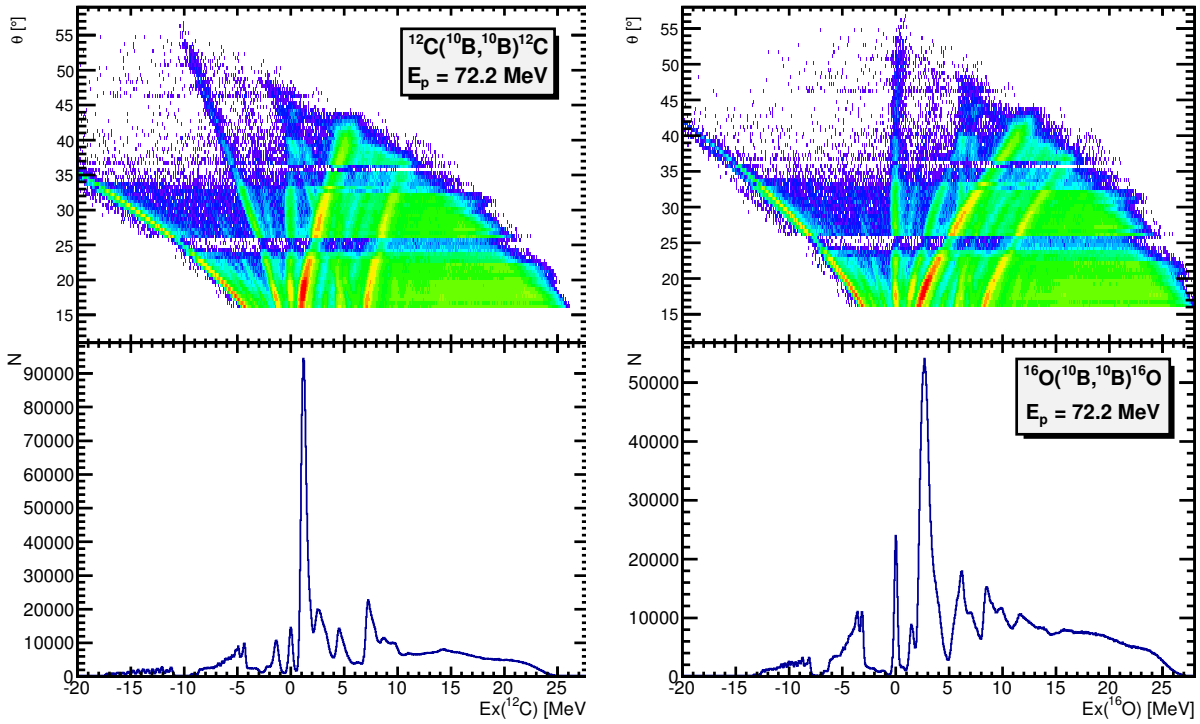
4.4 Nečistoće u borovim metama

Identifikacija točnog sastava mete i reakcija koje se, osim željene, pojavljuju u mjerenju, nužna je za preciznu analizu podataka i dobro ju je napraviti na samom početku.

Kao što smo već najavili u točki 4.1, spektri nuklearnih reakcija ^{10}B + ^{10}B pokazivat će i vrhove koji dolaze od raspršenja na nečistoćama u borovoj meti, te ugljiku iz formvara. U skladu s tim, spektar energija pobuđenja E$_x$(^{10}B), prikazan na slici 4.13, možemo podijeliti u dva dijela: desno od vrha elastičnog raspršenja na E$_x$(^{10}B) = 0 MeV, na pozitivnim energijama pobuđenja, nalaze se stanja koja odgovaraju neelastičnom pobuđenju ^{10}B (njih ćemo diskutirati u točki 5.1.1); lijevo su vrhovi koji dolaze od raspršenja na jezgrama različitim od ^{10}B. Osim što se nalaze na negativnim energijama, pokazatelj da ti vrhovi pripadaju stanjima nastalim u nekim drugim reakcijama su i nakošene linije u 2D histogramu θ - E$_x$.



Slika 4.13: Elastično i neelastično raspršenje ^{10}B na meti ^{10}B, te nečistoćama u meti, na energiji snopa 72.2 MeV. Brojevima 1-3 označeni su vrhovi raspršenja na jezgrama iz mete različitim od ^{10}B. *(gore)* 2D histogram θ - E$_x$(^{10}B); *(dolje)* histogram energija pobuđenja jezgre ^{10}B.



(a) (b)

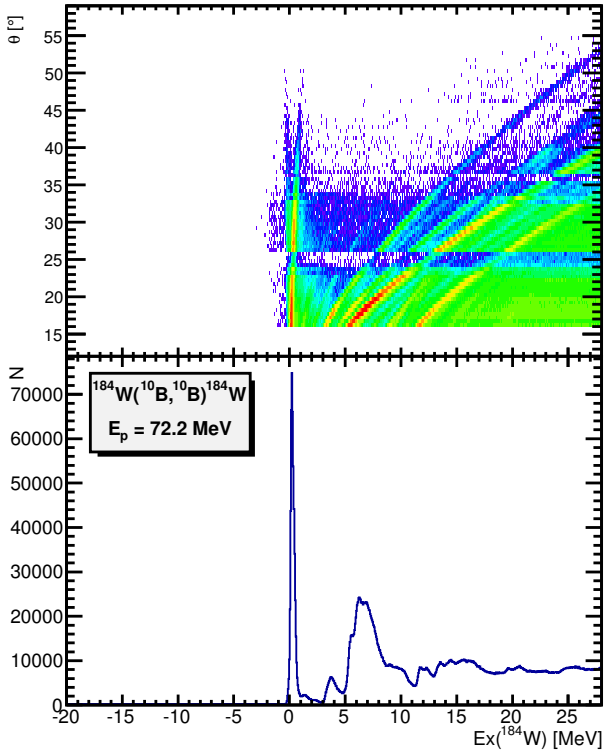
Slika 4.14: Raspršenje jezgre ^{10}B na nečistoćama u meti, na energiji snopa 72.2 MeV; (a) raspršenje na ugljiku ^{12}C iz formvara; (b) raspršenje na kisiku ^{16}O.

Kad pogodimo pravu reakciju iz koje pojedino stanje potiče (u ovom slučaju pravu metu), i uvrstimo ispravne mase u izraz 3.5, linija tog stanja će u 2D histogramu θ - E$_x$ postati ravna, a vrhovi će sjesti na energije pobuđenja E$_x$(^{10}B) $\geq$ 0. U vrhu elastičnog raspršenja na ^{10}B u meti, prisutna je i primjesa neelastičnog gdje se ^{10}B pobuđuje u prvo pobuđeno stanje koje je jako nisko u energiji, na E$_x$ = 0.718 MeV.

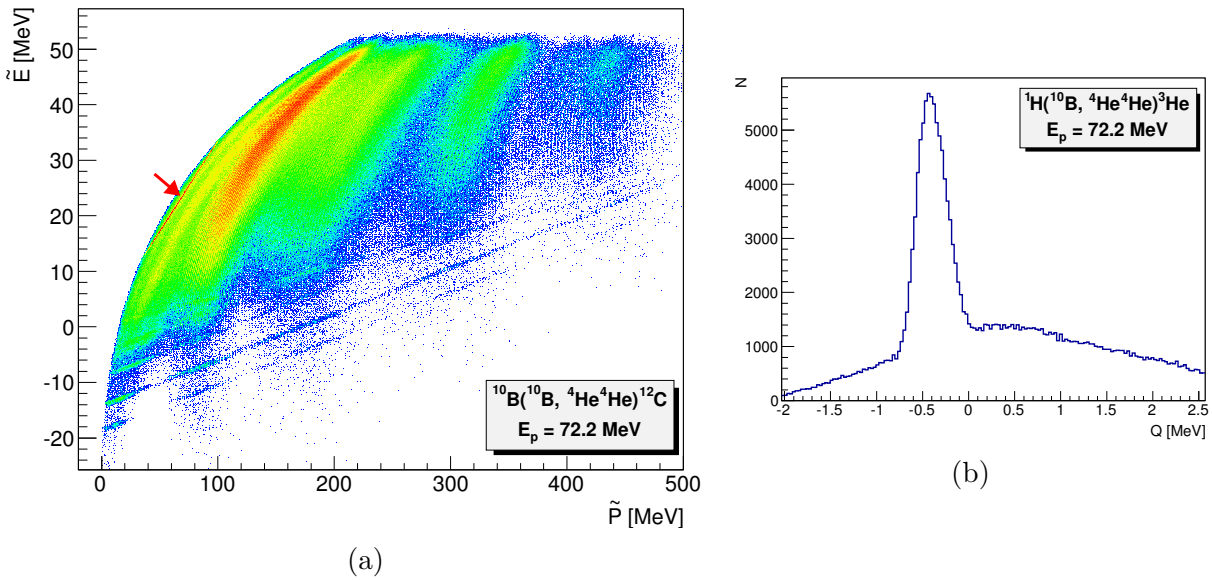
Analiza vrhova označenih brojevima 1-3 na slici 4.13 pokazala je da odgovaraju sljedećim reakcijama:

1. (ne)elastično raspršenje ^{10}B na ^{12}C iz formvara (4.14a),
2. (ne)elastično raspršenje ^{10}B na ^{16}O (4.14a),
3. (ne)elastično raspršenje ^{10}B na ^{184}W (4.15).

Na slici 4.15 koja prikazuje raspršenje bora na ^{184}W vidimo da osim volframa imamo primjesu još barem jedne nečistoće bliske mase. Takvi teški elementi u metu se ugrađuju uslijed isparavanja materijala od kojeg je napravljen isparivač i većina ih ima po nekoliko stabilnih izotopa. S obzirom da gore opisanom metodom nije moguće razlučiti male razlike masa u području teških izotopa, teško je odrediti o kojem se točno sastavu nečistoće radi.



Slika 4.15: Raspršenje jezgre ^{10}B na ^{184}W, na energiji snopa 72.2 MeV.



(a) (b)

Slika 4.16: Dokaz postojanja vodika u meti ^{10}B; (a) Romano-plot za α - α koincidencije, na energiji snopa 72.2 MeV, s naznačenim događajima koji dolaze od reakcije ^{10}B + ^{1}H; (b) Q-vrijednost za reakciju ^{1}H(^{10}B, α α)^{3}He, za događaje označene strjelicom.

Dokaz postojanja vodika u meti i reakcije ^{10}B s njim, nismo našli u inkluzivnim spektrima, već sasvim neočekivano, kod promatranja reakcije s dvije detektirane α-čestice u izlaznom kanalu. Na odgovarajućem Romano-plotu (slika 4.16a) pojavila se vrlo oštra linija čiji je nagib bio pod velikim kutom u odnosu na linije koje odgovaraju reakciji ^{10}B(^{10}B, $\alpha\alpha$)^{12}C. Odabiranjem te linije u Romano plotu grafičkim rezom, utvrđeno je da njena Q-vrijednost odgovara reakciji na vodiku iz formvara ili same mete, koja u izlaznom kanalu osim dvije α-čestice ima još ^{3}He (slika 4.16b). Na taj način vodik u meti utječe i na dvočestične koincidencije ^{4}He + ^{3}He, na što moramo paziti ako želimo rekonstruirati ^{7}Be u tom izlaznom kanalu.

4.5 Prilagodba vrhova

Modeliranje fizikalne pozadine i izdvajanje vrhova iz nje, te njihova prilagodba nije trivijalan problem i jako ovisi o tome kakvu vrstu mjernih podataka gledamo (jednostruke događaje ili koincidencije), u kojem energijskom području, koje su sve selekcije napravljene pri izradi konkretnog spektra i slično.

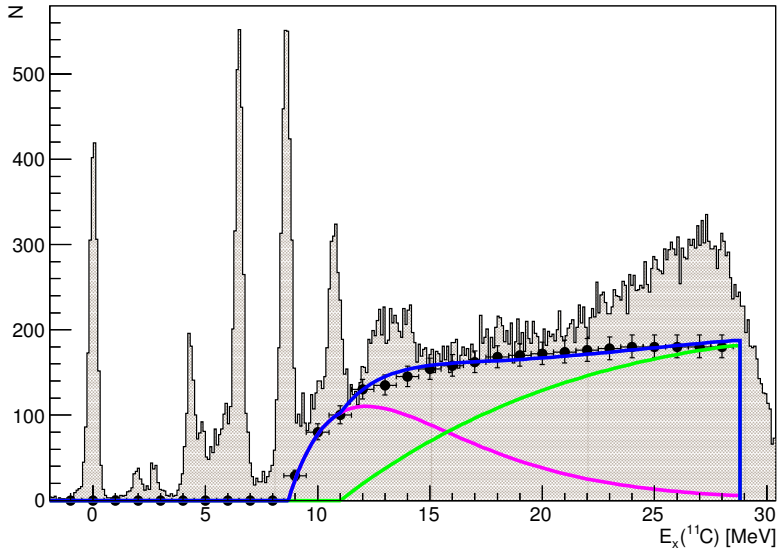
U slučaju spektara pobuđenja jezgara dobivenih iz jednostrukih mjerenja, pozadina je ispod određenog energijskog praga u većini slučajeva jako mala ili nikakva. Na određenoj energiji pobuđenja počinje dolaziti do izražaja tročestična pozadina koja je posljedica činjenice da čestica detektirana u inkluzivnom spektru može dolaziti i iz drugih kanala, ne nužno dvočestičnog kojeg proučavamo. Primjer prilagodbe pozadine u spektru pobuđenja jezgre ^{11}C (koji je dobiven iz detektirane jezgre ^{9}Be), prikazan je na slici 4.17. Detektirani ^{9}Be mogao je doći i iz raspada ^{10}Be, stvorenog u reakciji ^{10}B(^{10}B, ^{10}Be)^{10}C, no tek na energijama iznad praga za raspad ^{10}Be$\rightarrow^{9}$Be + n, koji se nalazi na 8.7 MeV. Stoga na energiji praga E_x = 8.7 MeV uključujemo tročestičnu pozadinu modeliranu pomoću složene eksponencijalne funkcije tipa [75]:

$$f_E = p_1 \cdot (E_x - p_2) \cdot e^{p_3 \cdot (E_x - p_4)} \ , \tag{4.2}$$

gdje je p_2 energija praga početka tročestične pozadine, a ostali p-ovi slobodni paramteri koje se prilagođavaju konkretnom spektru.

Jasno, moguće su i druge reakcije čiji su pragovi na nižim energijama, no treba imati

na umu koliko su takve reakcije u prvom koraku vjerojatne (koliko nukleona se u njima prenosi, kolike su kulonske barijere i sl.). Idealno bi bilo uzimati sve detalje pozadine i sve moguće kanale, no u praksi se to pokazalo nepotrebnim, tako da se najčešće radi kombinacija dvije funkcije za dva najvjerojatnija tročestična kanala.



Slika 4.17: Primjer prilagodbe pozadine u spektru pobuđenja jezgre ^{11}C dobivenog iz detektirane jezgre ^{9}Be, na energiji snopa 72.2 MeV. Ružičasta i zelena linija su funkcije dane u izrazu 4.2, s pragovima na 8.7 i 11.0 MeV, dok je plava linija njihova superpozicija.

Uz tročestične kanale, postoje i ostali doprinosi pozadini od kojih su najbitniji oni koji dolaze od reakcija na nečistoćama u metama, te nesavršenih grafičkih rezova kojima odabiremo vrste čestica. Zbog takvih doprinosa, kako ćemo vidjeti u sljedećem poglavlju, prilagodba pozadine često nije glatka i "lomi se" na jednom mjestu.

U inkluzivnim spektrima vidjet ćemo i pozadinu koja počinje ispod bilo kakvog energijskog praga, koja je posljedica činjenice da ponekad, zbog male statistike, nije bilo moguće uključiti samo jednostruke događaje, već i "jednostruke događaje iz koincidentnih mjerenja", a to su oni detektirani zajedno sa signalom šuma, ili česticom koja se nije mogla do kraja rekonstruirati. Taj je doprinos aproksimiran linearnom funkcijom na koju je onda superponirana opisana eksponencijalna funkcija tročestičnog šuma.

Jednom kad je oblik pozadine fiksiran, programskim paketom za prilagodbu složenih spektara prilagođujemo odjednom sve vrhove u zadanom energijskom rasponu. Pri tom je potrebno odabrati broj vrhova koje želimo prilagoditi, te okvirno navesti njihove centroide.

Parametri tako dobivene prilagodbe (energije i širine vrhova s pripadnim pogreškama) pouzdani su, jer uzimaju u obzir i bliske vrhove i složenu pozadinu čiji je oblik unaprijed zadan.

Kod koincidentnih mjerenja spektri energije pobuđenja napravljeni su s oštrim rezovima na Romano-plot ili Q-spektar, pa je i pozadina takvih spektara mala. Osim toga, ona jako ovisi o kombinaciji detektora koju gledamo. Tu nije bilo potrebe za modeliranjem fizikalne pozadine, već su kod prilagodbe vrhova korištene jednostavne funkcije: Gaussova funkcija, superpozicija dva Gaussa, Gaussova + linearna funkcija i slično.

5 REZULTATI MJERENJA

S jezgrama ^{10}B u ulaznom kanalu, koje pokazuju karakteristike i klasterske i ljuskaste strukture, na dovoljno visokoj energiji snopa moguća je proizvodnja čitavog niza zanimljivih izlaznih kanala. Pri tome dominiraju reakcije prijenosa jednog i dva nukleona, ali pokazalo se da vrlo veliku statistiku imaju i kanali kod kojih se prenose tri, četiri ili čak 6 nukleona, čime su dobivena zanimljiva pobuđenja u izotopima dušika i kisika. Produkti nastalih reakcija, bilo da su čestično stabilni ili se raspadaju na lakše jezgre, detektirani su sustavom prilagođenim koincidentnim mjerenjima. Iako je eksperiment planiran i za mjerenje četveročestičnih koincidencija, kao što je raspad pobuđenih stanja jezgre ^{10}C na 2α i $2p$, statistika tih i više-čestičnih kanala bila je nedovoljna da bi se rekonstruirale energije pobuđenja odgovarajućih jezgara. Jedan razlog tomu svakako je i gruba segmentiranost ΔE-detektora, zbog čega su neki događaji odbačeni zbog konflikta adc-kanala ili zbrajanja signala u kvadrantima tankih detektora Procjenjuje se da bi se veći broj koincidencija na istim energijama snopa dobio u slučaju kad bi prednji detektori bili postavljeni na malo veće kuteve, ali bliže meti, čime bi broj pogodaka u detektore ostao isti, a povećao se broj dobro rekonstruiranih događaja.

Analizu dobivenih podataka radila sam u programskom jeziku Python, koji omogućuje laku manipulaciju podacima, direktno korištenje ROOT funkcija i struktura podataka kroz ekstenziju PYROOT, te laku paralelizaciju procesa. U radu sam koristila i matematičke i optimizacijske module *numpy* i *scipy*. Svaki dio analize, od samog odabiranja dobrih događaja, kalibracije, te analize podataka kanal po kanal napravljen je ispočetka za potrebe ovog doktorata. Brojne Python skripte, koje su nastale u tom procesu, osiguravaju ponovljivost prikazanih rezultata i iskoristive su za analizu sličnih mjerenja.

U ovom poglavlju bit će sistematično dani svi eksperimentalni rezultati koje je bilo

moguće izdvojiti iz skupljenih podataka. Bit će opisan i postupak njihovog dobivanja, te naznačeno koji su grafički rezovi pri tom korišteni i koje Q-vrijednosti uključene. Pojedini simetrični kanali bit će, zbog preglednosti, prikazani zajedno. Najprije su dani jednostruki događaji, s kutnim raspodjelama za elastično i neelastično raspršenje, zatim dvočestične koincidencije, kojih ima daleko najviše. Posebna točka objedinjuje sve kanale koji u izlaznom kanalu imaju *p* ili *d*, ali relativno malu statistiku i tu su dani samo najvažniji rezultati. Poglavlje završava sa tročestičnim koincidencijama.

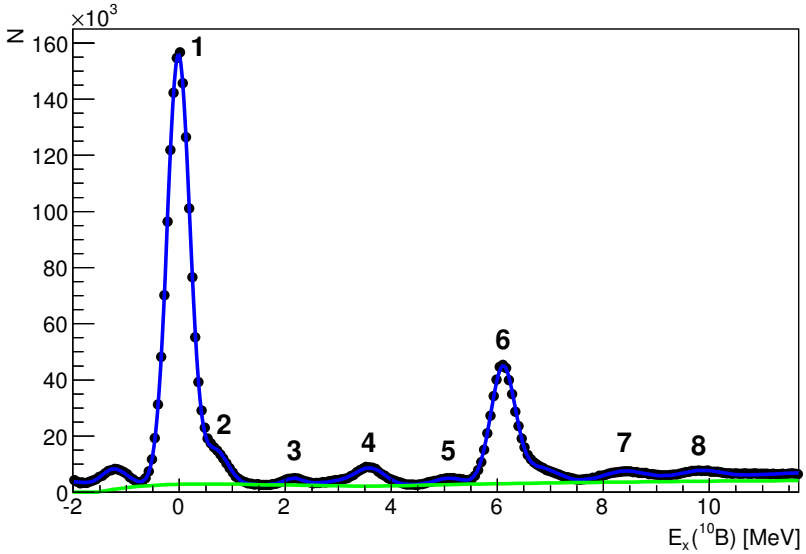
5.1 Jednostruki događaji

5.1.1 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{10}B + ^{10}B

Inkluzivni spektri detektiranog ^{10}B zajedno s 2D prikazom θ - E_x već je dan kod rasprave o nečistoćama u metama na slici 4.13, pa ovdje donosimo odmah prilagođeni spektar (slika 5.1). Spektar pobuđenja jezgre ^{10}B pomaknut je za 50 keV ulijevo, kako bi osnovno stanje palo točno na 0.0 MeV. Više razloga može dovesti do ukupnog pomaka spektra energija pobuđenja: debljina mete, nečistoće u meti, nesavršena kalibracija itd. Energije i širine stanja koja se nedvojbeno mogu pripisati pobuđenjima jezgre ^{10}B, dane su u tablici 5.1. U ovom kanalu, kao i u svim kanalima s inkluzivnim spektrima, dobivene vrijednosti zaokružene su na decimalu određenu pogreškom funkcije prilagodbe (gaussijana). Kod komentiranja stanja u tekstu, ukoliko su to stanja jednoznačno prepoznata kao prihvaćena stanja iz baze TUNL ([70]), koristit će se tablične vrijednosti.

Ono što na prvi pogled vidimo je jako pobuđenje osnovnog, te stanja na 6.1 MeV (koje je kombinacija tri stanja bliske energije), dok su ostala stanja slabije pobuđena i jedva se mogu izdvojiti iz gotovo konstantne pozadine. Kod diskutiranja stanja pobuđenja u jednostrukim događajima, moramo provjeriti i mogućnost uzajamnih pobuđenja (*engl.* mutual exitations) obje čestice u izlaznom kanalu. Tako vrhovi označeni brojevima 7 i 8 na slici 4.13, osim pobuđenjima navedenim u tablici 5.1 kod kojih jedan ^{10}B ostaje u osnovnom stanju, mogu odgovarati i uzajamnim pobuđenjima stanja na E_x = 3.6 i 5.1 MeV ili E_x = 2.15 i 6.1 MeV kod vrha 7, te stanja na E_x = 3.6 i 6.1 MeV kod vrha 8, što je u tablici naznačeno.

Također, što je naročito zanimljivo, dio događaja u vrhu 4 može dolaziti i od pobuđenja obje čestice u T = 1 stanje na 1.74 MeV, što odgovara reakciji dvostrukog izokretanja



Slika 5.1: Spektar energije pobuđenja jezgre ^{10}B iz reakcije ^{10}B(^{10}B, ^{10}B)^{10}B, na energiji snopa 72.2 MeV, prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum, opisan u točki 4.5. Brojevima su označeni vrhovi dani u tablici 5.1

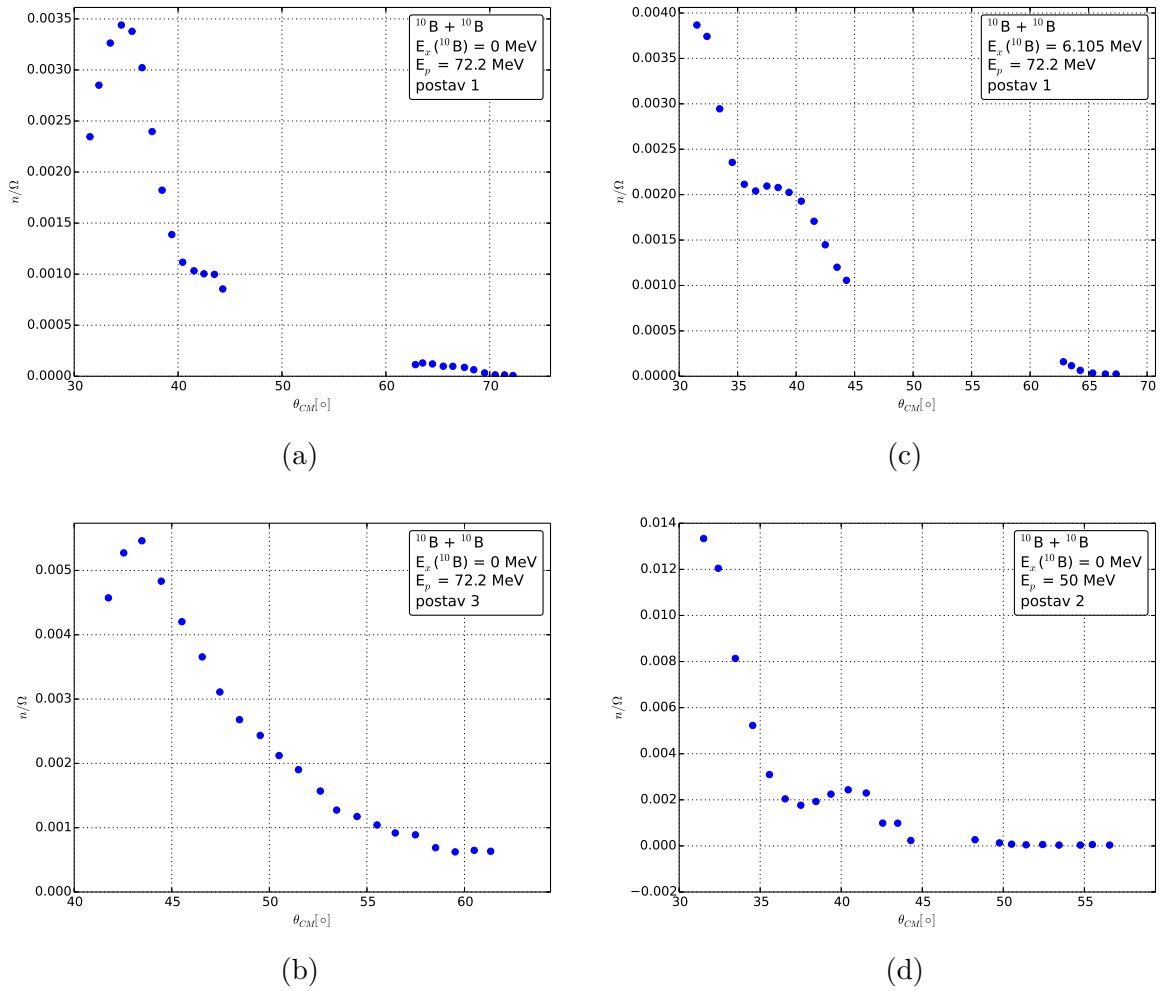
spina i izospina ^{10}B(^{10}B, ^{10}B$_{T=1}$)^{10}B$_{T=1}$ (Q = -3.48 MeV), kakva je i reakcija ^{10}B(^{10}B, ^{10}Be$_{T=1}$)^{10}C$_{T=1}$ (Q = -4.204 MeV). Takve reakcije mogu dati uvid u $(\sigma_i \cdot \sigma_j)(\tau_i \cdot \tau_j)$ član efektivnog nukleon-nukleon potencijala.

vrh	E$_{fit}[MeV]$	σ [MeV]	E$_{TUNL}$ [MeV]	J$^\pi$
1	0.0	0.213	0.0	3^+
2	0.69±0.01	0.226	0.71835	1^+
3	2.153±0.003	0.179	2.1543	1^+
4	3.617±0.002	0.268	3.587	2^+
5	5.076±0.004	0.264	5.11, 5.164, 5.180	2^-, 2^+, 1^+
6	6.105±0.001	0.228	5.92, 6.025, 6.127	2^+, 4^+, 3^-
7	8.407±0.004	0.398	8.68 (4⊗5, 3⊗6)	3^+
8	9.810±0.005	0.400	9.58, 10.84 (4⊗6)	-

Tablica 5.1: Dobivene energije pobuđenja ^{10}B (E$_{fit}$ je srednja vrijednost gaussijana, a σ odgovarajuća standardna devijacija), i usporedba s poznatim vrijednostima [70].

Kako bi se procijenilo koliki udio događaja u vrhu na ≈3.6 MeV u ^{10}B potiče od spomenute, zanimljive reakcije, uspoređen je broj događaja u tom vrhu s brojem događaja u vrhu koji odgovara osnovnom stanju jezgre ^{10}C iz reakcije ^{10}B(^{10}B, ^{10}Be$_{T=1}$)^{10}C$_{T=1}$.

Na temelju pretpostavke da bi broj događaja u stanjima koja odgovaraju tim dvjema reakcijama trebao biti podjednak, procijenjeno je da u vrhu na $E_x(^{10}B) = 3.6$ MeV ima manje od 1% događaja koji dolaze iz reakcije dvostrukog okretanja spina i izospina.



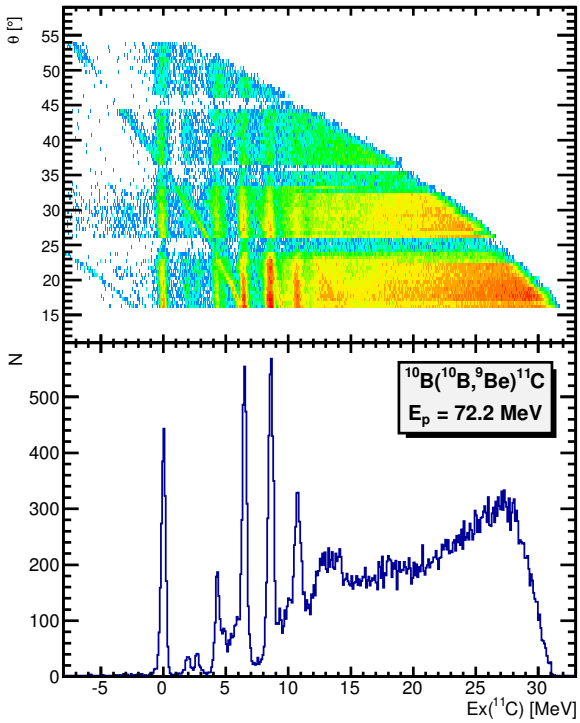
Slika 5.2: (a) Kutna raspodjela elastičnog raspršenja na $E_p = 72.2$ MeV, postav 1; (b) kutna raspodjela elastičnog raspršenja na $E_p = 72.2$ MeV, postav 3; (c) Kutna raspodjela za reakciju ^{10}B(^{10}B, ^{10}B)^{10}B(E_x = 6.1 MeV) na $E_p = 72.2$ MeV, postav 1; (d) kutna raspodjela elastičnog raspršenja na $E_p = 50$ MeV, postav 2;

Za najjače pobuđena stanja, osnovno i stanje na 6.1 MeV, koja dobro vidimo u svim detektorima i postavima, zanimljivo je pogledati i kutne raspodjele. Diferencijalni udarni presjek dan izrazom 3.21 nije bilo moguće izračunati zbog toga što nismo vodili evidenciju o naboju skupljenom u Faradayevoj čaši za vrijeme mjerenja. Razlog tomu je činjenica da je očitovanje naboja (i interpretacija) kod snopova kakav smo koristili u ovom mjerenju netrivijalno. Stoga je moguće izračunati samo veličinu proporcionalnu udarnom presjeku, danu u proizvoljnim jedinicama, n/Ω, koja je dana brojem događaja u pojedinom pikselu podijeljenim s prostornim kutem tog piksela. Ta je veličina zatim usrednjena po svim

pikselima unutar raspona od 1° u sustavu centra mase.

Tako dobivene kutne raspodjele dane su na slici 5.2, za elastično raspršenje na dvije energije snopa i tri postava, a za neelastično raspršenje s pobuđenjem ^{10}B na $E_x = 6.1$ MeV samo na višoj energiji snopa u postavu 1. Raspodjele su glatke krivulje s maksimumom na prednjim kutevima koje pokrivaju detektori D2 i D3, te pokazuju difrakcijski uzorak, kao što se i očekuje u elastičnom i neelastičnom kanalu.

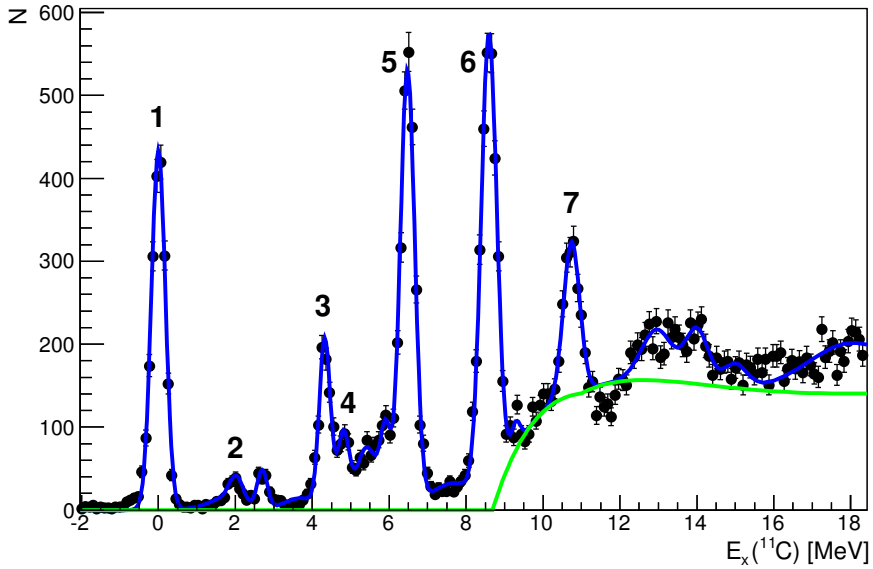
5.1.2 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{9}Be + ^{11}C (Q = 2.102 MeV)



Slika 5.3: Pobuđenja jezgre ^{11}C dobivena iz detektirane jezgre ^{9}Be, na energiji snopa 72.2 MeV; *(gore)* 2D histogram θ - $E_x(^{11}C)$, gdje je θ laboratorijski kut detektirane čestice ^{9}Be; *(dolje)* Histogram energija pobuđenja jezgre ^{11}C.

Inkluzivni spektri detektiranog ^{9}Be jasno pokazuju pobuđenje niza stanja jezgre ^{11}C (slika 5.3). Dobiveni spektar pomaknut je za 0.196 MeV u lijevo, kako bi osnovno stanje jezgre ^{11}C palo točno na 0.0 MeV. Prilagodba stanja na složenu funkciju koja uključuje Gaussove vrhove i uzima u obzir eksponencijalni tročestični šum prikazana je na slici 5.4, a energije i širine dobivenih stanja popisane su u tablici 5.2.

U skladu s ranim mjerenjima protonske jednočestične snage putem reakcije ^{10}B(^{3}He,d)^{11}C [76], [77] i reakcije ^{10}B(d,n)^{11}C [78], [79], u ovom su mjerenju vrlo jako pobuđena stanja



Slika 5.4: Spektar energije pobuđenja jezgre ^{11}C iz reakcije ^{10}B(^{10}B, ^{9}Be)^{11}C, na energiji snopa 72.2 MeV, prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum, opisan u točki 4.5. Brojevima su označeni vrhovi dani u tablici 5.2

na E$_x$(^{11}C) = 0.0, 4.32, 6.48, 8.42 i 8.65 MeV (posljednja dva su nerazlučena), dok se naziru i stanja na 2.00 i 4.81 MeV. Iz 2D-histograma θ - E$_x$ vidi se kako se stanja do ≈8 MeV pobuđuju u svim detektorima, a ona iznad toga samo u 2. i 3. detektoru, što je u skladu s kutnom raspodjelom detektiranog ^{9}Be. Također je jasno da vrh na E$_x \approx$ 3 MeV, kao i široke strukture na 13 - 15 MeV, ne odgovaraju ovdje pretpostavljenoj reakciji ^{10}B(^{10}B,^{9}Be)^{11}C.

vrh	E$_{fit}[MeV]$	σ [MeV]	E$_{TUNL}$ [MeV]	J$^\pi$
1	0.0	0.181	0.0	$3/2^-$
2	2.023±0.004	0.183	2.0	$1/2^-$
3	4.328±0.001	0.144	4.3188	$5/2^-$
4	4.805±0.001	0.150	4.8042	$3/2^-$
5	6.4760±0.0002	0.190	6.478	$7/2^-$
6	8.594±0.001	0.205	8.420, 8.654	$5/2^-$, $7/2^+$
7	10.742±0.001	0.214	10.679	$9/2^+$

Tablica 5.2: Dobivene energije pobuđenja ^{11}C i usporedba s poznatim vrijednostima [70]

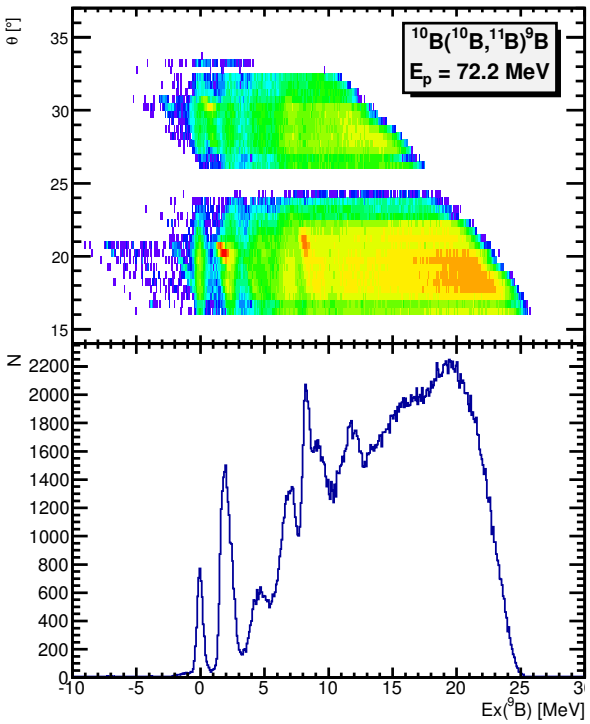
Posebno je zanimljivo vrlo jako pobuđeno stanje na E$_x$(^{11}C)= 10.74 MeV, koje se ovdje

vidi prvi put u inkluzivnim spektrima prijenosa protona na ^{10}B.

Stanje $3/2^-$ na E_x= 8.10 MeV pobuđeno je vrlo slabo (ili nimalo), posve u skladu s njegovom predloženom egzotičnom strukturom [1], koju je teško pobuditi jednostavnim prijenosom jednog nukleona. Diskusiji ovog i ostalih stanja jezgre ^{11}C na višoj energiji pobuđenja vratit ćemo se pri razmatranju koincidentnih spektara.

5.1.3 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{11}B + ^{9}B (Q = 3.017 MeV)

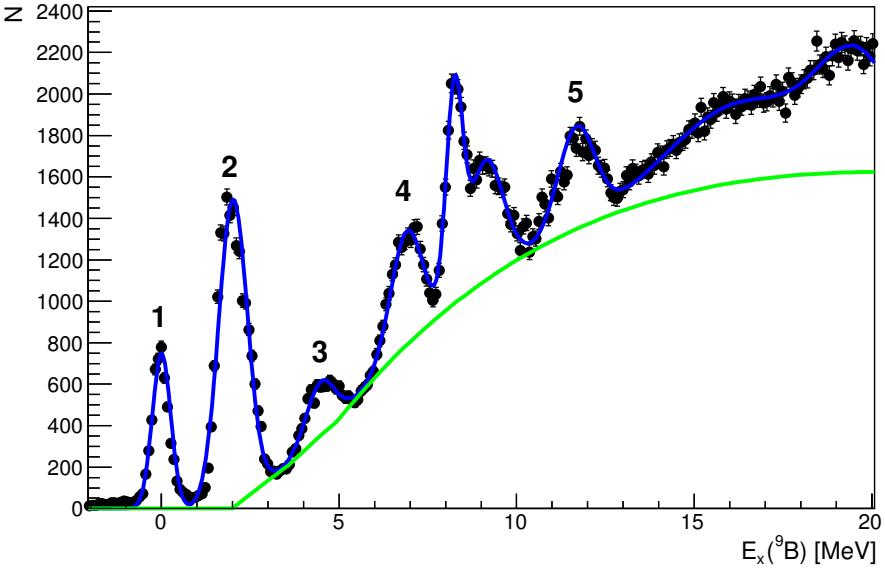
S obzirom da ^{9}B nije čestično stabilna jezgra, u ovom kanalu moguće je detektirati samo ^{11}B, te iz njega izračunati spektar pobuđenja kanala ^{11}B + ^{9}B (slika 5.5). Budući da ^{11}B ima niz čestično stabilnih pobuđenih stanja u energijskom području $\lesssim$ 10 MeV, dio vrhova $E_x(^9\text{B})$ odgovarat će pobuđenjima jezgre ^{11}B, ili se miješati s njima, proširujući vrhove. Kako je ^{11}B moguće detektirati samo u prednjim kutevima, a odvajanje s puno jače pobuđenim ^{10}B grafičkim rezovima nije uvijek jednostavno, u ovom su kanalu, prvenstveno zbog statistike, uključeni i jednostruki događaji iz koincidentnih mjerenja. To su događaji koji su u detektorski sustav upadali u paru ili sa signalom šuma ili sa barem jednom



Slika 5.5: Pobuđenja jezgre ^{9}B dobivena iz detektirane jezgre ^{11}B, na energiji snopa 72.2 MeV *(gore)* 2D histogram θ - $E_x(^9\text{B})$; *(dolje)* Histogram energija pobuđenja jezgre ^{9}B.

česticom koja se nije mogla rekonstruirati. To znatno mijenja odnos broja događaja u pojedinim detektorima, kao i oblik pozadine, koja sad već od energije pobuđenja 0 MeV vrlo oštro raste, kako vidimo na slikama 5.5 i 5.6.

Vrhovi koji se mogu barem djelomično pridjeliti pobuđenjima ^{9}B označeni su brojevima na slici 5.6 i dani u tablici 5.3. Spektar nije translatiran u energiji kako bi osnovno stanje palo točno na nulu, ali je pri izradi kombinirane funkcije za prilagodbu vrhova pretpostavljeno da se sredina vrha osnovnog stanja ^{9}B nalazi između 0 i 30 keV



Slika 5.6: Spektar energije pobuđenja jezgre ^{9}B iz reakcije ^{10}B(^{10}B, ^{11}B)^{9}B na energiji snopa 72.2 MeV, prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum, opisan u točki 4.5. Brojevima su označeni vrhovi dani u tablici 5.3

vrh	$E_{fit}[MeV]$	σ [MeV]	E_{TUNL} [MeV]	J^{π}
1	0.0	0.259	0.0	$3/2^{-}$
2	2.009±0.003	0.399	2.361	$5/2^{-}$
2*	2.35±0.01	0.457	2.361	$5/2^{-}$
3	4.483±0.02	0.415	4.3	-
4	6.900±0.003	0.440	6.97	$7/2^{-}$
5	11.68±0.02	0.510	11.65	$(9/2^{-})$

Tablica 5.3: Dobivene energije pobuđenja ^{9}B i usporedba s poznatim vrijednostima [70]

Prvo pobuđeno stanje jezgre ^{9}B, koje se po nedavnim prijedlozima nalazi na E_x = 1.85 MeV [80], ili Ex = 0.8 - 1.0 MeV [81], uopće se ne nazire u spektru. To je u skladu s predloženom molekulskom strukturom tog stanja (s protonom u σ-orbitali), odnosno kompliciranom ljuskastom strukturom [82].

Vrh na energiji pobuđenja ∼2 MeV proširen je zbog toga što u njega ulaze dvije komponente, kako vidimo na 2D histogramu θ - E_x 5.5, od kojih jedna ne pripada ovom kanalu i proširuje vrh, te mu pomiče sredinu prema nižim vrijednostima. S obzirom da je u detektoru 3, koji odgovara gornjem dijelu 2D histograma, moguće jasno razdvojiti te dvije komponente, prilagodba tog vrha napravljena je i samo u detektoru 3, što je u tablici 5.3 označeno sa zvjezdicom. Riječ je o stanju koje je u ovom kanalu najjače pobuđeno stanje, a odgovara $5/2^-$ rotacijskom pobuđenju osnovnog stanja jezgre ^{9}B. Pobuđenje na 11.68 MeV kandidat je za četvrtog člana rotacijske vrpce: $9/2^-$.

Jako pobuđeno stanje na 6.90 MeV kombinacija je stanja 6.97 u ^{9}B i 6.74 u ^{11}B, dok složeni vrh na 8 - 9 MeV ne odgovara stanjima u jezgri ^{9}B i vjerojatno je posljedica pobuđenja stanja ^{11}B na tim energijama.

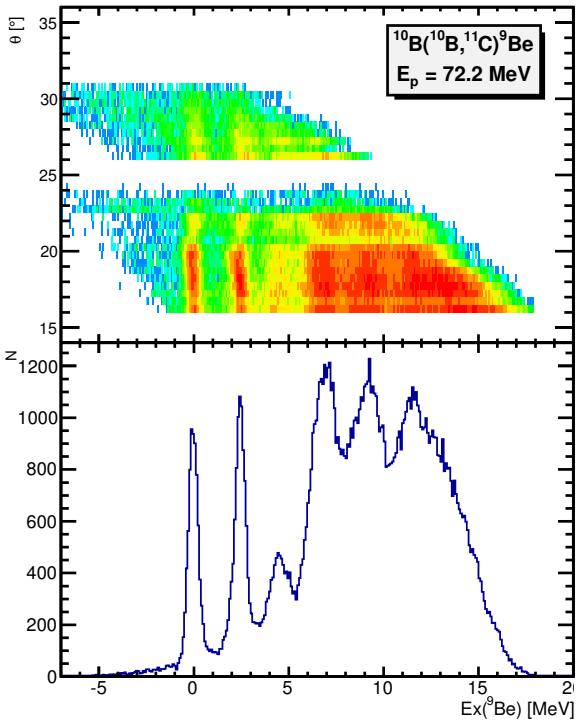
5.1.4 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{11}C + ^{9}Be (Q = 2.103 MeV)

Zrcalni kanal ^{10}B(^{10}B,^{11}C)^{9}Be prikazan je na slici 5.7. Vrhovi koji se mogu pridjeliti pobuđenjima ^{9}Be označeni su brojevima na slici 5.8 i dani u tablici 5.4. Ponovno je, kao i u prethodnom kanalu, pri izradi kombinirane funkcije za prilagodbu vrhova pretpostavljeno da se sredina vrha osnovnog stanja ^{9}B nalazi između 0 i 30 keV

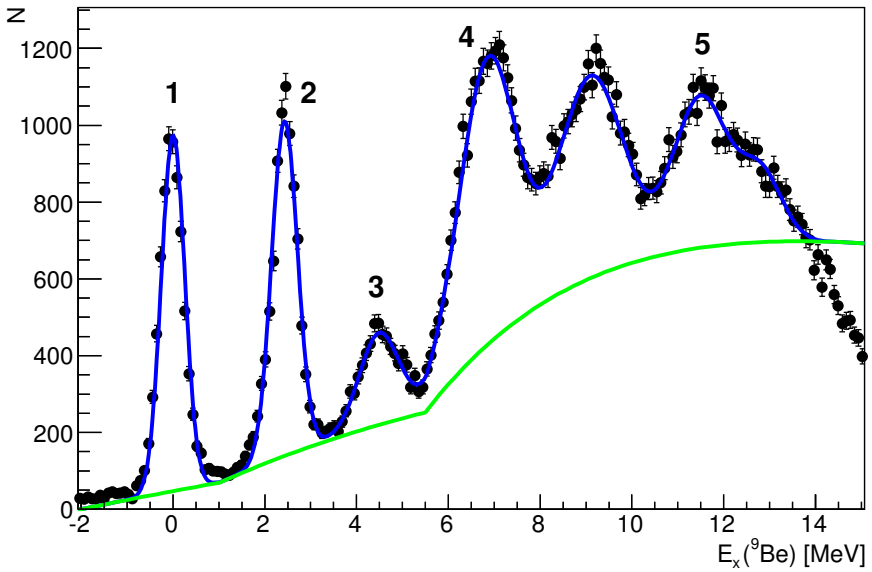
Ono što se na prvi pogled može zaključiti je da spektri energije pobuđenja jezgara ^{9}Be i ^{9}B pokazuju pobuđenja skoro istih stanja.

Osim osnovnog stanja, snažno je pobuđeno stanje $5/2^-$ na 2.43 MeV-a, te $3/2^+$ na 4.73 MeV, dok je široki vrh na oko 6.8 MeV kombinacija stanja $7/2^-$ i $9/2^+$. Na višim energijama dolazi do miješanja više stanja koja pripadaju ovom kanalu i nekih koja ne pripadaju, kako vidimo na 2D histogramu θ - E_x (slika 5.7).

Najzanimljivije od tih stanja je ono na 11.49 MeV, koje bi moglo biti $9/2^-$ član rotacijske vrpce osnovnog stanja ^{9}Be, kojoj pripadaju još i stanja $5/2^-$ na 2.43 MeV, te $7/2^-$ na 6.4 MeV. Stanje na 11.3 MeV u literaturi još uvijek nije definirano kao stanje $9/2^-$, ali ovaj rezultat to svakako sugerira.



Slika 5.7: Pobuđenja jezgre ^{9}Be dobivena iz detektirane jezgre ^{11}C, na energiji snopa 72.2 MeV *(gore)* 2D histogram θ - E$_x$(^{9}Be); *(dolje)* Histogram energija pobuđenja jezgre ^{9}Be.



Slika 5.8: Prilagodba spektra energije pobuđenja jezgre ^{9}Be prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum, opisan u točki 4.5. Brojevima su označeni vrhovi dani u tablici 5.4

vrh	$E_{fit}[MeV]$	σ [MeV]	E_{TUNL} [MeV]	J^π
1	0.0	0.255	0.0	$3/2^-$
2	2.429±0.004	0.280	2.429	$5/2^-$
3	4.49±0.02	0.434	4.73	$3/2^+$
4	6.850±0.004	0.630	6.38, 6.76	$7/2^-$, $9/2^+$
5	11.49 ±0.02	0.597	11.283	$(9/2^-)$

Tablica 5.4: Dobivene energije pobuđenja ^{9}Be i usporedba s poznatim vrijednostima [70]

Kao što smo i očekivali, prvo pobuđeno stanje ($1/2^+$ na 1.68 MeV) se u ovom kanalu ne vidi, kao ni kod ^{9}B.

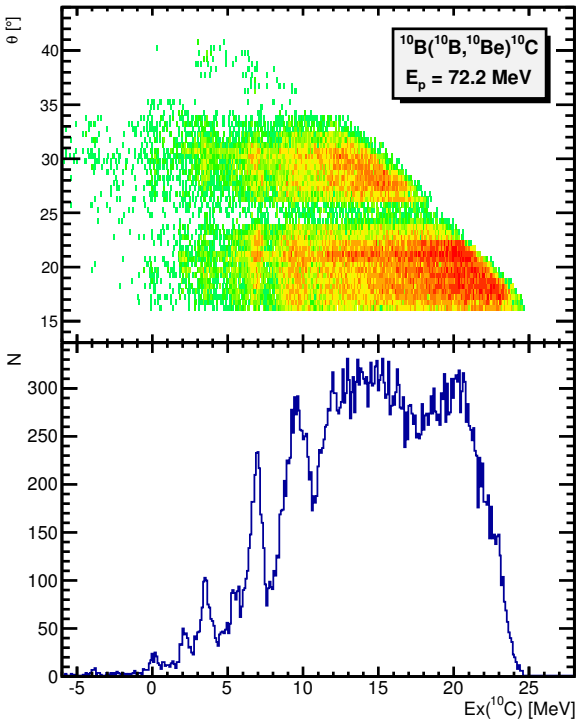
5.1.5 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{10}Be + ^{10}C (Q = -4.205 MeV)

Kanal ^{10}B + ^{10}B → ^{10}Be + ^{10}C iznimno je zanimljiv zbog nabojne simetrije ulaznog i izlaznog kanala, kao i samih dvaju jezgara u izlaznom kanalu. Zbog negativne Q-vrijednosti reakcije, stvoreni ^{10}C se zaustavljao u ΔE-detektorima, pa u ovom kanalu imamo inkluzivne spektre samo za detektirani ^{10}Be (slike 5.9 i 5.11). Stanja koja barem dijelom možemo pripisati pobuđenju ^{10}C označena su brojevima i popisana u tablici 5.5. Kod prilagodbe vrhova spektar je pomaknut za 150 keV ulijevo.

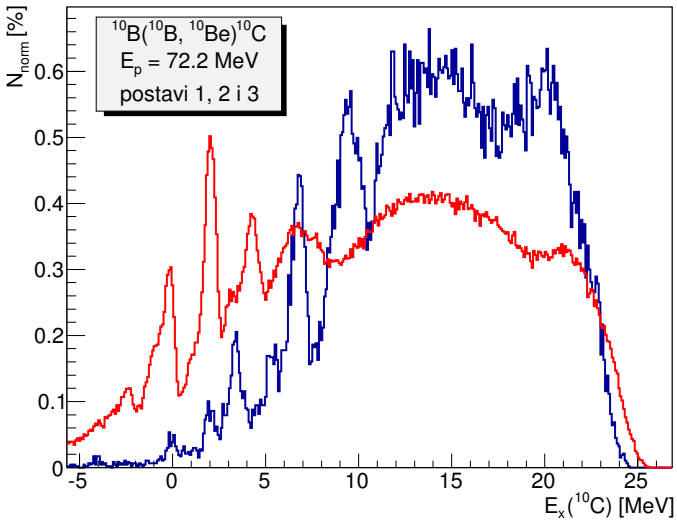
S obzirom da je grafički bilo vrlo teško odvojiti događaje koji odgovaraju jezgrama ^{10}Be od bliskih ^{9}Be, bilo je potrebno provjeriti dolaze li neki od vrhova koje vidimo u pobuđenju ^{10}C isključivo od ^{9}Be koji je upao u grafički rez za ^{10}Be. To je napravljeno tako što su kod računanja energije pobuđenja ^{10}C umjesto događaja iz grafičkog reza za ^{10}Be, uzeti oni iz grafičkog reza za ^{9}Be, dok je sve drugo ostavljeno isto. Na slici 5.10 dani su zajedno histogrami energije pobuđenja ^{10}C dobiveni iz detektiranog ^{10}Be i ^{9}Be, normirani tako da je maksimalni broj događaja u oba slučaj izjednačen s jedinicom.

Stanja za koja možemo tvrditi da potiču od ^{9}Be koji je upao u grafički rez za ^{10}Be i ne pripadaju pobuđenjima jezgre ^{10}C, su svakako stanje na 2.12 MeV, koje dolazi isključivo od ^{9}Be, te djelomično stanja na 3.5 i 6.88 MeV.

Jednom kad odvojimo stanja koja zasigurno pripadaju ovom kanalu, njihova interpretacija svejedno nije jednostavna. Stanje ovdje viđeno na $E_x = 3.51$ MeV, osim pobuđenju jezgre ^{10}C (3.35 MeV), može odgovarati i pobuđenju jezgre ^{10}Be (3.37 MeV). Ta su pobu-

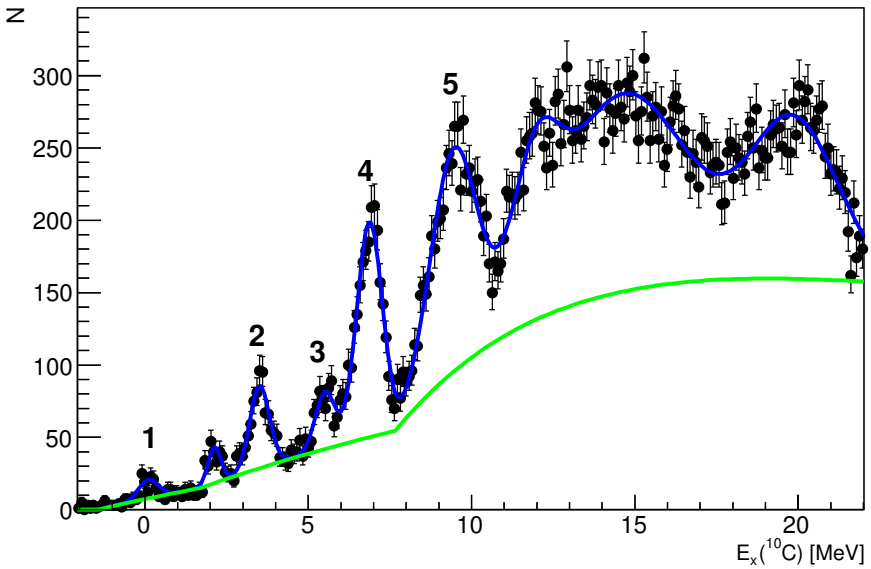


Slika 5.9: Pobuđenja jezgre ^{10}C dobivena iz detektirane jezgre ^{10}Be, na energiji snopa 72.2 MeV *(gore)* 2D histogram θ - E$_x$(^{10}C); *(dolje)* Histogram energija pobuđenja jezgre ^{10}C.



Slika 5.10: (*plava linija*) pobuđenja jezgre ^{10}C dobivena iz detektiranog ^{10}Be, na energiji snopa 72.2 MeV; (*crvena linija*) "lažna" pobuđenja jezgre ^{10}C koja su posljedica jezgri ^{9}Be upalih u grafički rez za ^{10}Be, na energiji snopa 72.2 MeV. Oba su histograma normirana na broj događaja N$_{max}$ = 1.

đenja skoro jednakih energija zbog zrcalne strukture ovih jezgara. Jako pobuđeno stanje (ili više njih) na E$_x$= 5.53 MeV-a je zasigurno stanje jezgre ^{10}C (analogno stanje u ^{10}Be



Slika 5.11: Spektar energije pobuđenja jezgre ^{10}C prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum, opisan u točki 4.5. Brojevima su označeni vrhovi dani u tablici 5.5.

nalazi se nekih 600-800 keV-a više). Stanje na 6.88 MeV, osim pobuđenju 2^+ jezgre ^{10}C, može odgovarati i uzajamnom pobuđenja stanja na 3.35 MeV u ^{10}C i stanja na 3.37 MeV u ^{10}Be. Široko stanje na E_x= 9.45 MeV također pripada ovom kanalu, što lijepo vidimo na 2D histogramu θ - E_x (5.9), no može odgovarati i kombiniranom pobuđenju ^{10}Be i ^{10}C stanja.

vrh	$E_{fit}[MeV]$	σ [MeV]	E_{TUNL} [MeV]	J^π
1	0.0	0.300	0.0	0^+
2	3.51±0.02	0.314	3.3536	2^+
3	5.53±0.04	0.349	5.22, 5.38	-
4	6.88±0.01	0.386	6.580	2^+
5	9.45 ±0.04	0.738	≈9, ≈10	-

Tablica 5.5: Dobivene energije pobuđenja ^{10}C i usporedba s poznatim vrijednostima [70]. Zbog mogućih različitih scenarija dobivanja pojedinih stanja, ovo je samo najvjerojatnije pridruživanje eksperimentalnih i teorijskih vrijednosti.

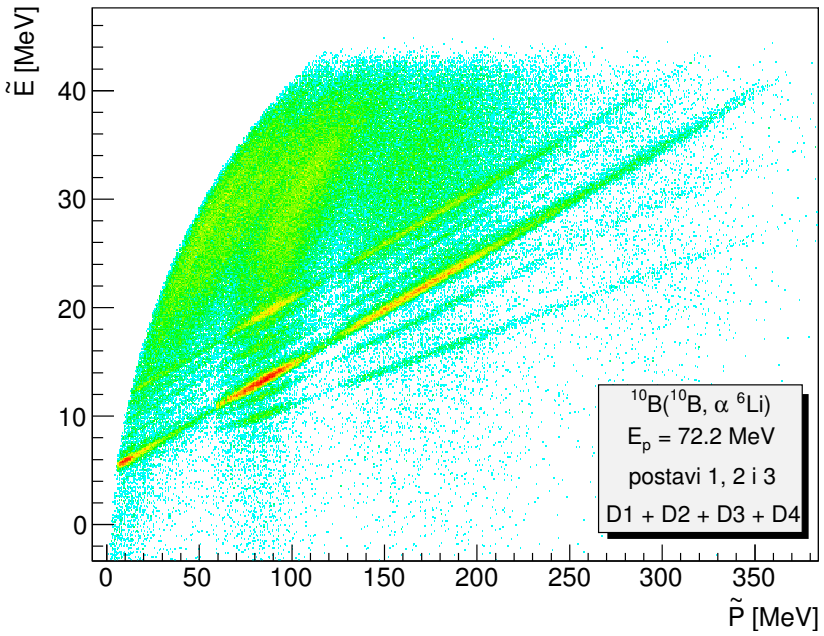
5.2 Dvočestične koincidencije

5.2.1 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{6}Li + ^{4}He + ^{10}B (Q = -4.461 MeV)

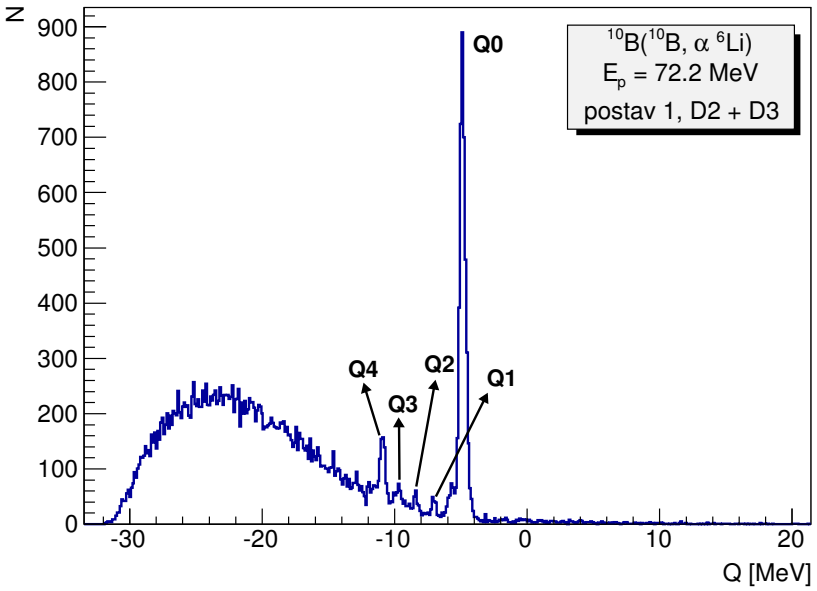
Romano-plot 5.12 koji odgovara detektiranim jezgrama ^{6}Li i ^{4}He jasno pokazuje čitav niz pravaca koji odgovaraju pojedinim tročestičnim reakcijama. Najviše pravaca odgovara reakcijama na ^{10}B u meti - njih 5 projiciranjem daje 5 vrhova u Q-spektru, s centroidima Q0= -4.86 MeV, Q1= -7.06 MeV, Q2= -8.42 MeV, Q3= -9.8 MeV i Q4= -10.93 MeV (slika 5.13).

Vrhove u Q-spektrima uvijek ćemo označavati po redu počevši od najviše Q vrijednosti (Q0), prema nižim vrijednostima (Q1, Q2, Q3 ...). To ne znači da su to pobuđenja dane jezgre popisana po redu od osnovnog stanja prema višim pobuđenjima, već su to samo oznake vrhova koje vidimo u Q-spektru, s obzirom da selektivno pobuđujemo samo pojedina stanja.

Prva po redu i najviša Q-vrijednost -4.86 MeV odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, α^{6}Li)^{10}B u kojoj je nedetektirani ^{10}B ostao u osnovnom stanju. Ostala 4 vrha u Q-spektru odgovaraju stanjima nedetektiranog ^{10}B na E_x= 2.15 MeV (1^+), 3.59 MeV (2^+), te nekoliko



Slika 5.12: Romano-plot detektiranih α i ^{6}Li, za mjerenja na 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora.

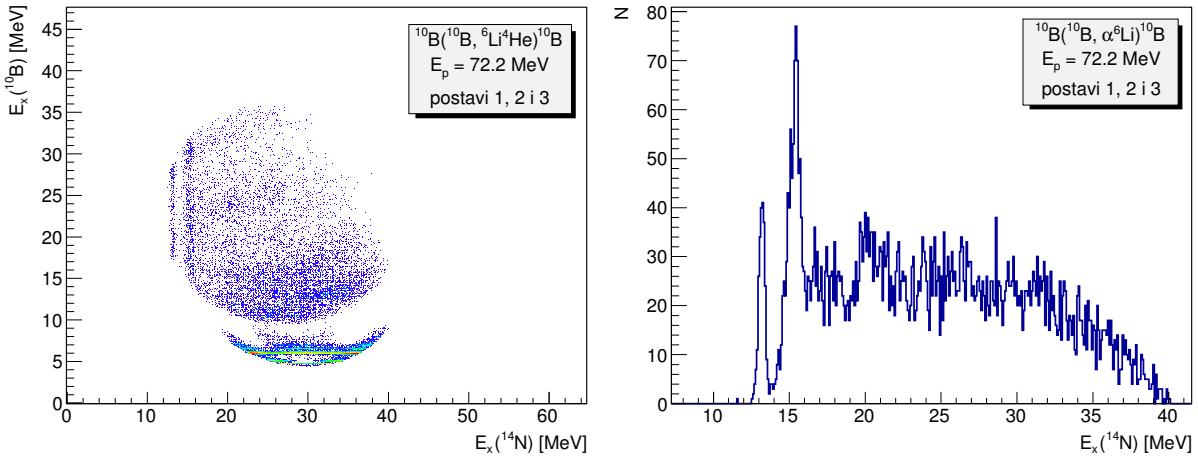


Slika 5.13: Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, α^{6}Li) na energiji snopa 72.2 MeV, gdje su ^{6}Li i ^{4}He detektirani na 20°.

nerazlučivih stanja na oko E$_x$= 4.9 i 6.0 MeV. Osim navedenih, nazire se i stanje na E$_x$= 0.7 MeV, no s očito manjom statistikom, tako da ga je nemoguće razdvojiti od puno jače pobuđenog osnovnog stanja. Sva navedena stanja imaju izospin T= 0, dok se pobuđenja sa T= 1 (E$_x$= 1.74 i 5.16 MeV) u ovom kanalu ne vide.

Osim reakcija na jezgrama ^{10}B u meti, na Romano-plotu vidimo i tri pravca drukčijeg nagiba: dva odgovaraju reakcijama na ugljiku iz formvara ^{12}C(^{10}B, α^{6}Li)^{12}C, gdje je nedetektirani ^{12}C u osnovnom i prvom pobuđenom stanju, a treći (najniži pravac) dolazi od reakcije na kisiku u meti ^{16}O(^{10}B, α^{6}Li)^{16}O, sa ^{16}O u osnovnom stanju. Te tri reakcije analogne su razbijanju ^{10}B→^{6}Li + ^{4}He i njihovi pravci na Romano-plotu sijeku se u istoj točki, kojoj odgovara Q= -4.46 MeV.

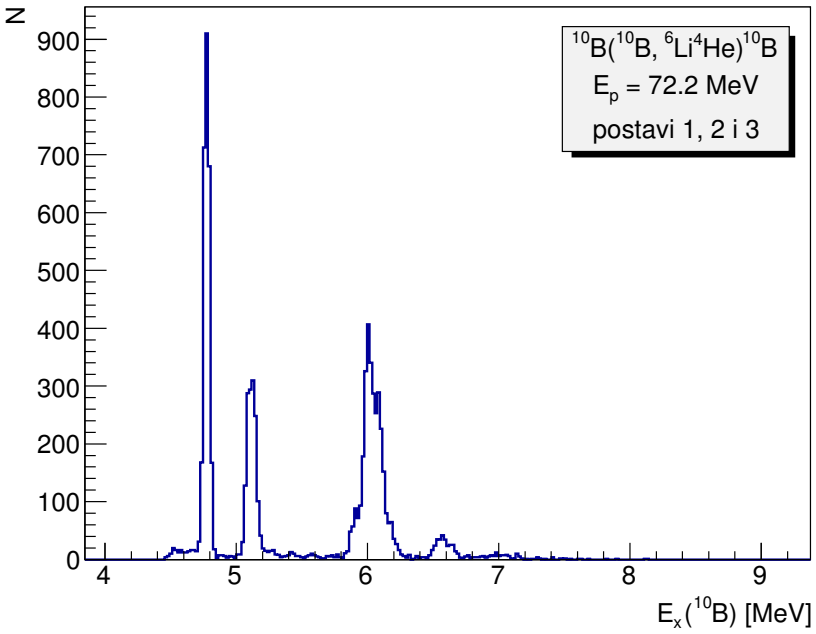
Odaberemo li samo jedan pravac u Romano plotu, ili samo jedan vrh na Q-spektru, koji odgovaraju samo jednom stanju nedetektiranog ^{10}B, možemo izračunati relativne energije između izlaznih čestica, kako je opisano u točki 3.3.2. 2D-histogrami relativnih energija između izlaznih čestica, od koji je jedan dan na slici 5.14a, jasno pokazuju prisustvo više međustanja ^{10}B, te dva stanja koja odgovaraju pobuđenju ^{14}N, na E$_x$(^{14}N)= 13.2 i 15.39 MeV. Ta dva stanja možemo lijepo izdvojiti ako stavimo uvjet na E$_x$(^{10}B) > 15 MeV, što je prikazano na slici 5.14b. Ona odgovaraju slučajevima kad je ^{6}Li detektiran na većim kutevima, pretežno u detektorima D1 i D4. Za strukturu tih stanja bitno je da se



(a) (b)

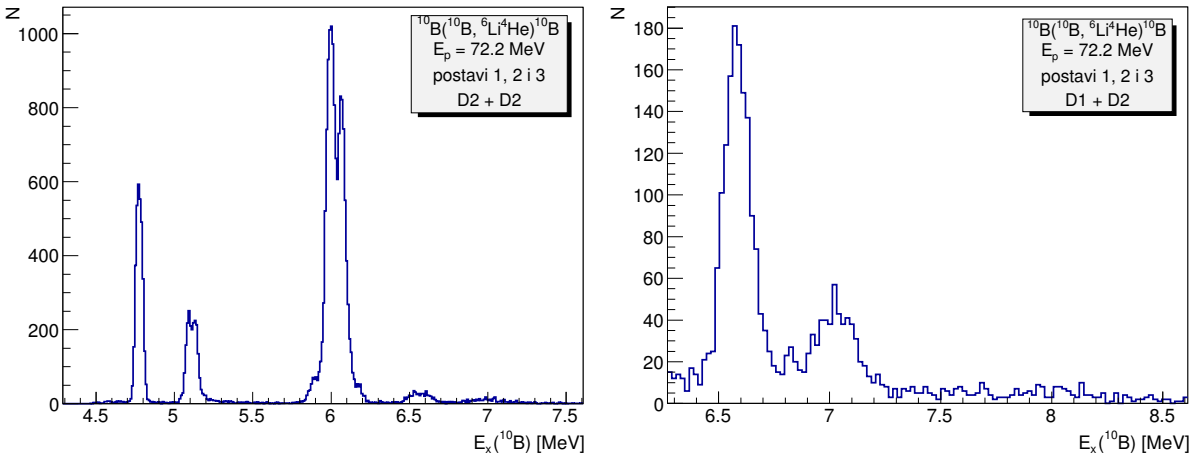
Slika 5.14: (a) Relativne energije međustanja jezgara ^{14}N i ^{10}B, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q0, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora. (b) Energija pobuđenja jezgre ^{14}N dobivena iz detektiranog ^{6}Li, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q0, s uključenim svim postavima.

raspadaju kanalom ^{4}He + ^{10}B. Nedavno je predloženo da bi stanje na 13.2 MeV moglo biti glava rotacijske vrpce $K^{\pi} = 3^{+}$ bazirane na $^{10}B(3^{+}) + \alpha$ strukturi [83]. Više stanje koje mi ovdje vidimo, na 15.39 MeV po energiji odgovara pobuđenju 5^{+} u toj vrpci.



Slika 5.15: Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He unutar istog detektora, za sve postave i sve detektore, za Q-vrijednost Q4.

U nastavku analize ovog kanala bavimo se stanjima u jezgri ^{10}B, pa stanja pobuđenja



(a) (b)

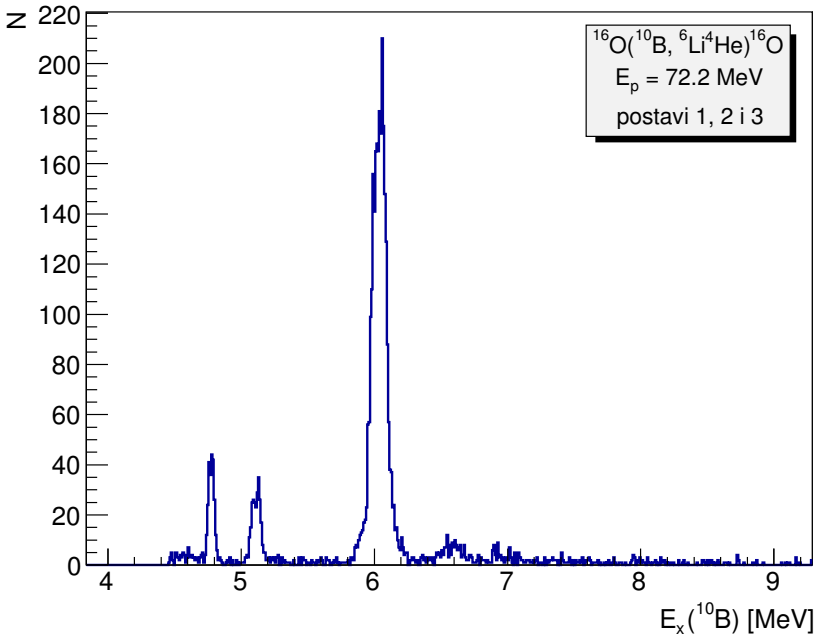
Slika 5.16: (a) Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He sa obje čestice detektirane u D2, s odabranom Q-vrijednošću Q0. (b) Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He u detektorima D1 i D2, na svim postavima, uz Q-vrijednost Q0. Slika je približena na područje energija 7-8 MeV.

^{14}N odvajamo jednostavnim uvjetom na minimalnu energiju pobuđenja E$_x$(^{14}N).

Najniži prag za čestični raspad jezgre ^{10}B nalazi se na 4.461 MeV i odgovara raspadu kroz kanal ^{6}Li + ^{4}He. Sljedeći prag za raspad jezgre na ^{8}Be + d je otprilike 1.5 MeV-a iznad, na 6.027 MeV. Stanja između ta dva praga nužno će se raspadati kroz kanal ^{6}Li + ^{4}He (osim ako zbog sačuvanja izospina nije preferiran gama-raspad). Spektar pobuđenja dobiven iz koincidencija ^{6}Li + ^{4}He u tom području energija zapravo reflektira jakost pobuđivanja ^{10}B kroz neelastični kanal i može se usporediti s inkluzivnim spektrom.

Odaberemo li samo događaje koje odgovaraju vrhu najviše energije u Q-spektru (tj. odbijenom nedetektiranom ^{10}B u osnovnom stanju), spektrom energije pobuđenja ^{10}B dominiraju vrhovi na E$_x$= 4.77 MeV, dva vrha na oko E$_x$= 5.1, tri na oko 6.0 MeV (5.9 MeV, 6.0 MeV i 6.1 MeV), te vrhovi na 6.6 i 7.1 MeV. Ista se stanja ponavljaju i kod odabira Q vrhova Q1-Q4 (slike 5.15, 5.16a i 5.16b), pri čemu se zastupljenost pojedinih stanja mijenja u ovisnosti o spinu stanja u kojem je ostavljen nedetektirani ^{10}B. Broj događaja u kojim su u prvom koraku obje jezgre pobuđene, što nazivamo uzajamnim pobuđenjima, mnogo je veći nego u slučaju jednostrukih pobuđenja.

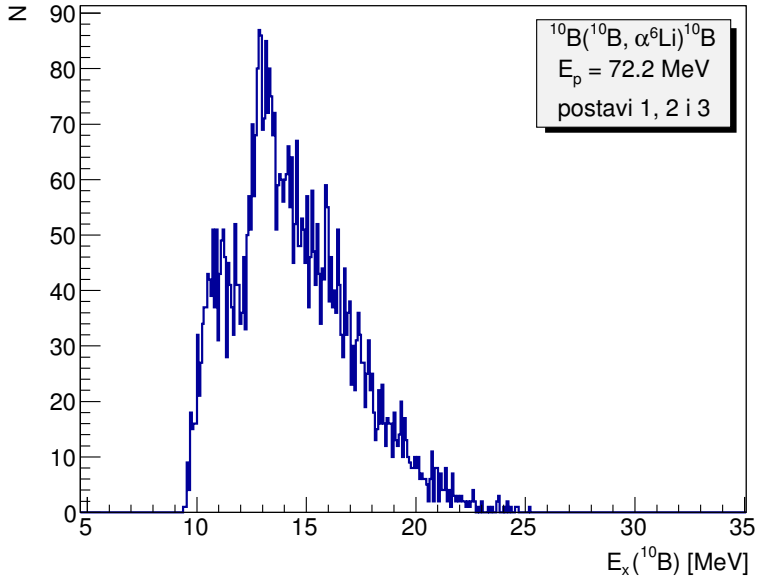
Zanimljivo je da potpuno ista stanja (E$_x$= 4.77, 5.1, 6.0, 6.6 i 7.1 MeV), s mnogo manjom statistikom, dobijemo i kad gledamo reakciju na ^{16}O u meti (slika 5.17), što pokazuje da je mehanizam kojim se reakcija odvija u ovom kanalu pretežno lomljenje projektila (engl. "break up").



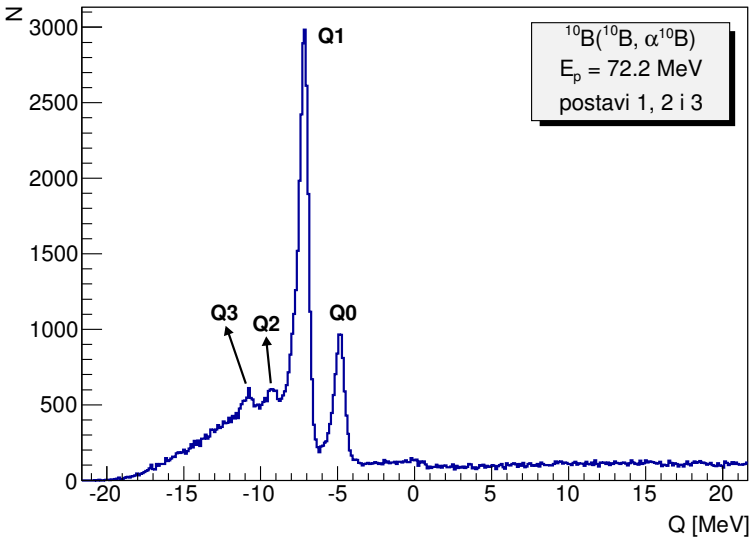
Slika 5.17: Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He iz raspršenja ^{10}B na ^{16}O, za sve postave i sve detektore.

Dosad navedena stanja detektirana su ili koincidencijama unutar istog detektora (slike 5.15 i 5.16a), ili između detektora D1 i D2 (slika 5.16b), te D3 i D4. Kako idemo prema višim relativnim kutevima između detektora, gdje bismo trebali vidjeti viša pobuđenja među-stanja ^{10}B, broj zabilježenih koincidencija opada i postaje sve teže razlučiti pojedina stanja od pozadine. Tome pridonosi i efekt odbacivanja dijela događaja uslijed višestrukih pogodaka detektora, što je posebno izraženo u detektorima D2 i D3 na prednjim kutevima. U koincidencijama među tim detektorima postoji slabo izraženo stanje na oko 13.1 MeV, što je prikazano na slici 5.18, koje se pojavljuje isključivo kod odabira Q vrijednosti Q0, u svim postavima detektora.

U slučaju kad u istom kanalu detektiramo ^{10}B i ^{4}He, u Q-spektru vidimo stanja koja odgovaraju pobuđenjima nedetektirane jezgre ^{6}Li, što je prikazano na slici 5.19. Vrh na Q = -4.90 MeV odgovara osnovnom stanju jezgre ^{6}Li (Q0), dok vrhovi na Q = -7.26, -9.21 i -10.8 MeV odgovaraju pobuđenju ^{6}Li na 2.186 MeV (Q1), 4.31 MeV (Q2), te nerazlučenim stanjima na 5.37 i 5.65 MeV (Q3). Vrh Q1 osim pobuđenju ^{6}Li na 2.186 MeV, odgovara i pobuđenju ^{10}B na 2.15 MeV, a moguće je i da ima doprinose od oba navedena pobuđenja. U svakom slučaju, stanje (ili stanja) koje odgovara vrhu Q1, najjače je pobuđeno.



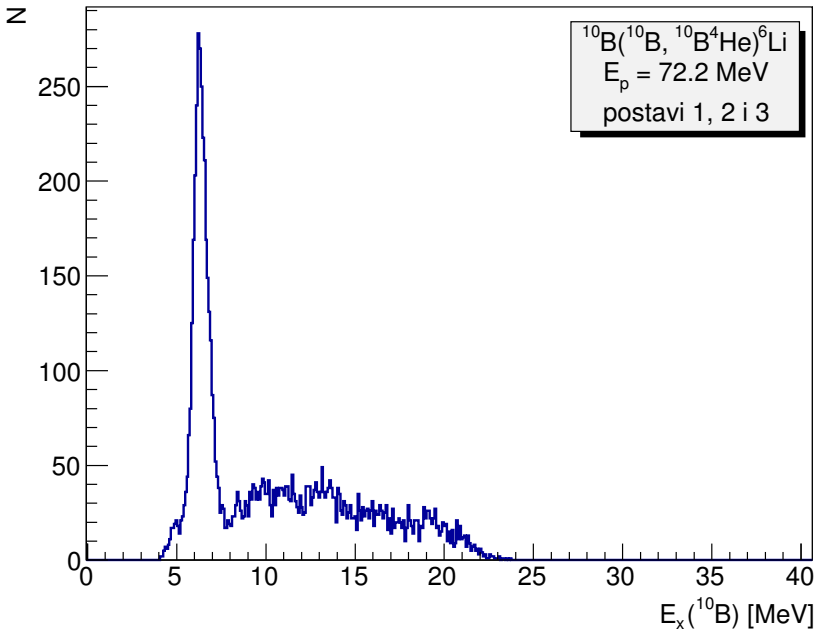
Slika 5.18: Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He u detektorima D2 i D3, na svim postavima, uz Q-vrijednost Q0.



Slika 5.19: Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, α^{10}B) na energiji snopa 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i svim detektorima.

Odabirom jedne Q-vrijednosti, iz detektiranog ^{10}B možemo naći energiju pobuđenja nedetektiranog ^{10}B, pretpostavljajući dvočestičnu reakciju nakon koje je uslijedio raspad $^{10}\text{B} \rightarrow {}^{6}\text{Li} + {}^{4}\text{He}$.

Na taj način, odabirom Q-vrijednosti Q0, u spektru pobuđenja ^{10}B dobivamo jedan izraženi vrh na 6.31 MeV, kojeg čine događaji kod kojih je ^{10}B detektiran u bilo kojem



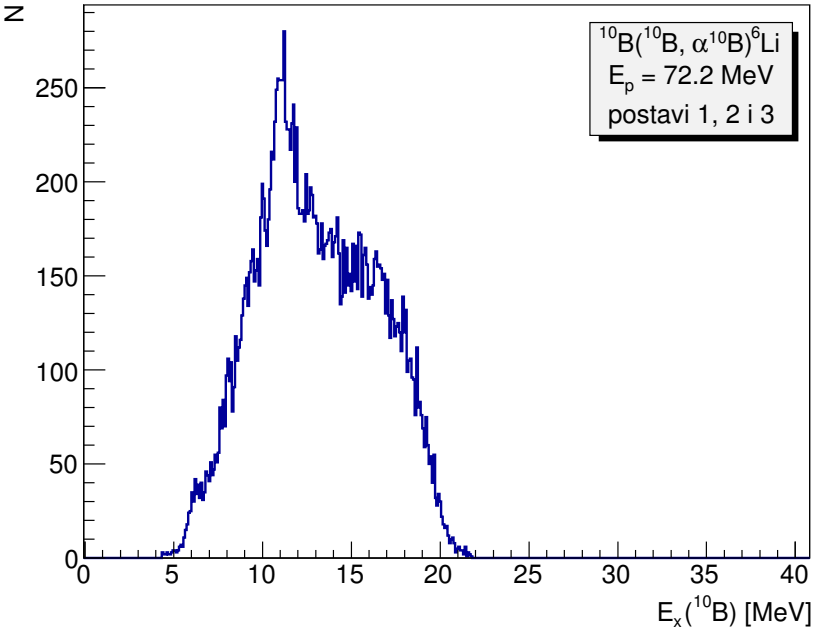
Slika 5.20: Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{10}B i ^{4}He, s uključenim svim postavima detektora, uz Q-vrijednost Q1.

detektoru, najizraženije kad je detektiran u detektorima na prednjim kutevima D2 i D3, u svim postavima detektora (slika 5.20).

Pretpostavimo li da je vrh Q1 u Q-spektru na slici 5.19 došao isključivo od pobuđenja ^{10}B na 2.15 MeV, iz detektiranog ^{10}B u detektorima D2 i D3 dobiva se slabo izraženi vrh na $E_x(^{10}B) = 11.2$ MeV (slika 5.21). No tu je moguć i drugi slučaj, kad vrh Q1 odgovara prvom pobuđenom stanju ^{6}Li, što rezultira pobuđenjem ^{10}B na oko 13.3 MeV.

Pri jednoj i drugoj Q vrijednosti vidi se i pobuđeno stanje jezgre ^{14}N, na oko 12 MeV.

Treći slučaj ovog istog kanala, u kojem detektiramo ^{10}B i ^{6}Li, dok α-čestica ostaje nedetektirana, daje samo jednu liniju na Romano-plotu i pripadni jedan vrh u Q-spektru reakcije. To je vrh Q0 = -5.13 MeV koji odgovara osnovnom stanju 0^+ nedetektirane jezgre ^{4}He, što je i očekivano, s obzirom da je prvo pobuđeno stanje jezgre ^{4}He na 20.21 MeV. Pripadni spektar pobuđenja ^{16}O ne pokazuje niti jedan vrh u kombinaciji relativnih energija. Spektar pobuđenja $E_x(^{10}B)$ zbog male statistike ne pokazuje izražene vrhove.



Slika 5.21: Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{10}B i ^{4}He s uključenim svim postavima detektora, uz Q-vrijednost Q1.

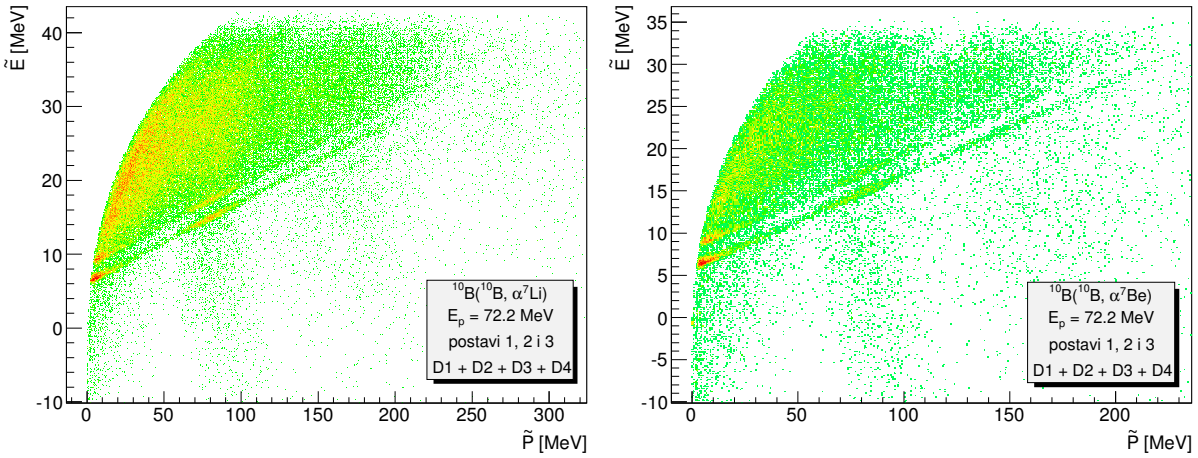
5.2.2 Reakcije ^{10}B + ^{10}B → ^{7}Li + ^{4}He + ^{9}B (Q = -5.647 MeV) i ^{10}B + ^{10}B → ^{7}Be + ^{4}He + ^{9}Be (Q = -5.441 MeV)

Zbog simetrije ova dva kanala na zamjenu p - n (nabojne simetrije), promatrat ćemo ih zajedno.

Romano-plotovi prikazani na slici 5.22 puno su čišći nego u slučaju detektiranih ^{6}Li + ^{4}He, čemu pogoduje činjenica da ovdje reakcije na ^{12}C i ^{16}O imaju bitno negativniju Q-vrijednost od reakcije na ^{10}B, pa njihove linije završavaju u kontinuumu. U oba promatrana kanala imamo dva jasna pravca na Romano-plotu (i 2 odgovarajuća vrha u Q-spektru na slici 5.23) koji odgovaraju reakcijama ^{10}B(^{10}B, α^{7}Li)^{9}B, pri čemu je (nedetektirani) ^{9}B ostavljen ili u osnovnom stanju ili u drugom pobuđenom stanju $5/2^{-}$ na E_x= 2.36 MeV; te ^{10}B(^{10}B, α^{7}Be)^{9}Be, gdje se ^{9}Be nalazi u osnovnom stanju ili stanju stanju $5/2^{-}$ na E_x= 2.43 MeV.

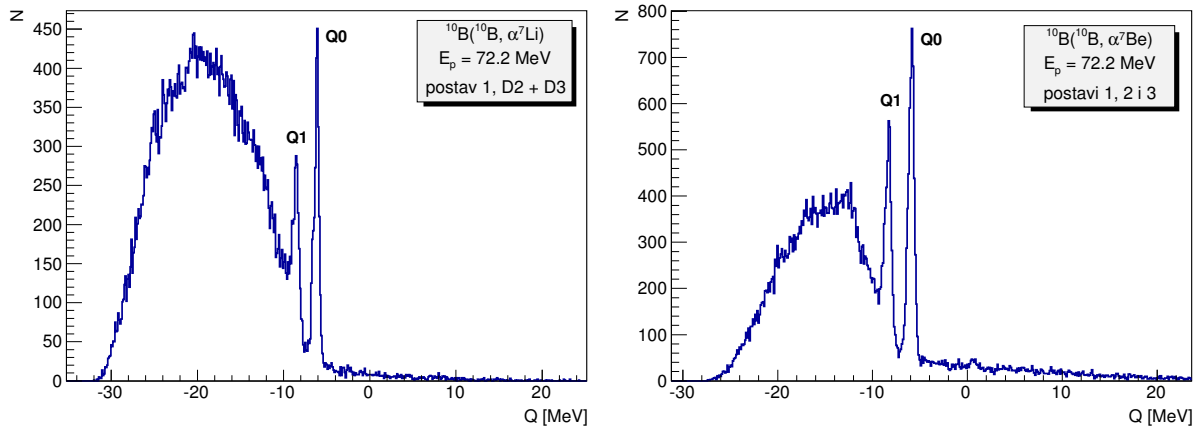
Niti u jednom kanalu 2D-histogrami energija pobuđenja ne pokazuju doprinose drugih sekvencijalnih procesa (preko pobuđenih stanja ^{13}N, ^{13}C ili ^{16}O), jedina jasno vidljiva među-stanja su ona u ^{11}B i ^{11}C.

U koincidencijama ^{7}Li i ^{4}He unutar istog detektora (slika 5.24a), te među parovima



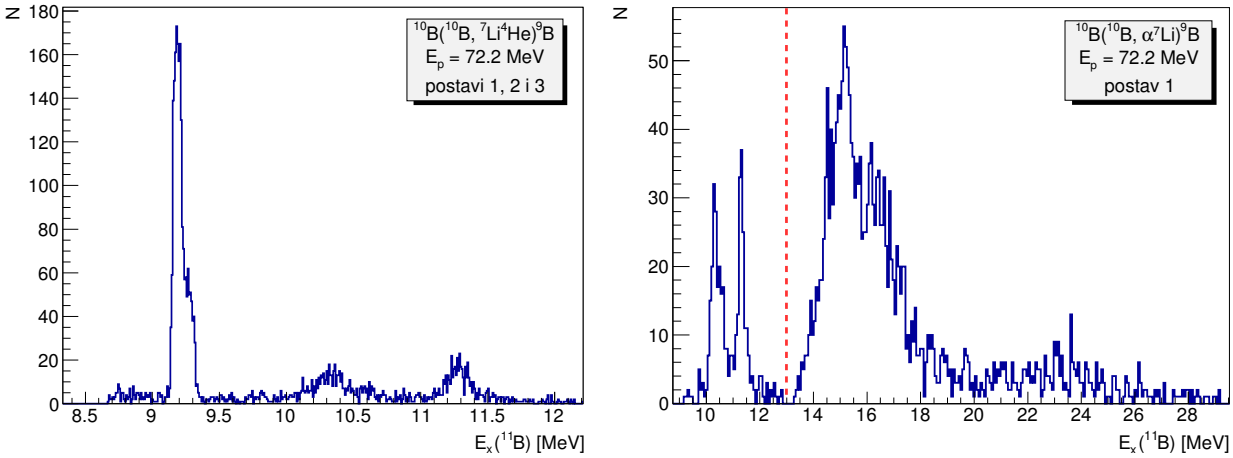
(a) (b)

Slika 5.22: Romano plotovi za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora, za detektirane jezgre: (a) ^{7}Li i ^{4}He, (b) ^{7}Be i ^{4}He.



(a) (b)

Slika 5.23: (a) Spektar Q-vrijednosti za detektirane ^{7}Li i ^{4}He u detektorima na 20°, na energiji snopa 72.2 MeV. (b) Spektar Q-vrijednosti za detektirane ^{7}Be i ^{4}He s uključenim svim detektorima i svim postavima, na energiji snopa 72.2 MeV.



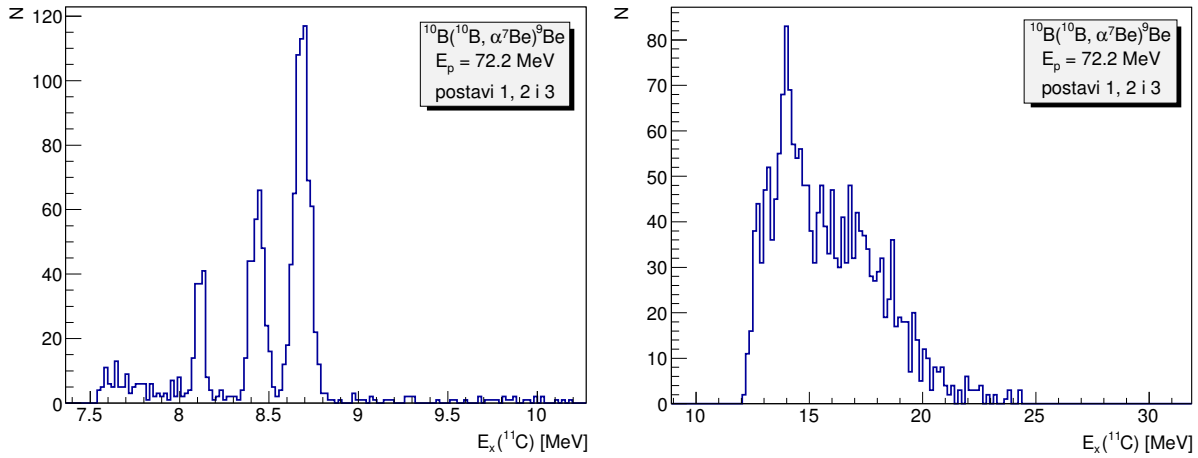
(a) (b)

Slika 5.24: (a) Energija pobuđenja ^{11}B dobivena iz koincidencija ^{7}Li i ^{4}He unutar istih detektora, za sve postave, uz Q vrijednost Q0. (b) Energija pobuđenja ^{11}B dobivena iz koincidencija ^{7}Li i ^{4}He među različitim detektorima, uz Q vrijednost Q0. Dio lijevo od crtkane linije su koincidencije između detektora D1-D2, te D3-D4, dok su dio desno od crtkane linije koincidencije između parova D2-D3, D1-D3, D2-D4.

detektora D1-D2, D3-D4 (slika 5.24b lijevo), jasno se vide vrhovi na E$_x$(^{11}B)= 9.18 (najjači), 9.27, 10.3 i 11.28 MeV, koji su već poznata stanja jezgre ^{11}B. Osim tih nazire se još i mali vrh na 8.75 MeV. Prikazani spektar odgovara Q-vrijednosti Q0, tj. osnovnom stanju jezgre ^{9}B, no sličan se spektar dobiva i u slučaju reakcije s Q-vrijednošću Q1. Diskusiji tih stanja u kontekstu rotacijskih vrpca jezgre ^{11}B vratit ćemo se nakon pregleda svih reakcijskih kanala. Crtkana linija na slici 5.24b odjeljuje koincidencije između detektora s iste i različite strane snopa. Zbog velikog kuta koji odjeljuje najbliže detektore sa suprotnih strana snopa, efikasnost detekcije će za određene energije pobuđenja biti nula. Iz tog ćemo razloga, ako uključimo odjednom koincidencije između svih detektora, imati diskontinuirani spektar energije pobuđenja.

Kod koincidencija između detektora D2 i D3, vidimo moguće stanje na oko 15.1 MeV, što je prikazano na slici (5.24b desno), za postav 1 i vrh Q0. Isti se vrh pojavljuje za sve postave detektora, te također i kod odabira Q-vrijednosti Q1. Navedeno stanje zanimljivo je sa stajališta izospina, jer je u literaturi u okolici 15 MeV zabilježeno samo stanje na 15.3 MeV izospina T = 3/2, koje se zbog zakona sačuvanja izospina nikako ne bi moglo raspasti kanalom ^{7}Li i ^{4}He, niti bi se moglo pobuditi odabirom Q-vrha Q0. Stanju pobuđenom ovim kanalom pripadao bi izospin T = 1/2.

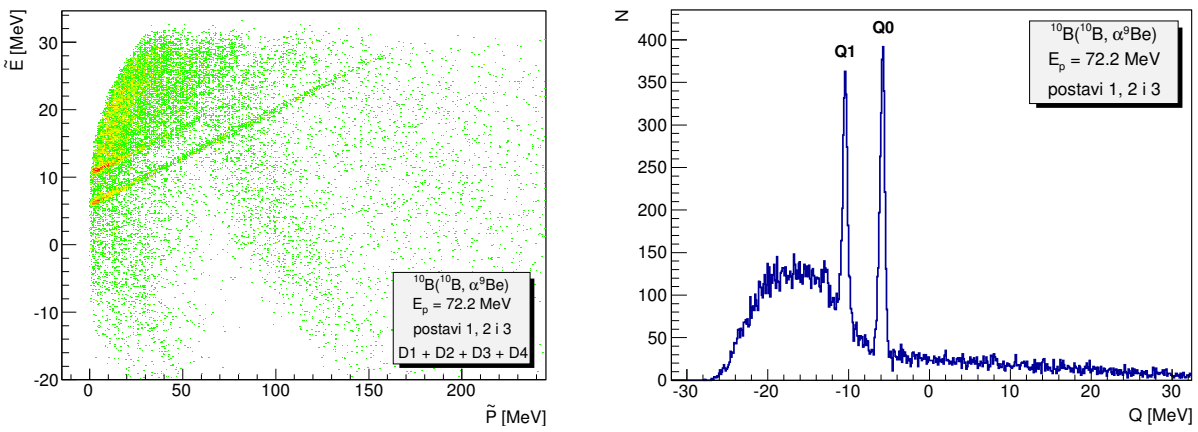
Kod druge reakcije koju razmatramo u ovoj točki ^{10}B(^{10}B, α^{7}Be)^{9}Be, imamo vrhove pobuđenja jezgre ^{11}C na E$_x$(^{11}C) = 8.11, 8.44, 8.68 MeV. Njih smo dobili iz koincidencija



(a) (b)

Slika 5.25: (a) Energija pobuđenja ^{11}C dobivena iz koincidencija ^{7}Be i ^{4}He među svim parovima detektora s iste strane snopa, za sve postave, uz Q vrijednost Q0. (b) Energija pobuđenja ^{11}C dobivena iz koincidencija ^{7}Be i ^{4}He između detektora D2 i D3, za sve postave, uz Q vrijednost Q1.

^{7}Be i ^{4}He unutar istih detektora, te parova detektora s iste strane snopa. Stanje na 8.11 MeV iznimno je zanimljivo sa stajališta strukture i pobuđivanje ovim kanalom (a ne prijenosom jednog nukleona), potvrda je njegove klasterske strukture diskutirane u [1]. U koincidencijama detektora sa suprotne strane snopa, u detektorima D2-D3, vidimo vrh na oko 14.0 MeV (slika 5.25b). Najizraženiji je kod odabira Q vrijednosti Q1 (što odgovara pobuđenju ^{9}Be na 2.43 MeV), dok je za Q0 vrijednost nešto širi, ali na istoj energiji pobuđenja. To je stanje dosad neviđeno u ovom kanalu.

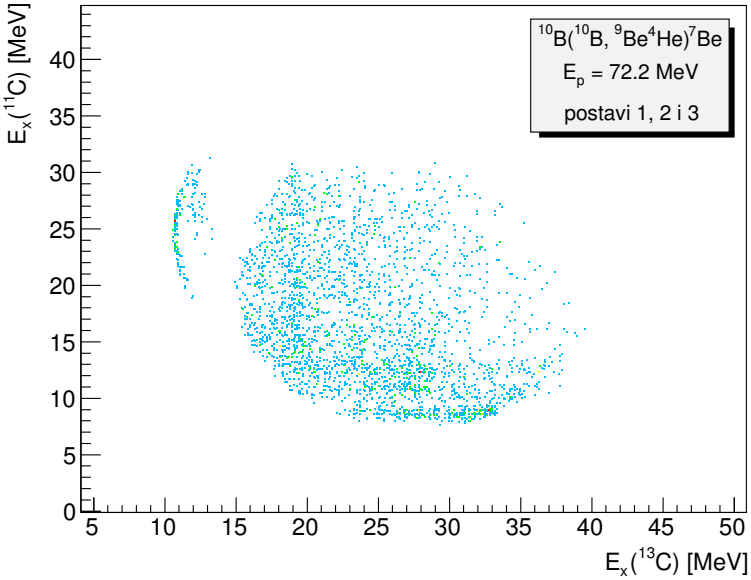


(a) (b)

Slika 5.26: (a) Romano plot za dvočestične koincidencije ^{9}Be i ^{4}He među svim parovima detektora, s uključenim svim postavima. (b) Odgovarajući spektar Q- vrijednosti napravljen s istim uvjetima kao i Romano-plot.

Detektiramo li u istom kanalu ^{9}Be i ^{4}He, imat ćemo slabiju statistiku, no dovoljnu da pomoću Romano-plota možemo odabrati dvije jasne linije koje odgovaraju reakcijama ^{10}B(^{10}B, α^{9}Be)^{7}Be, gdje je ^{7}Be u osnovnom ili stanju $7/2^{-}$ na 4.57 MeV (slika 5.26), što je njegovo drugo pobuđeno stanje (slika 5.26).

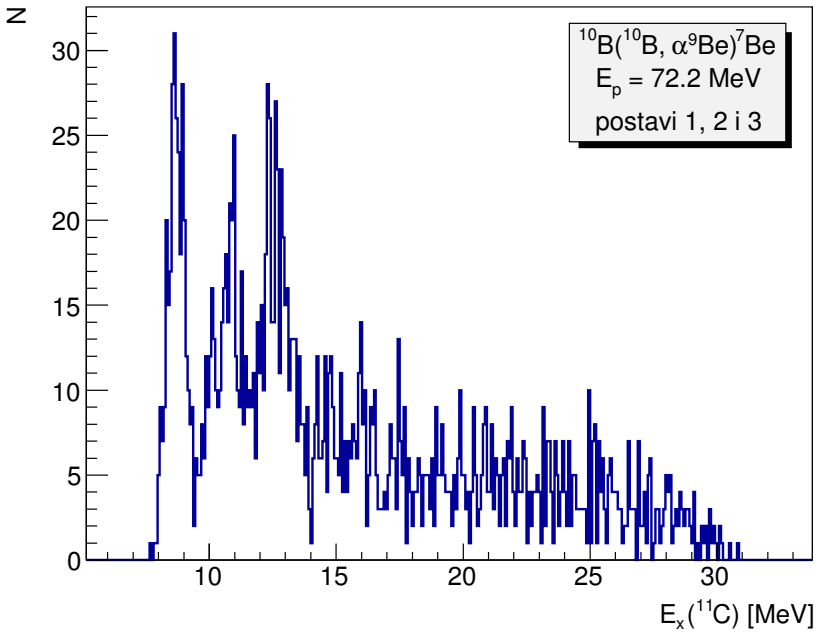
Odabirom Q-vrijednosti Q0 imat ćemo međustanja jezgre ^{13}C, ali i tri stanja pobuđenja jezgre ^{11}C, kako vidimo na 2D-histogramu 5.27. Odabirom Q-vrijednosti Q1, koja odgovara pobuđenju ^{7}Be na 4.57 MeV, ta tri stanja više ne vidimo, već se reakcija odvija isključivo preko međustanja u jezgri ^{13}C.



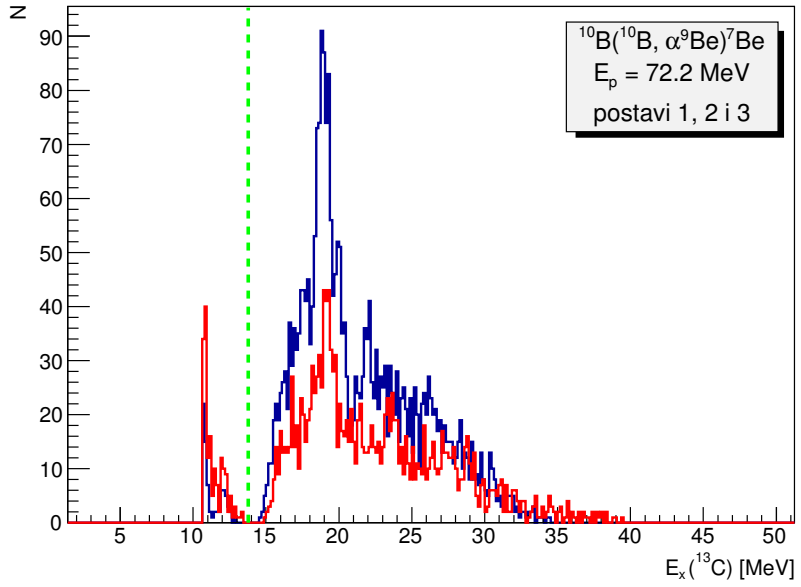
Slika 5.27: Relativne energije među-stanja jezgara ^{11}C i ^{13}C, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q0, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora.

Stanja u jezgri ^{11}C odvajamo uvjetom da je $E_x(^{13}C) > 20$ MeV, što je prikazano na slici 5.28. Iako s malom statistikom, jasno se vide stanja na energijama pobuđenja $E_x(^{11}C)$ = 8.72, 10.75 i 12.6 MeV. Ta stanja odgovaraju detektiranom ^{9}Be u svim detektorima, s tim da najniži vrh gotovo sasvim dolazi iz detektiranog ^{9}Be u detektorima na najvećim kutevima D1 i D4, dok događaji na prednjim kutevima D2 i D3 vode na više energije pobuđenja u ^{11}C. Dobivena stanja odgovaraju pobuđenjima $5/2^{+}$, $9/2^{+}$ i $7/2^{+}$ jezgre ^{11}C, te ćemo ih razmatrati u kontekstu rotacijske vrpce pozitivnog pariteta u toj jezgri [84].

Stanja koja vidimo u jezgri ^{13}C jednaka su kod odabira obje Q-vrijednosti, no nešto su izraženija kod odabira Q1. To su stanja na 10.7 i 18.9 MeV. Na slici 5.29 koja



Slika 5.28: Energija pobuđenja ^{11}C dobivena iz koincidencija ^{9}Be i ^{4}He među parovima detektora sa suprotne strane snopa, za sve postave, uz Q vrijednost Q0. Stavljen je uvjet da je $E_x(^{13}C) > 20$ MeV.



Slika 5.29: *crvena linija* - spektar pobuđenja jezgre ^{13}C koji odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, α^{9}Be)^{7}Be(0.0 MeV), napravljen s uvjetom $E_x(^{11}C) > 23.5$ MeV; *plava linija* - spektar pobuđenja jezgre ^{13}C koji odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, α^{9}Be)^{7}Be(4.57 MeV). Zelenom crtkanom linijom odijeljena su područja koincidencija među detektorima s iste i različite strane snopa.

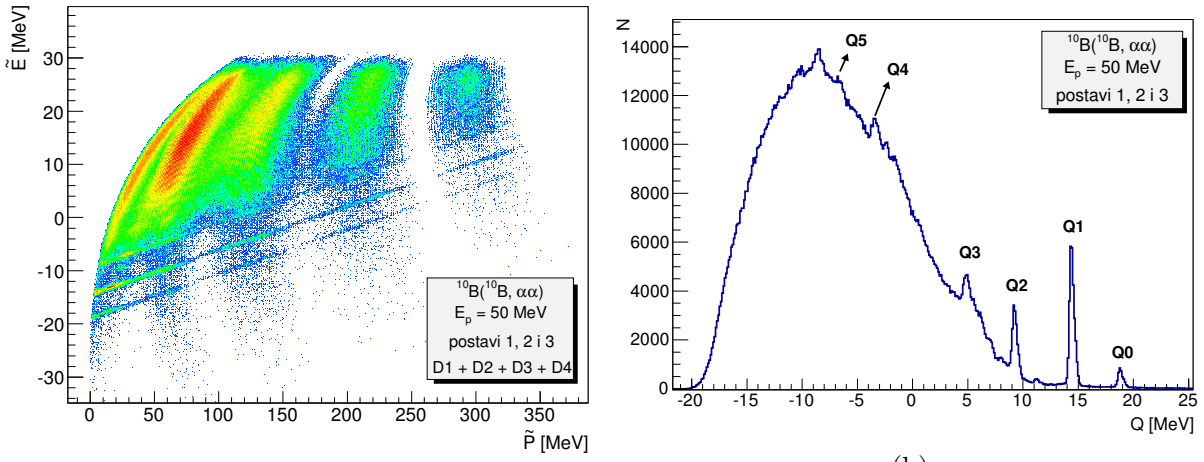
ih prikazuje, crtkanom linijom odijeljena su područja koincidencija u detektorima s iste strane snopa (lijevo od linije), i s različitih strana snopa (desno od linije), između kojih

efikasnost detekcije pada na nulu. Crvenom bojom prikazan je spektar pobuđenja koji odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, α^{9}Be)^{7}Be(0.0 MeV), napravljen s uvjetom na energiju pobuđenja ^{11}C (E$_x$(^{11}C) > 23.5 MeV), a plavom bojom spektar koji odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, α^{9}Be)^{7}Be(4.57 MeV), bez ikakvih dodatnih uvjeta. Najizraženiji vrh na 18.9 MeV dolazi iz koincidencija među detektorima D2 i D3.

Dobivena stanja imaju izraženu klastersku ^{9}Be + α strukturu i bitna su za sistematiku stanja u ^{13}C [85].

5.2.3 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{4}He + ^{4}He + ^{12}C (Q = 19.251 MeV)

Kad god u izlaznom kanalu imamo samo α-čestice, što su u ovom mjerenju prilično jaki kanali i vidimo ih na obje energije snopa, pobuđivat će se stanja α-konjugiranih jezgri ^{8}Be, ^{12}C i ^{16}O.



(a) (b)

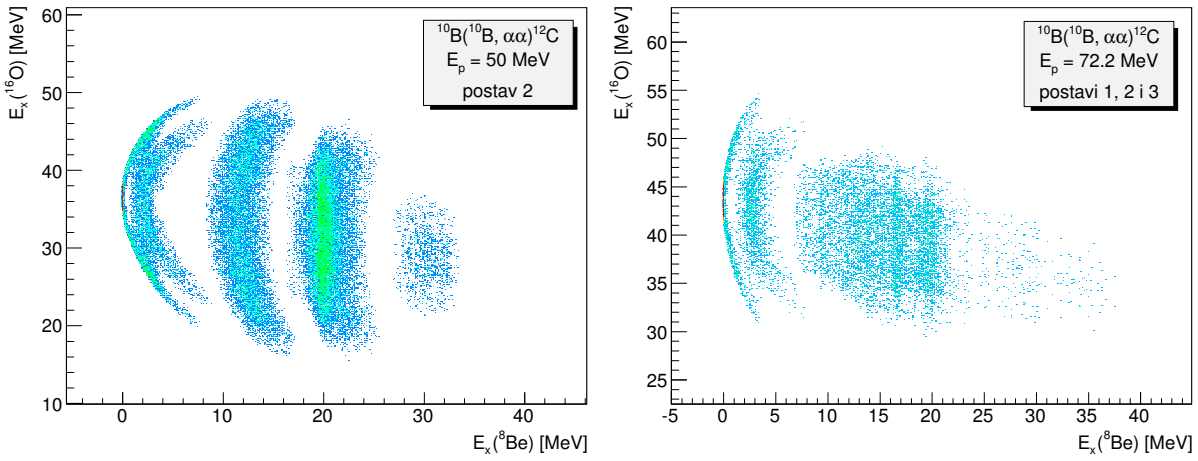
Slika 5.30: (a) Romano plot za dvočestične koincidencije ^{4}He i ^{4}He među svim parovima detektora, u postavu 2, na energiji snopa E$_p$= 50 MeV; (b) Odgovarajući spektar Q-vrijednosti napravljen s istim uvjetima kao i Romano-plot.

Romano-plot na energiji 72MeV za ovaj je kanal već prikazan u poglavlju o nečistoćama u meti na slici 4.16a, stoga ga ovdje donosimo za mjerenja na nižoj energiji snopa (slika 5.30a). Spektar Q-vrijednosti također je dan za mjerenja na energiji snopa 50MeV (slika 5.30b), uz napomenu da na višoj energiji snopa vidimo potpuno iste Q-vrhove, s nešto lošijom rezolucijom zbog jače pozadine tro- i višečestičnih kanala. Vrhovi koje možemo jasno razlučiti imaju centroide na Q0 = 18.83 MeV, Q1 = 14.44 MeV, Q2 = 9.25 MeV i Q3 = 4.86 MeV. Osim ta 4 vrha, imamo još dva slabo izražena vrha na Q4≈ -3.4 MeV i

Q5≈ -6.7 MeV.

Prva po redu i najviša Q-vrijednost 18.835 MeV odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, $\alpha\alpha$)^{12}C u kojoj je nedetektirani ^{12}C ostao u osnovnom stanju. Ostali vrhovi u Q-spektru odgovaraju stanjima nedetektiranog ^{12}C na E_x= 4.44 MeV (2^+), 9.64 MeV (3^-) i 14.08 MeV (4^+). Posljednja dva vrha vjerojatno su posljedica nekoliko nerazlučenih stanja u ^{12}C, čiji je razmak na tako visokim energijama pobuđenja vrlo mali. Posljednji vrh koji odgovara $E_x(^{12}C) \approx 28$ MeV mogao bi biti 6^+ član rotacijske vrpce osnovnog stanja, čije članove 2^+ i 4^+ vidimo.

Na slici 5.31b vidimo 2D-histograme međustanja jezgara iz izlaznog kanala reakcije ^{10}B(^{10}B, $\alpha\alpha$)^{12}C na obje energije snopa, pri odabranoj Q-vrijednosti Q1. Vertikalne linije ukazuju na to da se reakcija odvija isključivo preko međustanja jezgre ^{8}Be. Na energiji snopa 50 MeV jako je pobuđeno osnovno stanje ^{8}Be, te stanja na 3.03, 11.04 i 19.9 MeV. Izražena diskretnost spektra posljedica je efikasnosti detekcije: između pojedinih stanja imamo područja gdje efikasnost detekcije pada na nulu, koja je posebno izražena u mjerenjima na nižoj energiji snopa, gdje smo imali samo jedan postav detektora, tako da područja koja bi odgovarala određenim energijama pobuđenja međustanja detektiranih jezgara, jednostavno nisu bila pokrivena detektorima. Tako osnovno stanje jezgre ^{8}Be vidimo isključivo kad su obje α-čestice detektirane u istom detektoru, stanje na 3.03 MeV u kombinacijama D1-D2 i D3-D4, stanje na 11.4MeV u D2-D3, a stanje na 19.9 MeV u D1-D3 i D2-D4. Ista stanja pobuđenja ^{8}Be vidimo i kod odabira Q-vrhova Q0, Q2 i Q3.

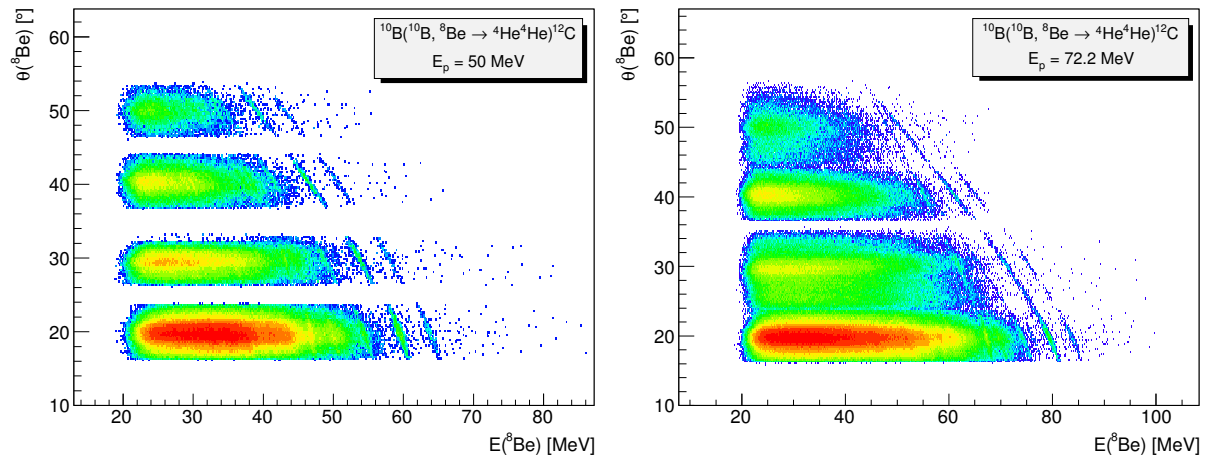


(a) (b)

Slika 5.31: Relativne energije među-stanja jezgara ^{8}Be i ^{16}O, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q1, s uključenim svim kombinacijama detektora, na energijama snopa: (a) E_p = 50MeV; (b) E_p = 72.2 MeV.

Na višoj energiji snopa efikasnost detekcije koincidencija mijenja se zbog činjenice da smo imali mjerenja s različitim postavima detektora i na taj način pokrili puno veći prostorni kut. Osim stanja koja smo već vidjeli na nižoj energiji snopa, ovdje vidimo i stanje jezgre ^{8}Be na 16.6 MeV, koje se pojavljuje kad su dvije α-čestice detektirane u detektorima na prednjim kutevima D2-D3. Za to se stanje u literaturi navodi da je stanje miješanog izospina T = 0 i T = 1 [70]. Kako se stanje vidi i kod odabira drugih Q-vrhova koji svi odgovaraju T = 0 stanjima u ^{12}C, naš rezultat ide u prilog izospina stanja T = 0. Područje visokih energija pobuđenja ^{8}Be (>30 MeV) pokrivaju koincidencije između detektora D1 i D4 u postavu 3, gdje su detektori na najvišim kutevima, no tu ne vidimo jasno izražena stanja.

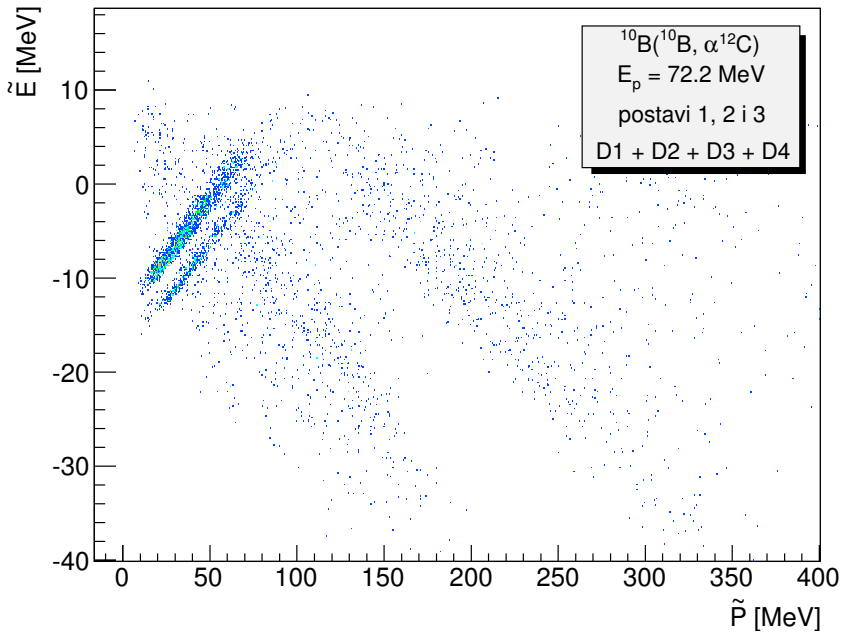
Osnovno stanje jezgre ^{8}Be najjače je pobuđeno međustanje u ovom kanalu. Odabirom samo tog stanja (čak i bez ikakvog uvjeta na Q-vrijednost), možemo rekonstruirati energiju koju bi jezgra ^{8}Be imala prije nego je nastupio njen raspad na dvije α čestice, te smjer njenog gibanja. Tim postupkom uparujemo čestice detektirane u koincidenciji natrag u jezgru preko čijeg međustanja su nastale, što nas s tročestičnog kanala vraća na dvočestični. U ovom konkretnom slučaju, vraćamo se na reakciju ^{10}B + ^{10}B $\rightarrow$ ^{8}Be(0.0 MeV) + ^{12}C. Energije i kut Θ jezgre ^{8}Be rekonstruirane na opisani način, dane su na slici 5.32.



(a) (b)

Slika 5.32: 2D histogram energije i kuta (Θ) jezgre ^{8}Be, koje smo rekonstruirali iz detektiranih dviju jezgri ^{4}He, nastalih u reakciji ^{10}B(^{10}B, ^{8}Be(0.0 MeV)$\rightarrow \alpha\alpha$)^{12}C, s uključenim svim kombinacijama detektora, na energijama snopa: (a) E_p = 50MeV; (b) E_p = 72.2 MeV.

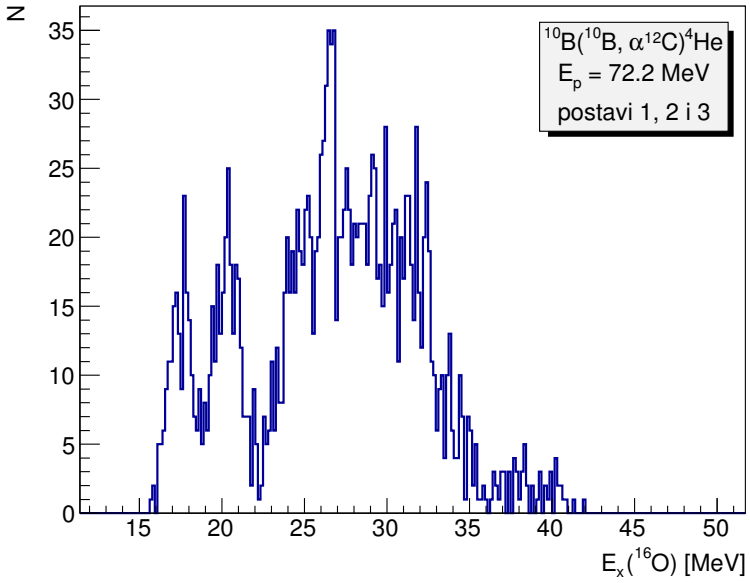
Takvim ćemo se postupcima baviti kod razmatranja tročestičnih koincidencija: najprije ćemo odabirom konkretnog međustanju dviju detektiranih čestica rekonstruirati energiju i smjer složene jezgre nastale u prvom koraku reakcije, zatim ćemo tu jezgru promatrati u koincidenciji s trećom detektiranom česticom. Pri tom trebamo paziti da uzmemo sve moguće kombinacije u slučajevima kad u izlaznom kanalu imamo iste čestice.



Slika 5.33: Romano-plot detektiranih jezgara ^{12}C i ^{4}He, za mjerenja na 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora.

Ako u istom kanalu detektiramo ^{12}C i ^{4}He, vidimo samo dva stanja u Q-spektru i pripadne dvije linije na Romano-plotu (slika 5.33), od kojih jača linija odgovara pobuđenju ^{12}C u stanje 2^+ na 4.44 MeV (odgovarajuća Q-vrijednost je Q1 = 14.07 MeV).

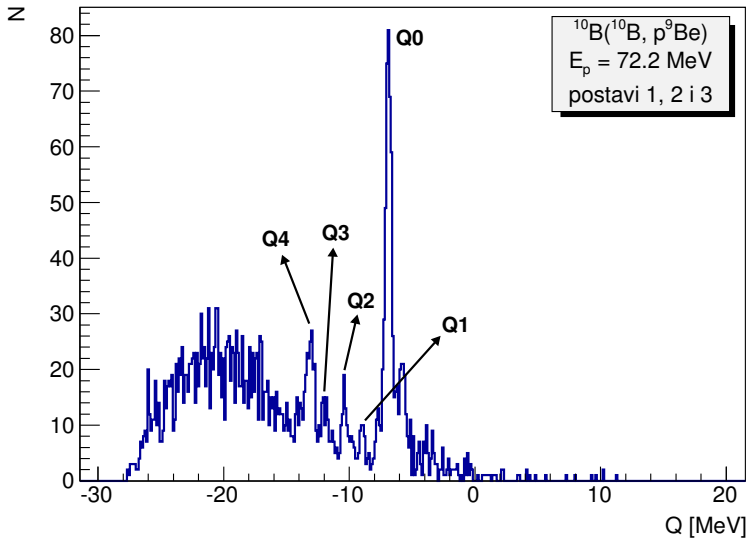
U spektru pobuđenja ^{16}O vidimo široke vrhove male statistike na oko 17.5 i 20.3 MeV koji se pobuđuju kad su ^{12}C i ^{4}He detektirani u detektorima na prednjim kutevima D2-D3, te uski vrh na 26.37 MeV, koji dolazi iz koincidencija u parovima detektora s različitih strana snopa D1-D3, D2-D4 (slika 5.34).



Slika 5.34: Energija pobuđenja ^{16}O dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{12}C i ^{4}He s uključenim svim postavima, uz Q vrijednost Q1 = 14.07 MeV.

5.2.4 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{9}Be + ^{1}H + ^{10}B (Q = -6.587 MeV)

Još jedan zanimljivi kanal iz kojeg možemo dobiti spektre pobuđenja ^{10}B i ^{11}C je onaj u kojem detektiramo proton i ^{9}Be u koincidenciji.



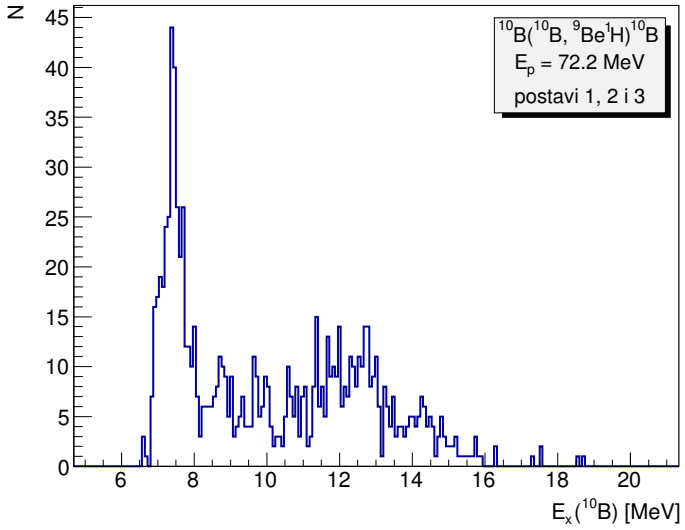
Slika 5.35: Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, p^{9}Be) na energiji snopa 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i svim detektorima.

Q spektar za reakciju ^{10}B(^{10}B, p^{9}Be), dan na slici 5.35, napravljen je uz uvjet da je

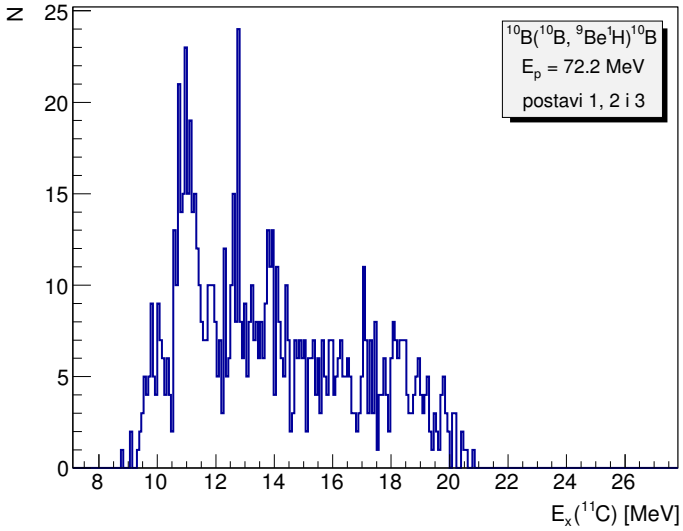
energija koju su protoni ostavili u E-detektoru manja od 5.5 MeV, čime je izbjegnuto miješanje s deuteronima i tritonima koji su prošli kroz E-detektor. Dani Q-spektar jako podsjeća na onaj sa slike 5.13, gdje su vrhovi također odgovarali pobuđenim stanjima jezgre ^{10}B. Kao i tamo, i ovdje vidimo pet Q vrhova (s mnogo manjom statistikom), s centroidima Q0= -6.89 MeV, Q1= -8.98 MeV, Q2= -10.33 MeV, Q3= -11.99 MeV i Q4= -13.15 MeV. Prva po redu i najviša Q-vrijednost odgovara osnovnom stanju nedetektiranog ^{10}B, dok ostala 4 vrha u Q-spektru odgovaraju stanjima jezgre ^{10}B na E_x= 2.154 MeV (1^+), 3.587 MeV (2^+), te nekoliko nerazlučivih stanja na oko E_x= 5.1 i 6.1 MeV.

Uz odabranu Q-vrijednost Q0, spektar pobuđenja jezgre ^{10}B, prikazan na slici 5.36, pokazuje jasno izraženo stanje na $E_x(^{10}B) = 7.41$ MeV, koje je jasno vidljivo i pri odabiru bilo kojeg drugog Q-vrha sa slike 5.35. Pobuđuje se isključivo u koincidencijama parova detektora D1-D2 i D3-D4. To je stanje kojemu paritet nije jednoznačno određen, već se navodi kao stanje sa $J^\pi = 1^-, 1^+$, za koje je već zabilježen jak raspad kanalom ^{9}Be + p [86].

Rekonstrukcijom pobuđenih stanja jezgre ^{11}C iz detektiranog ^{1}H vidljivo je stanje na $E_x(^{11}C) = 11.06$ MeV, koje se javlja samo pri odabiru Q-vrijednosti Q0, kad je ^{1}H detektiran u bilo kojem detektoru. U istom se spektru naziru i stanja na oko 12.6 i 13.8 MeV, kojima ćemo se vratiti kod diskusije jezgre ^{11}C.

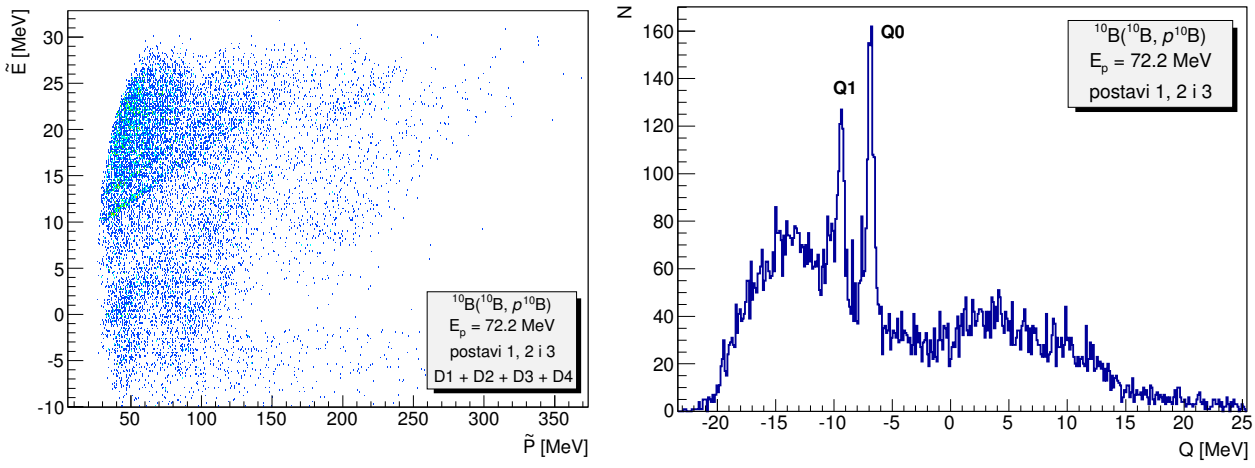


Slika 5.36: Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{9}Be i ^{1}H s uključenim svim postavima detektora, uz Q vrijednost Q0. Izraženi vrh dolazi iz koincidencija među parovima detektora D1-D2 i D3-D4.



Slika 5.37: Energija pobuđenja ^{11}C dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{9}Be i ^{1}H s uključenim svim postavima, uz Q vrijednost Q0.

U drugom slučaju iste reakcije, kad su proton i ^{10}B detektirani u koincidenciji, imamo dvije linije u Romano plotu i dva vrha na odgovarajućem Q-spektru s centroidima na Q0 = -6.93 MeV i Q1 = -9.41 MeV. Odabirom tih vrhova, odabiremo reakciju ^{10}B(^{10}B, p^{10}B)^{9}Be u kojoj nedetektirani ^{9}Be ostaje u osnovnom $3/2^-$ ili pobuđenom $5/2^-$ stanju na 2.43 MeV.



(a) (b)

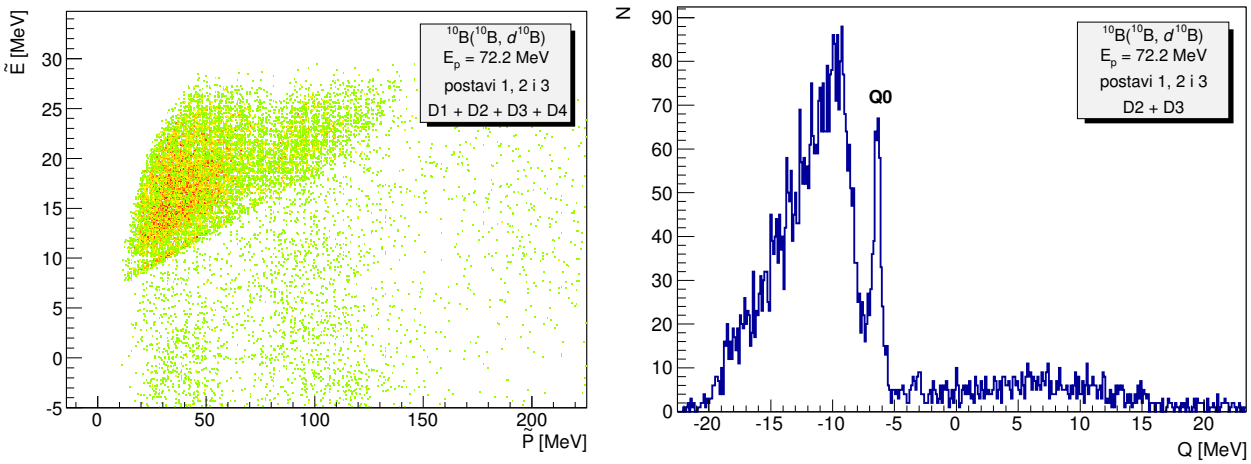
Slika 5.38: (a) Romano-plot detektiranih jezgara ^{10}B i ^{1}H, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Odgovarajući Q-spektar napravljen s istim uvjetima kao i Romano-plot.

Jedina među-stanja preko kojih se odvija ova reakcija su ona u ^{11}C, no zbog male

statistike teško je procijeniti o kojim je točno stanjima riječ. Najizraženije je stanje pobuđenja jezgre ^{11}C na $E_x \approx 10.7$ MeV, koje se vidi kod odabira oba Q vrha sa spektra na slici 5.38b, no ono je djelomično odrezano zbog geometrije detektorskog sustava koji definira efikasnost.

5.2.5 Reakcija ^{10}B + ^{10}B → ^{10}B + ^{2}H + ^{8}Be (Q = -6.027 MeV)

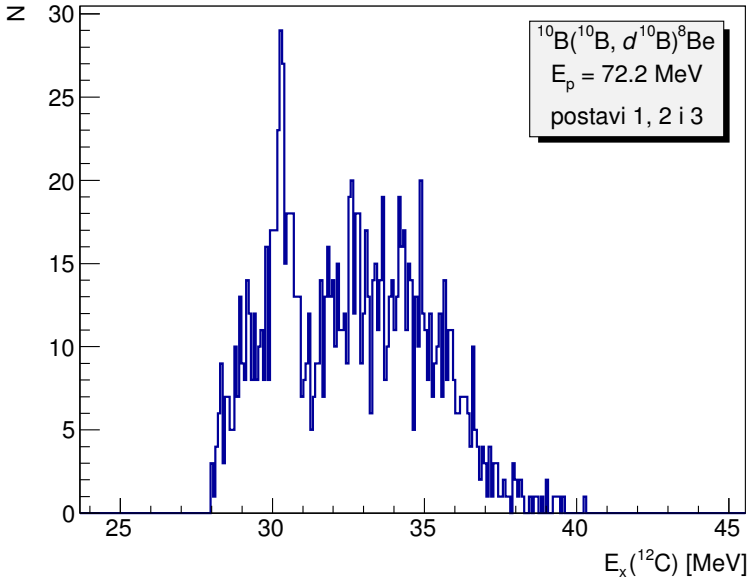
Detektiramo li u koincidenciji ^{10}B i deuteron, što je kanal s dosta slabom statistikom kojeg vidimo samo na višoj energiji snopa, imat ćemo samo jednu jasnu liniju na Romano-plotu koja odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, d^{10}B)^{8}Be, gdje je ^{8}Be u osnovnom stanju (slika 5.39a). Odgovarajući Q-spektar ima jedan izraženi vrh s centroidom na Q0 = -6.44 MeV, dok su vrhovi koji bi odgovarali višim pobuđenjima jezgre ^{8}Be uklopljeni u vrlo izraženu pozadinu (slika 5.39b).



(a) (b)

Slika 5.39: (a) Romano-plot detektiranih jezgara ^{10}B i ^{2}H, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Odgovarajući Q-spektar napravljen samo za kombinaciju detektora D2 + D3, s uključenim svim postavima.

Stanje koje vidimo u ugljiku ^{12}C na 30.33 MeV (slika 5.40) dolazi iz koincidencija ^{10}B + ^{2}H u detektorima D2 i D3 i vidi se u svim postavima detektora, najizraženije kad su oba na 20°. Osim za vrijednost Q0, vidimo ga i pri odabiru Q raspona koji bi odgovarao prvom pobuđenom stanju jezgre ^{8}Be na 3.03 MeV, koje je nemoguće razlučiti u Q-spektru na slici 5.39b. To je stanje potvrđeno kao rezonancija u ekscitacijskoj funkciji reakcije ^{6}Li(^{6}Li, ^{4}He)^{8}Be, gdje mu je određena energija 30.3 MeV i širina 0.4 MeV [87],



Slika 5.40: Energija pobuđenja jezgre ^{12}C dobivena iz koincidencija ^{10}B i ^{2}H u detektorima s različitih strana snopa, s uključenim svim postavima, uz Q vrijednost Q0.

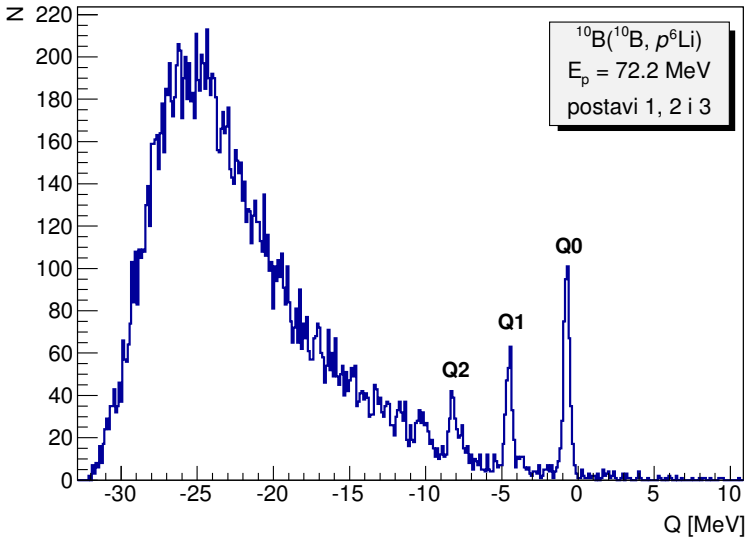
što se izvrsno slaže s ovdje dobivenim rezultatom. Strukturi tog stanja vratit ćemo se kod opširnije diskusije jezgre ^{12}C u sljedećem poglavlju.

5.2.6 Ostale reakcije s ^{1}H i ^{2}H u izlaznim kanalima

Preostali kanali s protonom ili deuteronom u izlaznom kanalu uglavnom imaju malu statistiku, pored toga, dio koincidentnih događaja moramo uvijek odbaciti zbog miješanja protona, deuterona i tritona koji su prošli kroz E-detektor, pa ćemo u ovom poglavlju iznijeti samo glavne rezultate cijelog niza takvih reakcijskih kanala.

U kanalu u kojem detektiramo ^{6}Li i proton u koincidenciji, Q-spektar pokazuje tri izražena vrha s centroidima na Q = -0.74 MeV, Q1 = -4.54 MeV i Q2 = -8.19 MeV, što je prikazano na slici 5.41. Ti vrhovi odgovaraju reakciji ^{10}B(^{10}B, p^{6}Li)^{13}C (Q = -0.399 MeV), gdje je nedetektirani ^{13}C ostao u osnovnom stanju ili je u nekom od stanja pobuđenja na oko 3.7 i 7.5 MeV, u kojim je područjima teško razlučiti stanja $3/2^-$ i $5/2^+$, te $5/2^-$ i $3/2^+$.

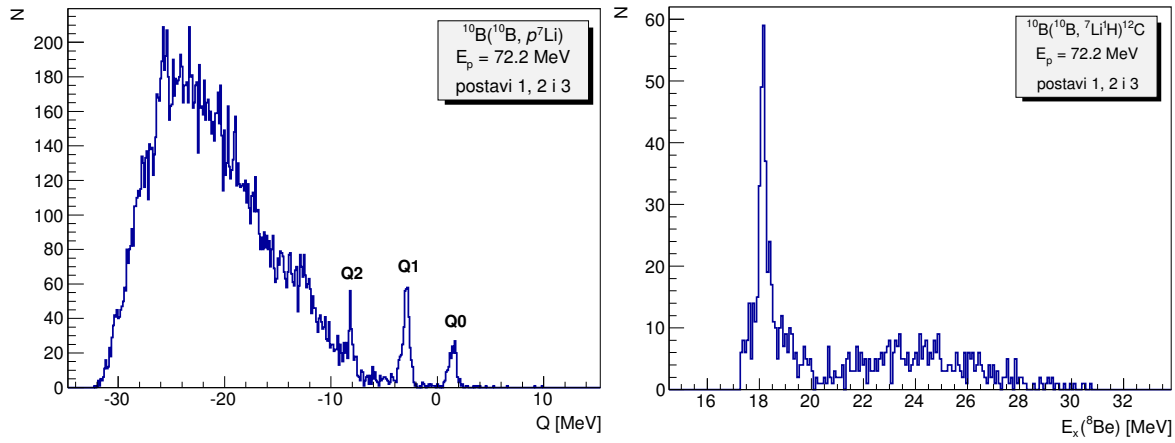
Reakcija u kojoj u izlaznom kanalu detektiramo ^{7}Li i proton odvija se preko tri stanja pobuđenja jezgre ^{12}C, što vidimo kao tri vrha u Q-spektru na slici 5.42a, s centroidima na Q0= 1.40 MeV, Q1= -2.96 MeV i Q2= -8.16 MeV. Odgovarajuća stanja pobuđenja u



Slika 5.41: Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, p^{6}Li) na energiji snopa 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim detektorima.

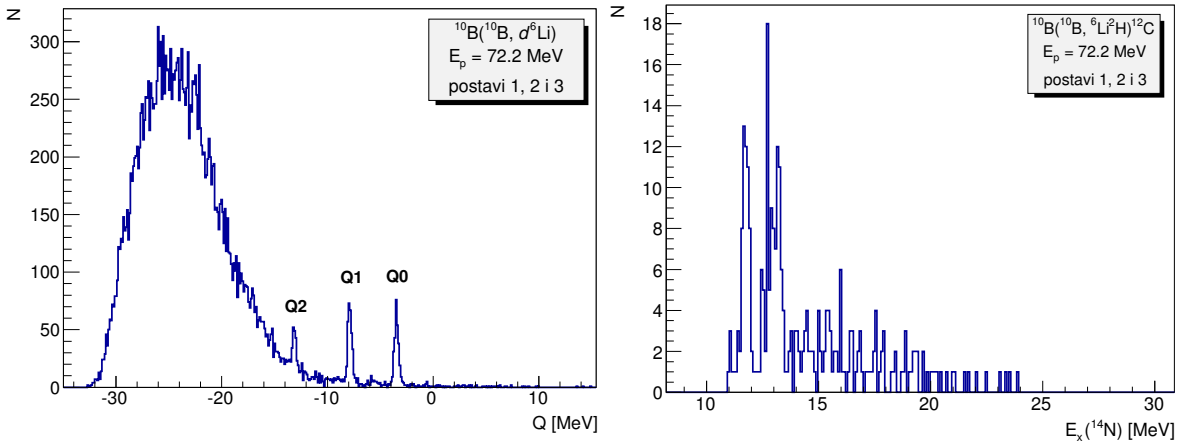
^{12}C su osnovno stanje, stanje 2^+ na 4.44 MeV, te 3^- na 9.64 MeV, koja smo već vidjeli i u (^{10}B, $\alpha\alpha$) kanalu.

Energija pobuđenja jezgre ^{8}Be koju rekonstruiramo iz koincidencija $p + {}^{7}$Li za sva tri Q-vrha pokazuje samo jedno izraženo stanje na 18.16 MeV, koje se pobuđuje u parovima detektora s iste strane snopa D1-D2 i D3-D4. To stanje je dobro poznato stanje spina 1^+ koje se raspada isključivo kanalom $p + {}^{7}$Li, što je ovim rezultatom potvrđeno. Nije viđeno



(a) (b)

Slika 5.42: (a) Q-spektar reakcije u kojoj detektiramo ^{7}Li i ^{1}H u koincidenciji, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Energija pobuđenja jezgre ^{8}Be iz koincidencija ^{7}Li i ^{1}H, za događaje koji se odvijaju preko sva tri pobuđena stanja jezgre ^{12}C (Q0, Q1 i Q2).



(a) (b)

Slika 5.43: (a) Q-spektar reakcije u kojoj detektiramo ^{6}Li i ^{2}H u koincidenciji, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Energija pobuđenja jezgre ^{14}N iz detektiranog ^{6}Li, s odabranom Q vrijednošću Q0.

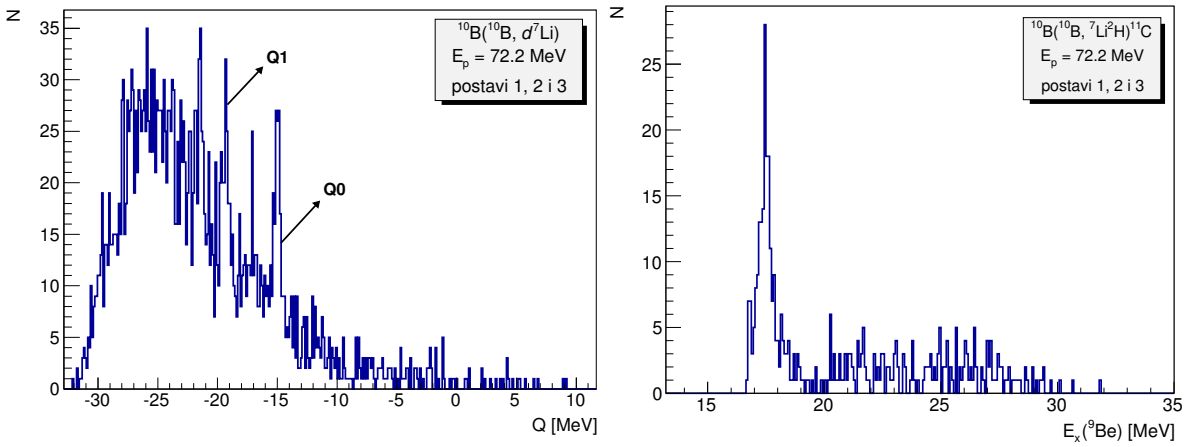
u kanalu s dvije α-čestice, tako da je struktura tog stanja bitno različita od klasterske α + α strukture.

Reakcija ^{10}B(^{10}B, d^{6}Li)^{12}C (Q = -3.121 MeV), odvija se preko preko tri pobuđena stanja jezgre ^{12}C, koja vidimo kao tri vrha u Q-spektru kanala (^{10}B, d^{6}Li), s centroidima na Q0= -3.46 MeV, Q1= -7.87 MeV i Q2= -13.13 MeV (slika 5.43a). Pobuđena stanja u ^{12}C ista su kao i u prethodnom kanalu, osnovno stanje, stanje 2^{+} na 4.44 MeV, te 3^{-} na 9.64 MeV.

S obzirom na malu statistiku kanala, međustanja jezgre ^{8}Be ne možemo razlučiti, a jedina stanja koja u ovom kanalu vidimo su stanja jezgre ^{14}N na 11.75 MeV i 13.0 MeV, koja se vide isključivo kod odabira Q-vrijednosti Q0. Stanjima doprinose događaji kod kojih je ^{6}Li detektiran u bilo kojem detektoru, prvenstveno u detektorima na prednjima kutevima. Iako slaba, ta su stanja važna za sistematizaciju klasterskih stanja u jezgri ^{14}N, za koja se predviđaju razne neobične strukture [83].

Iako kanal u kojem detektiramo ^{7}Li i deuteron u koincidenciji ima malu statistiku, ipak se u Q-spektru mogu razlučiti dva vrha s centroidima na Q0= -15.03 MeV i Q1= -19.33 (slika 5.44a). Oni odgovaraju reakciji ^{10}B(^{10}B, d^{7}Li)^{11}C (Q = -14.592 MeV), gdje je nedetektirani ^{11}C ostavljen u osnovnom ili drugom pobuđenom stanju $5/2^{-}$ na 4.31 MeV.

Pobuđenja u jezgri ^{9}Be dobivena iz koincidencija d + ^{7}Li pokazuju da se reakcija i za



(a) (b)

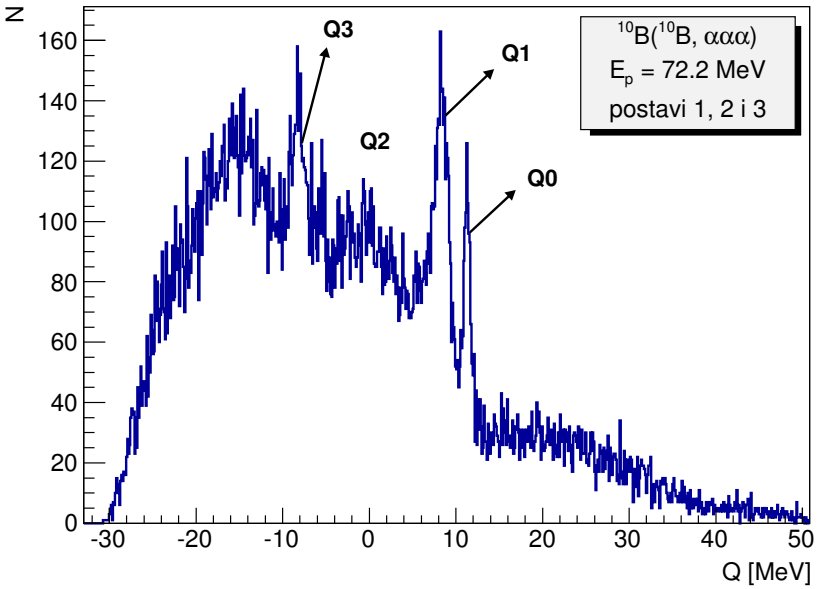
Slika 5.44: (a) Q-spektar reakcije u kojoj detektiramo ^{7}Li i ^{2}H u koincidenciji, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Energija pobuđenja jezgre ^{9}Be iz koincidencija ^{7}Li i ^{2}H s uključenim svim postavima i oba vrha Q-spektru, Q0 i Q1.

Q0 i za Q1 odvija preko jednog pobuđenog stanja u jezgri ^{9}Be na $E_x = 17.46$ MeV (slika 5.44b), koje se pojavljuje kad su ^{7}Li i deuteron detektirani u detektorima s iste strane snopa D1-D2, D3-D4 ili unutar istog detektora. To stanje u literaturi je navedeno kao stanje spina $(7/2)^+$ koje se dominanto raspada kanalima koji uključuju proton ili deuteron [70], što je ovdje potvrđeno.

5.3 Tročestične koincidencije

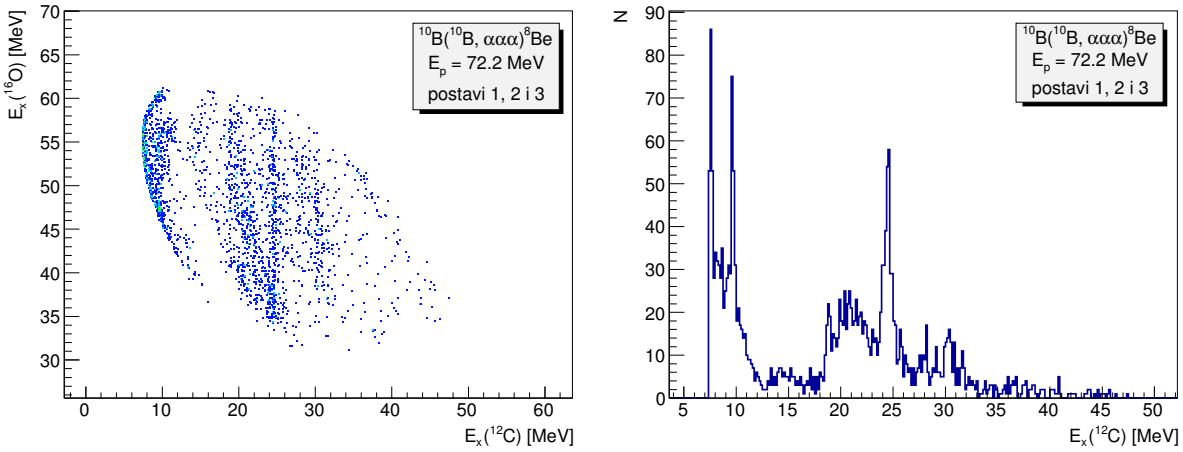
Kod tročestičnih koincidencija najbolju statistiku ima kanal u kojem su detektirane 3 α-čestice. S obzirom da je preostala jezgra u tom kanalu ^{8}Be koja je čestično nevezana i raspada se na dvije α- čestice, za dio događaja bit će poznata kompletna informacija o reakciji s 5 α-čestica u izlaznom kanalu!

Razmatranje tročestičnih koincidencija opisanih u ovom poglavlju, započinje s uparivanjem dvije α-čestice u jezgru ^{8}Be (kao što je opisano u točki 5.2.3) , koje se može napraviti preko bilo kojeg stanja pobuđenja te jezgre, ali se pokazalo da je dovoljno uzeti samo osnovno stanje jer su u njemu sadržani gotovo svi događaji, dok je statistika ostalih stanja vrlo mala. Tako rekonstruiranu jezgru ^{8}Be u sljedećem koraku uparujemo s trećom česticom iz koincidencije u dvočestični kanal, za koji onda, kao i ranije, crtamo Romano-plot i odabiremo vrhove u Q-spektru.



Slika 5.45: Q-spektar reakcije u kojoj detektiramo 3 α-čestice u koincidenciji, za mjerenja na energiji snopa 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora.

Q-spektar kanala ^{8}Be + α, nastao iz originalnih tročestičnih $\alpha\alpha\alpha$ koincidencija na energiji snopa 72.2MeV prikazan je na slici 5.45. Vrhovi s centroidima na Q0= 11.26 MeV, Q1= 8.25 MeV, Q2= -1.2 MeV i Q3 = -8.28 MeV, odgovaraju reakciji ^{10}B(^{10}B, α^8Be(0.0MeV))^{8}Be (Q = 11.793 MeV), gdje je nedetektirana jezgra ^{8}Be pobuđena u stanja koja su već viđena u dvočestičnim koincidencijama: osnovno stanje 0^+, stanje 2^+ na 3.03

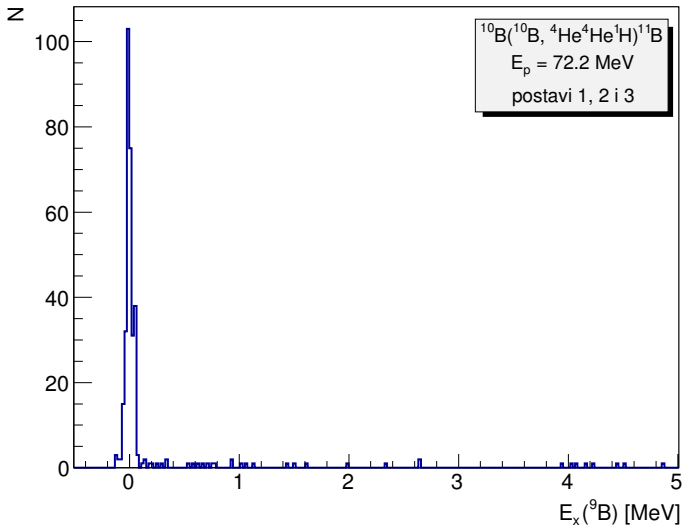


(a) (b)

Slika 5.46: (a) Relativne energije među-stanja ^{12}C i ^{16}O, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q1, s uključenim svim kombinacijama detektora. (b) Energija pobuđenja jezgre ^{12}C iz koincidencija 3 α-čestice za događaje prikazane pod (a).

MeV, široko stanje 4^+ na 11.35 MeV, te stanje na oko 19.5 MeV.

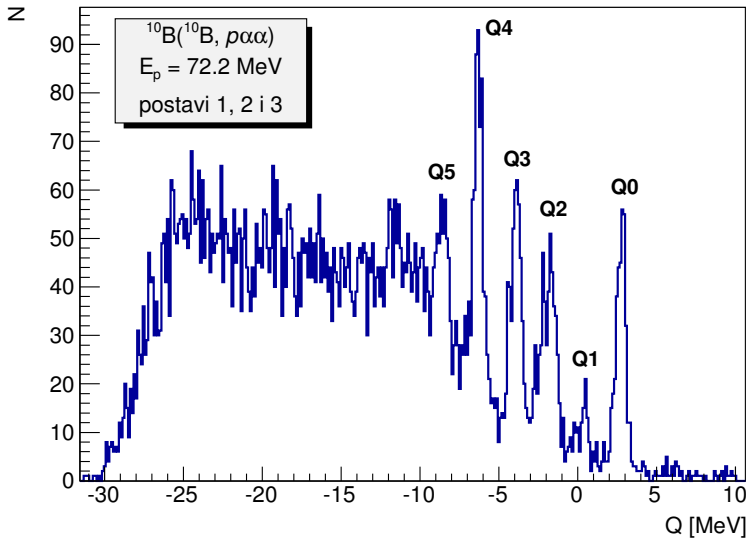
Reakcije koje u izlaznom kanalu imaju samo α-čestice odvija će se preko međustanja α-konjugiranih jezgara. U kanalu s 3 detektirane α-čestice to će biti jezgre ^{12}C i ^{16}O, što je prikazano na 2D histogramu na slici 5.46a, napravljenom uz odabrano pobuđenje 2^+ na 3.03 MeV nedetektiranog ^{8}Be. Vertikalne linije pripadaju stanjima u jezgri ^{12}C (projekcija na slici 5.46b) iz kojih se vidi da u produkciji kanala s 5 α-čestica u konačnici sudjeluju Hoyleovo stanje (0^+ stanje na 7.56 MeV), stanje 3^- na 9.64 MeV, te rijetko isticano, usko stanje na E_x = 24.4 MeV (σ = 0.5 MeV) kojemu još nisu poznati spin i paritet.



Slika 5.47: Energija pobuđenja među-stanja ^{9}B, preko koje se odvija reakcija ^{10}B(^{10}B, p$\alpha\alpha$)^{11}B, na energiji snopa 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora.

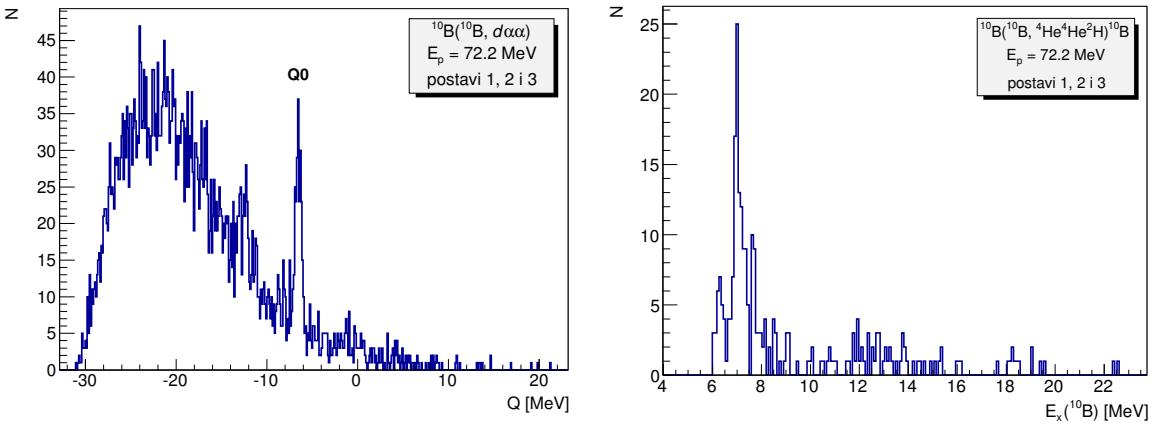
Jako je zanimljiv kanal u kojem su u tročestičnoj koincidenciji detektirane dvije α-čestice i jedan proton. Nakon uparivanja α-čestica u ^{8}Be preko osnovnog stanja pobuđenja te jezgre, promatra se dvočestična koincidencija ^{8}Be + ^{1}H. Na slici 5.47 dan je spektar pobuđenja međustanja tog sustava - jasno se vidi da se reakcija odvija isključivo preko osnovnog stanja jezgre ^{9}B. Na taj način, spektar Q-vrijednosti kanala ^{10}B(^{10}B, p$\alpha\alpha$) možemo smatrati inkluzivnim spektrom pobuđenja jezgre ^{11}B iz reakcije ^{10}B(^{10}B, ^{9}B(0.0MeV))^{11}B (Q = 3.017 MeV) (slika 5.48). Takav spektar ne može se dobiti u jednočestičnom kanalu, s obzirom da jezgra ^{9}B nije čestično stabilna i ne može se detektirati.

Vrhovi u Q-spektru s centroidima na Q0= 2.72 MeV, Q1= 0.42 MeV, Q2= -1.94 MeV, Q3= -3.94 MeV, Q4= -6.34 MeV, Q5= -8.70 MeV, daju pobuđenja jezgre ^{11}B na



Slika 5.48: Q-spektar reakcije ^{10}B(^{10}B, p$\alpha\alpha$), na energiji snopa 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora. Vrhovi odgovaraju stanjima pobuđenja jezgre ^{11}B.

energijama 2.3, 4.66, 6.66, 9.06 i 11.42 MeV. Ta stanja odgovaraju tabličnim stanjima $1/2^-$ na 2.12 MeV, $5/2^-$ na 4.45 MeV, $7/2^-$ na 6.74 MeV, nerazlučenim stanjima $5/2^-$ i $7/2^+$ na oko 9 MeV, te stanju $9/2^+$ na 11.27 MeV. Usporedbom dobivenih stanja s inkluzivnim spektrom jezgre ^{11}C danim na slici 5.4, može se vidjeti da se u jezgrama ^{11}B i ^{11}C pobuđuju analogna (zrcalna) stanja. Stanje najviše energije pobuđenja, na 11.42 MeV (tablična vrijednost 11.27 MeV), kao i stanje na 10.74 MeV u ^{11}C, dosad nije viđeno u reakcijama prijenosa jednog nukleona.



(a) (b)

Slika 5.49: (a) Q-spektar reakcije u kojoj su detektirane 2 α-čestice i deuteron u koincidenciji, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Energija pobuđenja jezgre ^{10}B u sustavu $\alpha + \alpha + d$.

Sljedeći tročestični kanal koji je imao dovoljnu statistiku je onaj u kojem su detektirane dvije α-čestice i jedan deuteron. Spektar Q-vrijednosti tog kanala pokazuje samo jedan izraženi vrh koji odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, d ^{8}Be(0.0MeV))^{10}B (Q = -6.027 MeV), s centroidom na Q0 = -6.55 MeV (slika 5.49a). To stanje odgovara osnovnom stanju nedetektiranog ^{10}B. Njegovim odabirom u sustavu α + α + d dobiva se samo jedno međustanje jezgre ^{10}B na 7.04 MeV preko kojeg se odvija reakcija, prikazano na slici 5.49b. To je stanje u literaturi poznato kao stanje 3^+ izospina T = 0 [70], što je konzistentno s ulaznim kanalom ovdje mjerene reakcije.

6 DISKUSIJA DOBIVENIH REZULTATA

6.1 Izospinski triplet jezgara s A=10: ^{10}Be, ^{10}B i ^{10}C

Jezgra ^{10}B bila je dostupna u nekoliko kanala: (^{10}B, ^{10}B), (^{10}B, α^{6}Li), (^{10}B, p^{9}Be), te (^{10}B, $d\alpha\alpha$).

Inkluzivni spektri (^{10}B, ^{10}B) pokazali su jako pobuđenje osnovnog i stanja na 6.1 MeV. Osim tih, pobuđena su bila i stanja 1^+ na ∼0.7 MeV, 1^+ na 2.15 MeV, 2^+ na ∼3.6 MeV, te nekoliko nerazlučivih stanja na oko E_x= 5.0 MeV. Na temelju usporedbe s reakcijom ^{10}B(^{10}B, ^{10}Be)^{10}C (Q = -4.205 MeV), procijenjeno je da vrh na E_x(^{10}B) = 3.6 MeV sadrži manje od 1% događaja koji dolaze iz reakcije dvostrukog okretanja spina i izospina.

U tablici 6.1 dana su sva stanja viđena u kanalu (^{10}B, α^{6}Li). Najniža stanja, na energijama 4.77 i ∼5.1 MeV, ispod su praga za raspad kanalom ^{8}Be + d i nužno se raspadaju kanalom α + ^{6}Li. Spektar pobuđenja u tom energijskom području reflektira jakost pobuđivanja ^{10}B kroz neelastični kanal, pa su i dobivena stanja sukladna rezultatima neelastičnog raspršenja (p, p') na ^{10}B [88], s razlikom što se tamo mogu jasno odvojiti dva stanja u vrhu na 5.1 MeV. Ostala stanja usporediva su s rezultatima rada N. Curtisa i suradnika [86], gdje su u reakcijama ^{12}C(^{7}Li, ^{10}B*)^{9}Be i ^{16}O(^{7}Li, ^{10}B*)^{13}C detaljno proučavani raspadi stanja izotopa ^{10,11,12}B kanalima α + ^{6}Li, d + ^{8}Be i p + ^{9}Be.

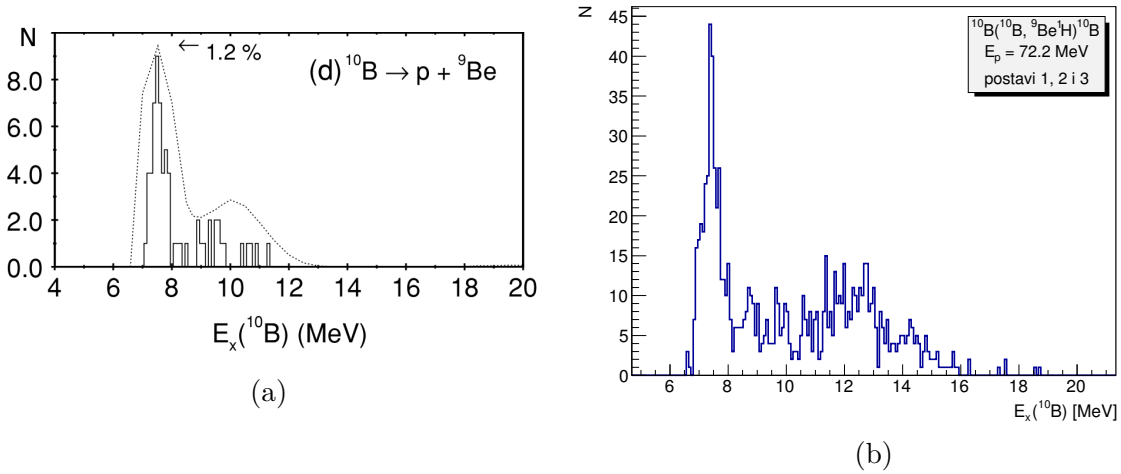
Za tri bliska stanja na ∼6.0 MeV (2^+, 4^+ i 3^- stanja), te stanje $(4)^-$ na 6.6 MeV, potvrđen je dominantan raspad α-kanalom, iako su ta stanja iznad praga za raspade na druge kanale, što ukazuje da značajan dio njihove valne funkcije odgovara strukturi tipa ^{6}Li + α [6].

Jasno izražena stanja na energijama pobuđenja 7.1 i 13.1 MeV, naročito su zanimljiva: stanje na 13.1 MeV u jezgri ^{10}B još nije viđeno u ovom kanalu (poznata stanja na bliskim

$E_x(^{10}B)$ [MeV] iz kanala $\alpha + {}^6Li$			
CURTIS et. al.	ovdje dobiveni rezultat	baza TUNL	J^π
-	**4.77**	4.774	3^+
-	**5.1**	5.11, 5.16, 5.18	2^-, 2^+, 1^+
-	**5.9**	5.919	2^+
-	**6.0**	6.025	4^+
6.12	**6.1**	6.127	3^-
6.66	**6.6**	6.560	$(4)^-$
7.09	**7.1**	7.002	(3^+)
8.04	-	8.070	2^+
8.72	-	8.680	$(1^+, 2^+)$
-	**13.1**	-	-

Tablica 6.1: Usporedba ovdje dobivenih stanja u ^{10}B koja se raspadaju $\alpha + {}^6Li$ kanalom s rezultatima N. Curtisa i suradnika [86] i tabličnim vrijednostima [70]

energijama pobuđenja raspadaju se isključivo kanalom $p + {}^9Be$), dok je stanje na 7.1 MeV, koje se raspada α-kanalom, ali i p- i d- kanalima, suglasno s [86]. O spinu tog stanja još uvijek se raspravlja, predložene su vrijednosti (1^+), (2^+) i (3^+), od kojih bi posljednja značila pojačan raspad kanalom $\alpha + {}^6Li^*(2.186\ MeV)$, zbog manje centrifugalne barijere



(a) (b)

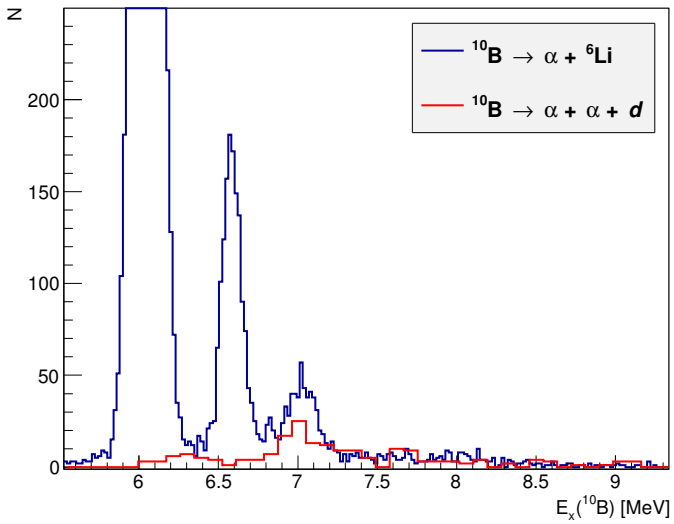
Slika 6.1: (a) Spektar energije pobuđenja za raspad jezgre ^{10}B na $p + {}^9Be$, dobiven u radu [86]. Crtkana linija je efikasnost detekcije tog kanala; (b) Ovdje dobiveni spektar energije pobuđenja ^{10}B dobiven iz dvočestičnih koincidencija $p + {}^9Be$.

nego u slučajevima drugih vrijednosti spina [89] (u skladu s tim je u tablici 6.1 i navedena samo najvjerojatnija vrijednost spina stanja (3^+)). Računi R-matrice također pokazuju najbolje slaganje sa spinom tog stanja (3^+), no ne ostvaruju savršeno poklapanje sa svim uključenim eksperimentalnim rezultatima uz tu pretpostavku [90].

U slučaju kad su u dvočestičnoj koincidenciji detektirani α-čestica i ^{10}B, zanimljiva stanja pobuđenja jezgre ^{10}B dobivaju se kod odabira Q-vrijednosti koja može odgovarati i pobuđenju ^{10}B na 2.15 MeV i ^{6}Li na 2.186 MeV. U prvom slučaju, to je stanje na $E_x(^{10}B)$ = 11.2 MeV, koje bi po kanalu raspada i energiji moglo odgovarati tabličnom stanju na 11.5 MeV, nepoznatog spina i pariteta. Drugi slučaj bilo bi stanje $E_x(^{10}B)$ = 13.3 MeV, koje bi se vrlo selektivno raspadalo kanalom α + ^{6}Li*(2.186 MeV). Oba moguća stanja su na visokim energijama pobuđenja, iznad pragova za različite čestične raspade, tako da njihov raspad α-kanalom ide u prilog klasterskoj strukturi.

U kanalu (^{10}B, p^{9}Be) vidljivo je samo jedno stanje pobuđenja jezgre ^{10}B, na oko 7.5 MeV-a, što je ponovno suglasno s [86], gdje je potvrđen jak raspad tog stanja kanalom ^{9}Be + p (usporedni spektri dani su na slici 6.1). Takvo stanje također bi, s obzirom na strukturu jezgre ^{9}Be, trebalo imati izraženu klastersku strukturu, no s različitim korelacijama između protona i neutrona, koje bitno utječu na kanal raspada stanja [7].

U posljednjem kanalu koji se odvija preko međustanja jezgre ^{10}B, (^{10}B, $d\alpha\alpha$), jasno



Slika 6.2: Usporedba stanja u ^{10}B dobivenog u kanalima: α + ^{6}Li (*plavi histogram*) i α+α+d (*crveni histogram*).

je izraženo samo jedno stanje na 7.04 MeV, za koje je izgledno da je isto stanje kao ono na 7.1 MeV, viđeno u kanalu (^{10}B, α^{6}Li) (oba kanala prikazana su na slici 6.2). Osim što su na vrlo bliskim energijama, koje se podudaraju u okvirima statističke pogreške, klasterska struktura same jezgre ^{6}Li pogoduje pobuđivanju tog stanja i u kanalu α + ^{6}Li i u α+α+d.

Stanja jezgara ^{10}Be i ^{10}C pobuđivana su samo u inkluzivnim spektrima detektiranog ^{10}Be, u kojoj reakciji dolazi do dvostrukog okretanja izospina. Dobivena stanja često mogu odgovarati i pobuđenju ^{10}C i ^{10}B, s obzirom na zrcalnu strukturu tih jezgara.

Najvažniji rezultati (^{10}B, ^{10}Be) kanala svakako su pobuđenje osnovnog stanja jezgre ^{10}C, te prvog pobuđenog 2^+ stanja koje osim pobuđenju jezgre ^{10}C (3.35 MeV), može odgovarati i pobuđenju 2^+ jezgre ^{10}Be (3.37 MeV). Isto tako važno je i jako pobuđeno stanje (ili više njih) na 5.38 MeV (u ovom mjerenju viđeno na 5.53 MeV), za koje je utvrđeno da je isključivo stanje jezgre ^{10}C, čiji spin još nije poznat. Stanje na 6.58 MeV (u ovom mjerenju viđeno na 6.88 MeV), osim pobuđenju 2^+ jezgre ^{10}C, može odgovarati i uzajamnom pobuđenju stanja na 3.36 MeV u ^{10}C i stanja na 3.37 MeV u ^{10}Be. Sve su to stanja koja su rijetko viđena, čiji su raspadi i spinovi još nepotvrđeni.

J^π	E$_x$(^{10}Be)[MeV]	E$_x$(^{10}B) [MeV]	E$_x$(^{10}C) [MeV])
0^+	**0.00**	1.74	**0.00**
2^+	**3.37**	5.16	**3.35**
2^+	5.96	-	-
1^-	5.96	7.43	-
0^+	6.18	7.56	**5.38**
2^-	6.26	7.48	-
3^-	7.37	8.89	-
2^+	7.54	8.89	**6.58**
2^+	9.56	-	**$\approx$ 9**

Tablica 6.2: Analogna stanja u ^{10}Be, ^{10}B i ^{10}C, energije i spinovi preuzeti su iz [70]. Žuto su označena stanja pobuđena u ovom radu.

U tablici analognih stanja izospinskog A = 10 tripleta 6.2, žutom su bojom označena sva stanja pobuđena u ovom mjerenju. Kako u ^{10}B nisu pobuđena stanja izospina T =

1, moguće je uspoređivati samo analogna stanja ^{10}Be i ^{10}C. Razlika u energijama prva dva pobuđena stanja vrlo je mala, što je potpis strukture stanja - ukoliko analogna stanja imaju ljuskastu strukturu, bit će vrlo slična i njihove će energije biti bliske; razvijanjem klasterske i pogotovo molekulske strukture, energija analognih stanja počinje se sve više razlikovati.

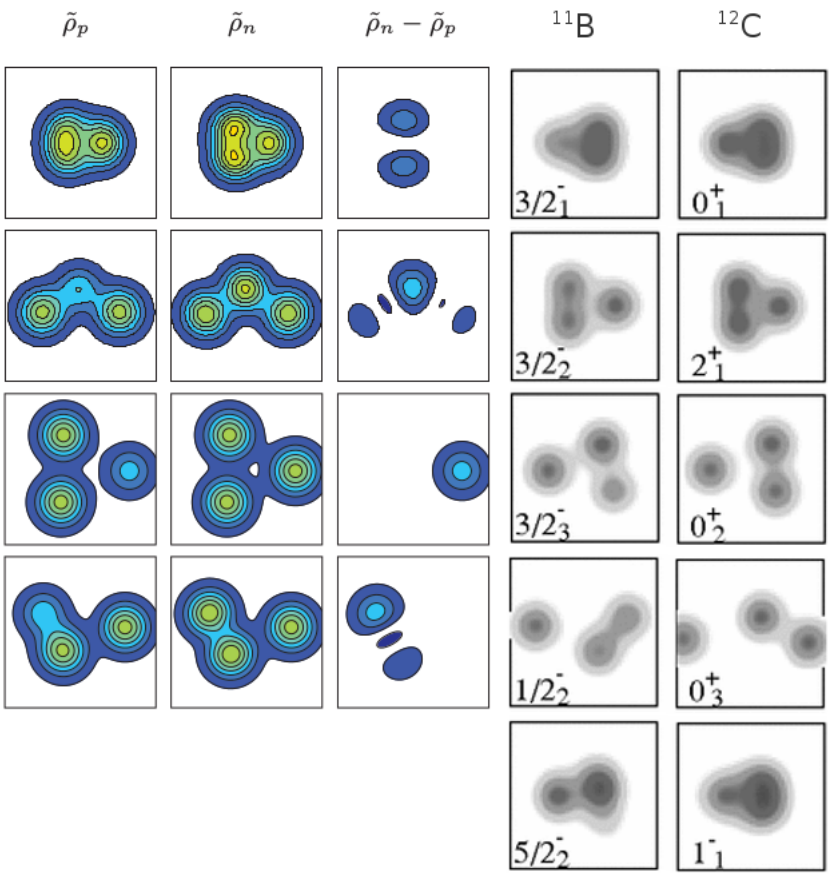
Široko stanje u ^{10}C na 9.45 MeV, koje dosad nije zabilježeno, posebno je značajan rezultat ovog rada. Ne može se objasniti uzajamnim pobuđenjima stanja nižih energija, već je mogući analogon stanja 2^+ na 9.56 MeV u ^{10}Be. Mala razlika u energiji tih dvaju analognih stanja govori o njihovoj strukturi sličnoj osnovnom i prvom pobuđenom stanju ^{10}Be i ^{10}C. Stanja iznad 9 MeV u ^{10}C dosad su viđena samo u reakciji ^{10}B(p, n)^{10}C [70].

6.2 Izobarne jezgre ^{11}B i ^{11}C

Jezgra ^{11}B jedna je od najzanimljivijih lakih jezgri po pitanju strukture, jer kod nje postoji koegzistencija stanja modela ljusaka, klasterskih stanja $2\alpha + t$ strukture (koja su mogući analog stanja u ^{12}C), te struktura baziranih na molekulskim orbitalama. Takva isprepletenost posljedica je krhkosti t-klastera, koji u usporedbi s α-klasterom ima puno manju energiju vezanja (samo 8.5 MeV, u usporedbi s 28.3 MeV kod α-klastera) [47]. Osim toga, međuklasterski potencijal privlačniji je u α - t kanalu nego u α - α kanalu, što je dijelom posljedica Paulijevog principa isključenja (analogija se može povući s energijama vezanja jezgara ^{7}Li i ^{8}Be). Ideja molekulskih stanja u ^{11}B je da $2n$ i p okupiraju molekulske orbitale oko dva α-klastera, te se šire duž cijelog sustava, umjesto da konstruiraju t-klaster. Također, tri valentna nukleona dobivaju potencijalnu energiju od α-klastera, jer se nalaze u njihovom srednjem polju, čime se kompenzira gubitak energije vezanja tritona [1]. Takva stanja trebala bi imati pozitivan paritet i tvoriti rotacijske vrpce.

Sličnu situaciju po pitanju strukture nalazimo i u jezgri ^{11}C, osim što je treći klaster ^{3}He jače vezan od tritona, zbog čega su molekulska stanja potisnuta.

Novi AMD računi [1] i [47] nalaze čvrste korelacije između struktura pobuđenih stanja pozitivnog i negativnog pariteta jezgara ^{11}B, ^{11}C i ^{12}C. Na slici 6.3 prikazana je struktura pet stanja negativnog pariteta u jezgri ^{11}B, koja su mogući strukturni analozi stanja u ^{12}C, među kojima je i Hoyleovo stanje (treći redak). Iste strukture pojavljuju se i u zrcalnim stanjima jezgre ^{11}C. U ovom radu pobuđena su stanja $5/2^-_2$ (peti redak slike



Slika 6.3: Usporedba struktura stanja jezgara ^{11}B i ^{12}C. U svakom retku prikazane su redom protonska ($\tilde{\rho_p}$) i neutronska gustoća ($\tilde{\rho_n}$), njihova razlika i ukupna gustoća stanja ^{11}B. U zadnjem stupcu je ukupna gustoća stanja u ^{12}C. Struktura analognih stanja u ^{11}C vrlo je slična ovdje prikazanim strukturama stanja ^{11}B. Prikazani rezultati napravljeni su unutar AMD modela [1], [47].

6.3) i $3/2^-_3$ (treći redak) jezgre ^{11}C, sasvim različitih struktura.

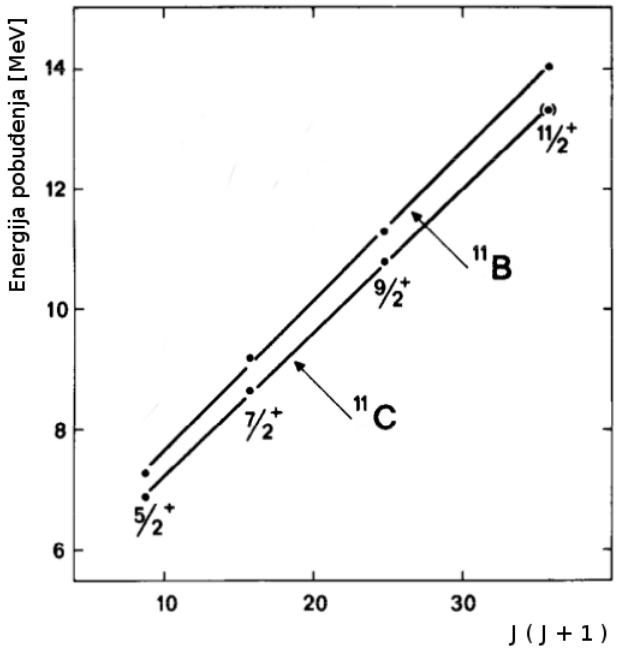
Inkluzivni spektri jezgara ^{11}C i ^{11}B pokazali su pobuđenja zrcalnih stanja tih izobarnih jezgara (tablica 6.3). Najznačajniji rezultat inkluzivnih spektara svakako su stanja najviših energija (10.74 MeV u ^{11}C i 11.42 MeV u ^{11}B), koja dosad nisu viđena u reakcijama prijenosa jednog nukleona. Vrlo dobro slaganje stanja nižih energija upućuje na to da su i stanja najviših energija pobuđena u ovom radu, također zrcalna stanja jezgara ^{11}C i ^{11}B spina $9/2^+$ i da imaju sličnu kompaktnu strukturu koja se može pobuditi prijenosom jednog nukleona.

Simetričnost jezgara ^{11}B i ^{11}C uočena je i u koincidentnim mjerenjima. Romano plotovi i Q-spektri dobiveni u kanalima (^{10}B, α^7Li) i (^{10}B, α^7Be) izgledaju gotovo identično. Obje reakcije odvijaju se preko dva pobuđena stanja nedetektiranih čestica ^{9}Be i ^{9}B, osnovnog i stanja $5/2^-$.

$E_x(^{11}C)$ [MeV]	$E_x(^{11}B)$ [MeV]	J^π
2.02	2.3	$1/2^-$
4.33	4.66	$5/2^-$
4.81	-	$3/2^-$
6.48	6.66	$7/2^-$
8.59	9.06	$5/2^-$, $7/2^+$
10.74	11.42	$9/2^+$

Tablica 6.3: Usporedba stanja jezgara ^{11}C i ^{11}B pobuđenih u inkluzivnim spektrima.

Jezgra ^{11}B bila je dostupna samo u tom dvočestičnom kanalu, gdje su zabilježena stanja na $E_x(^{11}B) = 8.75$, 9.18, 9.27, 10.3 i 11.28 MeV, koja se sva raspadaju α-kanalom, što im je i jedini mogući kanal raspada sve do energije pobuđenja 11.2 MeV. Stanja na 9.18 i 11.28 MeV su prvo i drugo pobuđenje rotacijske vrpce $K^\pi = 5/2^+$, koja započinje stanjem na 7.29 MeV. Ta je vrpca predložena u radu [91] i prikazana na slici 6.4. Analogna stanja iste vrpce pobuđena su i u jezgri ^{11}C (na 8.68 i 10.7 MeV), što je u skladu s rezultatima N. Soića i suradnika, gdje su stanja jezgre ^{11}C proučavana reakcijom ^{16}O(^{9}Be, α^7Be)^{14}N [84].



Slika 6.4: Rotacijske vrpce $K^\pi = 5/2^+$ jezgara ^{11}B i ^{11}C, unutar kojih su i stanja $7/2^+$ i $9/2^+$ viđena u ovom mjerenju. Preuzeto iz [91].

Stanje jezgre ^{11}B na 10.3 MeV kombinacija je nerazlučenih stanja $3/2^-$ na 10.26 MeV i $5/2^-$ na 10.33 MeV. Ono pripada rotacijskoj vrpci negativnog pariteta $K^\pi = 3/2^-$, čija bi stanja po novijim AMD računima trebala imati "granično" klastersku strukturu tipa $2\alpha + t$ [47], sličnu strukturi prvog pobuđenog stanja jezgre ^{12}C. Mnogo zanimljivije stanje $(3/2^-)$ na 8.56 MeV, koje bi po strukturi moglo biti analogno Hoyleovom stanju u ^{12}C, ne može se vidjeti u (^{10}B, α^7Li) kanalu, s obzirom da je prag za raspad jezgre ^{11}B na ^{7}Li i ^{4}He na 8.66 MeV.

Posljednje stanje u ^{11}B na oko 15.1 MeV zanimljivo je sa stajališta izospina, jer bi tom stanju, koje se raspada kanalom $\alpha + {}^7$Li, odgovarao izospin T = 1/2, dok je u literaturi zabilježeno samo stanje na 15.3 MeV izospina T = 3/2 [70]. Moguć je i slučaj miješanja izospina tog stanja, što je već predloženo i za neka druga stanja u ^{11}B na višim energijama pobuđenja [84], no zbog slabe izraženosti stanja, teško je donositi ikakve zaključke o njegovim karakteristikama.

U analognom kanalu (^{10}B, α^7Be) snažno su pobuđena stanja jezgre ^{11}C na energijama pobuđenja $E_x(^{11}C)$= 8.11, 8.44 i 8.68 MeV, od kojih je posljednje najjače pobuđeno. Za prva dva stanja (koja odgovaraju stanjima $3/2^-$ na 8.10 MeV i $5/2^-$ na 8.42 MeV) u tablicama je naveden dominantan raspad α-kanalom, što ovaj rezultat i potvrđuje. Za razliku od njih, α-raspad stanja na ∼8.7 MeV (koje odgovara nerazlučenim stanjima $7/2^+$ i $5/2^+$), u tablicama nije naveden, no prijavljen je u radu N. Soića i suradnika [84]. U istom kanalu na višim energijama pobuđenja vidi se stanje na oko 14 MeV, dosad neviđeno u ovom kanalu, koje bi moglo odgovarati stanju na 14.1 MeV, viđenom i u radu [92], još neodređenog spina i pariteta.

Najzanimljivije je svakako stanje na 8.1 MeV, koje je u okvirima AMD modela diskutirano kao mogući analog Hoyleovog stanja u jezgri ^{12}C, što bi značilo da ima razrijeđenu gustoću i vrlo izraženu $\alpha + \alpha + {}^3$He strukturu, prikazanu na slici 6.3, u trećem retku. S druge strane, stanje $5/2^-$ na 8.42 MeV, također uočeno u ovom kanalu, u istom je radu opisano kao stanje modela ljusaka (slika 6.3, peti redak). No, dok se stanje na 8.1 MeV u ovom mjerenju pobuđuje isključivo u (^{10}B, α^7Be) kanalu, što ide u prilog predloženoj egzotičnoj strukturi, stanje na 8.4 MeV pobuđuje se i u inkluzivnim spektrima.

U slučaju kad su u istoj reakciji detektirani $\alpha + {}^9$Be, iz detektiranog ^{9}Be rekonstruirana su stanja jezgre ^{11}C koja se raspadaju α-kanalom na $E_x(^{11}C)$ = 8.7, 10.7 i 12.6 MeV. Prvo od njih je već viđeno na 8.68 MeV, dakle, imamo dvostruku potvrdu da se to stanje raspada

α-kanalom (isto je viđeno i u [84]), dok je, kako je već rečeno, u tablicama nuklearnih podataka naveden samo protonski raspad tog stanja [70]. Stanja koja pokazuju raspad kroz dva različita kanala uglavnom su složene strukture, pa bi takvo moglo biti i ovdje viđeno stanje na ∼8.7 MeV. α- raspad stanja na 10.7 MeV također je viđen u radu [84], dok je stanje na 12.6 MeV u istom kanalu opaženo u radu M. Freera i suradnika [92], na energiji pobuđenja 12.4 MeV.

Jezgra ^{11}C bila je dostupna i putem reakcije ^{10}B(^{10}B, p^{9}Be)^{10}B, gdje su slabo pobuđena stanja $E_x(^{11}C)$ = 11.06, 12.6 i 13.8 MeV, koja se raspadaju protonskim kanalom. Vrijedi istaknuti da je jedini čisti protonski raspad nekog stanja jezgre ^{11}C dobiven ovim mjerenjem, raspad stanja na 11.06 MeV-a, koje se ne vidi niti u jednom drugom kanalu. Stanje na 12.6 MeV isto je ono stanje koje se jako vidi u α-kanalu, po čemu bi se moglo zaključiti da mu je α-širina puno jača od protonske. M. Freer i suradnici u radu [92] također vide to stanje na 12.4 MeV u oba navedena kanala i to podjednako jako, no tamo je riječ o reakciji ^{4}He(^{7}Be, p)^{10}B, u kojoj će se jako pobuđivati stanja čiji je produkt α- i p-širina velik, što je u svakom slučaju zadovoljeno.

U slučaju kad su u istoj reakciji detektirani proton i ^{10}B, u ^{11}C vidi se samo pobuđenje stanja na ∼10.7 MeV (iako odrezano), koje smo ranije vidjeli u α- kanalu. Za njegovu strukturu značajno je to da je, osim u α- i p-kanalu, viđeno i kao vrh u inkluzivnim spektrima prijenosa protona na ^{10}B, što sve zajedno govori o složenoj strukturi tog stanja.

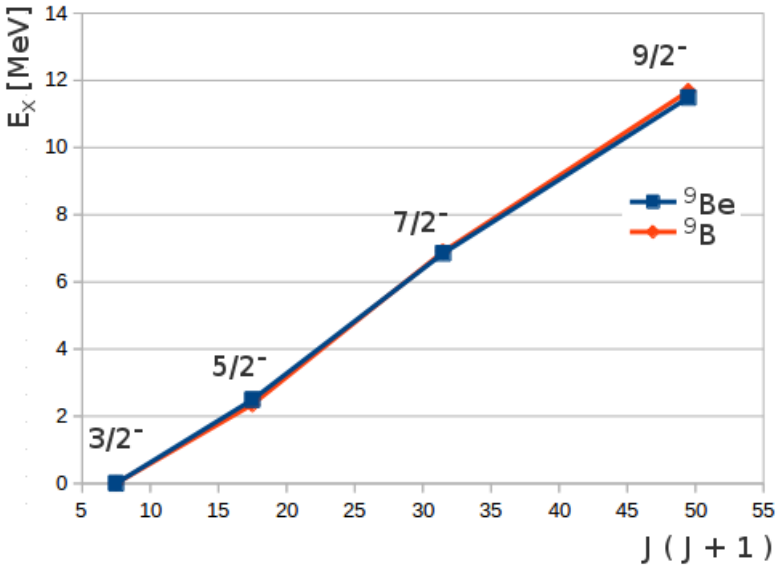
6.3 Izobarne jezgre ^{9}Be i ^{9}B

Inkluzivni spektri jezgara ^{9}Be i ^{9}B izgledaju vrlo slično i pokazuju pobuđenja zrcalnih stanja tih jezgara (tablica 6.4).

$E_x(^{9}Be)$ [MeV]	$E_x(^{9}B)$ [MeV]	J^{π}
0.0	0.0	$3/2^{-}$
2.49	2.35	$5/2^{-}$
6.85	6.9	$7/2^{-}$
11.49	11.68	$(9/2^{-})$

Tablica 6.4: Usporedba stanja jezgara ^{9}Be i ^{9}B pobuđenih u inkluzivnim spektrima.

S obzirom da spin posljednja dva stanja, na energijama pobuđenja 11.49 i 11.68 MeV, još uvijek nije utvrđen i u literaturi su navedene različite vrijednosti ($5/2^-$ ili $7/2^-$), pojavljivanje tih stanja u inkluzivnim spektrima ovog mjerenja, posebno je zanimljivo. Pobuđivanje istih zrcalnih stanja, koja u obje jezgre pripadaju rotacijskim vrpcama osnovnog stanja i odsustvo bilo kakvih drugih vrsta pobuđenja, stvara sliku u kojoj bi se stanja na 11.49 i 11.68 MeV najbolje uklopila u spomenute rotacijske vrpce kao pobuđenja spina ($9/2^-$), što je prikazano na slici 6.5 i uvršteno u tablicu 6.4.



Slika 6.5: Rotacijske vrpce osnovnih stanja jezgara ^{9}Be i ^{9}B, sa stanjima dobivenim u ovom mjerenju. Za stanja na najvišim energijama pobuđenja (11.49 MeV u ^{9} Be i 11.68 MeV u ^{9}B) ovdje je predložen spin ($9/2^-$).

Odsustvo pobuđenja stanja $1/2^+$ izrazito molekulske strukture $\alpha + \alpha + n$, koje se u ^{9}Be nalazi na $E_x = 1.68$ MeV, a analogno stanje strukture $\alpha + \alpha + p$ u ^{9}B još nije jasno identificirano, također je bitan eksperimentalan podatak. To stanje u ^{9}B je tzv. "nedostajajući podatak" mnogih teorijskih modela strukture lakih jezgara, a vezano je i s Thomas – Ehrmanovim efektom u protonski bogatim jezgrama, tako da se zadnjih godina za njim intenzivno traga (npr. [80], [81]). No takvo stanje, čija se struktura može vizualizirati kao dvije jako razmaknute α-čestice s valentnim protonom koji ih drži na okupu, ima veliku širinu i nalazi se u području drugih jakih pobuđenja, tako da ga je vrlo teško eksperimentalno uočiti. Ulazni kanal ovdje mjerenih reakcija ^{10}B + ^{10}B sigurno nije idealan za pobuđivanje takvih stanja, jer su osnovna stanja jezgre ^{10}B mješavina klasterske i ljuskaste strukture, pored toga, korelacije između protona i neutrona mogu

smanjiti udarni presjek za reakciju u kojoj se prenosi samo jedan nukleon. Dakle, s obzirom da u ovom kanalu nisu ni očekivana pobuđenja egzotičnih struktura s jako razmaknutim α- klasterima, neopažanje prvih pobuđenih stanja kako u ^{9}Be, tako i u ^{9}B, u skladu je s njihovom vrlo deformiranom klasterskom strukturom.

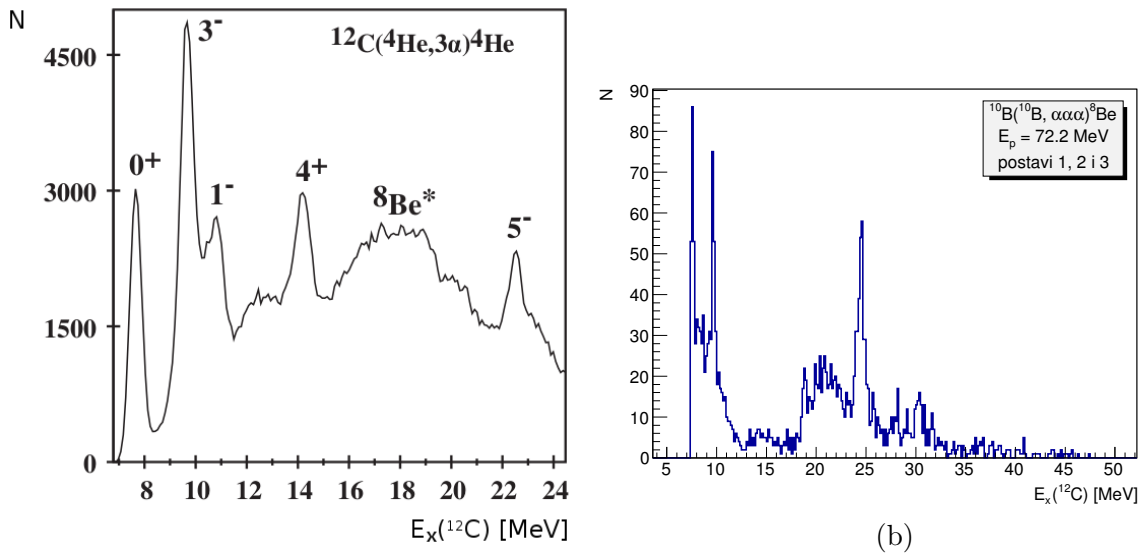
6.4 α - konjugirane jezgre: ^{8}Be, ^{12}C i ^{16}O

Stanja jezgara ^{8}Be, ^{12}C i ^{16}O pobuđivana su u svim reakcijama s najmanje dvije α-čestice u izlaznom kanalu (ili najmanje jednom kod ^{16}O), što su u ovom mjerenju vrlo jaki kanali na obje energije snopa.

U kanalu (^{10}B, $\alpha\alpha$) reakcija se odvija preko osnovnog stanja jezgre ^{12}C, te pobuđenja na E_x= 4.44 MeV (2^+), 9.64 MeV (3^-) i 14.08 MeV (4^+). Također se naziru stanja na vrlo visokim energijama pobuđenja $E_x \approx$ 24 i $\approx$ 28 MeV, od kojih bi posljednje moglo biti 6^+ član rotacijske vrpce osnovnog stanja jezgre ^{12}C, čiji su članovi pobuđena stanja 2^+ i 4^+.

Stanja u jezgri ^{8}Be, preko kojih se odvijaju reakcije s dvije ili tri α-čestice u izlaznom kanalu su osnovno stanje, stanja 2^+ na 3.03 MeV i 4^+ na 11.4 MeV, te neočekivano visoko pobuđeno stanje 4^+ na 19.9 MeV. Na višoj energiji snopa vidi se i stanje jezgre ^{8}Be na 16.6 MeV, za koje se u literaturi navodi da je stanje miješanog izospina T = 0 i T = 1 [70]. Kako se stanje vidi u reakcijama koje se odvijaju preko pobuđenja u ^{12}C koja sva odgovaraju T = 0 stanjima, ovdje dobiveni rezultat ide u prilog izospina T = 0.

Posredno putem kanala s 3 detektirane α-čestice, za dio događaja moguće je rekonstruirati potpunu informaciju o kanalu s 5 α-čestica u izlaznom kanalu, što je vrlo rijetko viđena reakcija. Ovdje dobiveni spektri pokazuju da u produkciji kanala s 5 α-čestica u konačnici sudjeluju međustanja ^{12}C: Hoyleovo stanje (0^+ stanje na 7.56 MeV), stanje 3^- na 9.64 MeV, te rijetko isticano stanje na E_x = 24.4 MeV (σ = 0.5 MeV) kojemu još nisu poznati spin i paritet (slika 6.6b). U nedavnom radu D.J. Marín-Lámbarria i suradnika [93] koji prijavljuje novo stanje 5^- na 22.4 MeV, dobiveno u reakciji s izlaznim kanalom u kojem su 4 α-čestice, sistematizirana su sva stanja ^{12}C do energija pobuđenja $\approx$ 24 MeV. Dio rezultata tog eksperimenta prikazan je na slici 6.6a. Na višim energijama pobuđenja efikasnost detekcije nije omogućila pobuđivanje stanja na 24.4 MeV, kojeg mi u ovom radu vidimo, prikazanog na drugom dijelu slike - 6.6b. I na slikama (a) i (b) jasno su vidljiva



Slika 6.6: (a) Energija pobuđenja ^{12}C dobivena u mjerenju ^{12}C(^{4}He, 3α)^{4}He opisanom u [93]. (b) Ovdje dobiveni spektar energije pobuđenja ^{12}C dobiven u kanalu 5α.

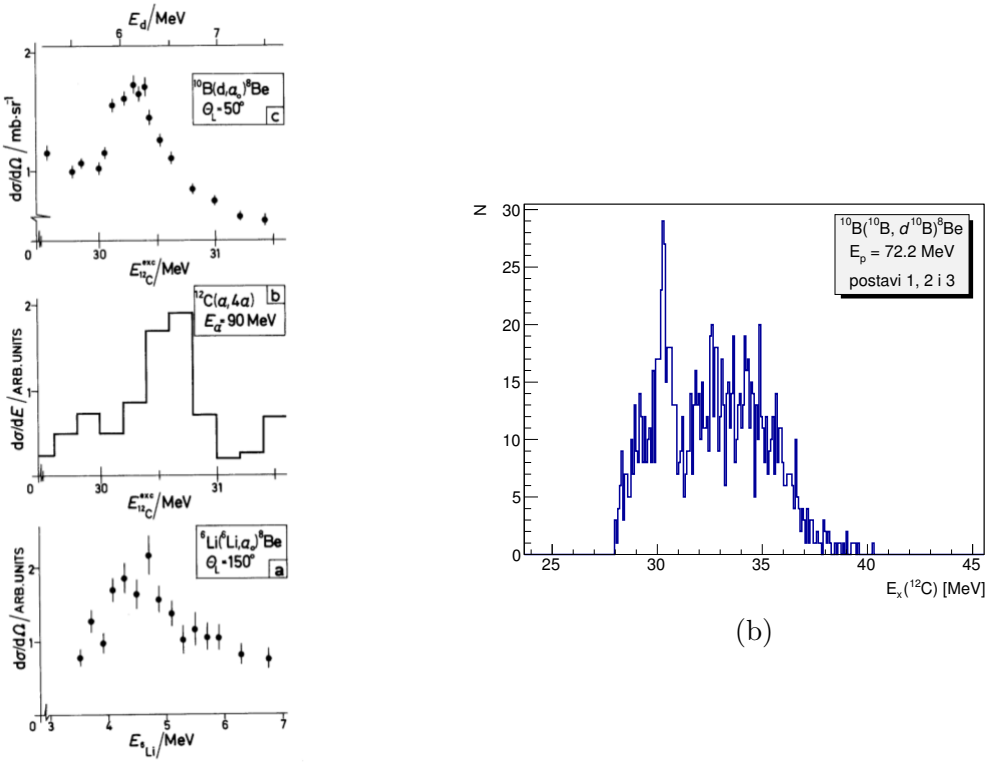
pobuđena stanja 0^+ i 3^-, dok bi stanje na 24.4 MeV moglo biti sljedeće pobuđeno stanje ^{12}C izražene klasterske strukture, nakon prijavljenog 5^- stanja. To novo stanje na 24.4 MeV još uvijek spada u područje niskoležećih stanja ^{12}C, za koja su napravljeni brojni teorijski računi i vrlo je značajan rezultat. Njime će se upotpuniti slika jezgre ^{12}C, koja je posebna zbog izraženih klasterskih struktura s tri centra.

Još su u tri reakcijska kanala opažena zanimljiva stanja u α - konjugiranim jezgrama.

Kanal (^{10}B, α^{12}C), koji se odvija preko međustanja jezgre ^{16}O, pokazuje stanja na $E_x(^{16}O)$= 17.5, 20.3 i 26.37 MeV. Sva su ta stanja u području relativno širokih stanja na bliskim energijama pobuđenja, tako da je teško zaključiti o kojim se točno tabeliranim pobuđenjima ^{16}O radi.

U kanalu (^{10}B, d^{10}B) pobuđeno je zanimljivo stanje jezgre ^{12}C na 30.33 MeV (slika 6.7b). Ta je rezonancija dosad zabilježena u mjerenjima nuklearnih reakcija ^{10}B(d, α)^{8}Be, te ^{12}C(α, 4α) 70-tih godina prošlog stoljeća (npr. [94], [95]) (slika 6.7a, gore). 1983. godine stanje je potvrđeno kao rezonancija u ekscitacijskoj funkciji reakcije ^{6}Li(^{6}Li, α)^{8}Be kao stanje energije 30.3 MeV, širine 0.4 MeV [87], što je prikazano na donjem dijelu slike 6.7a. Za to je stanje predložena molekulska $2\alpha + 2d$ struktura, te spin i paritet 2^+.

Posljednji kanal u kojem imamo zanimljive rezultate u α - konjugiranim jezgrama je (^{10}B, p^7Li) gdje energija pobuđenja jezgre ^{8}Be za sva tri Q-vrha pokazuje samo jedno izraženo stanje na 18.16 MeV. To stanje je dobro poznato stanje spina 1^+ koje se raspada



Slika 6.7: Stanje u ^{12}C na E_x = 30.3 MeV dobiveno: (a) u ranijim mjerenjima danim u [87]; (b) u ovom radu.

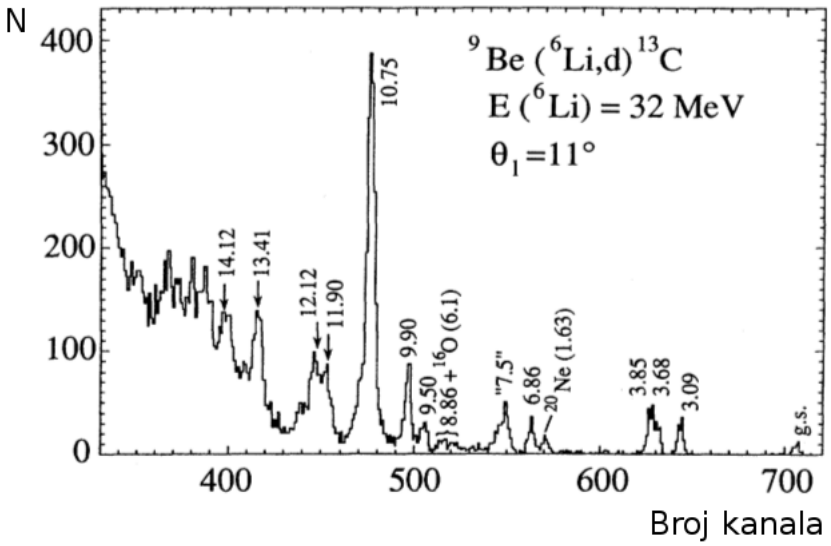
isključivo kanalom $p + {}^7$Li, što je ovdje potvrđeno. Stanje nije viđeno u kanalu s dvije α-čestice, što potvrđuje da je njegova struktura bitno različita od klasterske $\alpha + \alpha$ strukture.

6.5 Jezgra ^{13}C

Samo jednom do sad prijavljena su pobuđenja jezgre ^{13}C iz reakcije s ^{10}B u ulaznom kanalu, u radu [96] gdje je mjerena reakcija ^{10}B(^{7}Li, α)^{13}C, no tamo nisu dani detalji pobuđenih stanja.

U ovom mjerenju, zanimljiva stanja u jezgri ^{13}C pobuđuju se u kanalu ^{10}B(^{10}B, α^9Be)^{7}Be, koja se odvija preko osnovnog stanja jezgre ^{7}Be i pobuđenog stanja $7/2^-$ na 4.57 MeV. Kod odabira obje Q-vrijednosti reakcije, u jezgri ^{13}C vide se stanja na energijama pobuđenja 10.7 i 18.9 MeV.

Stanje viđeno u ovom radu na 10.7 MeV odgovara spinu $7/2^-$ i prijavljeno je mnogo puta, a detaljno je raspravljano u radu [97], gdje je u reakciji ^{9}Be(^{6}Li, d)^{13}C stanje na 10.75 MeV pobuđeno uz faktor spektroskopske jakosti 10 puta veći nego kod bilo



Slika 6.8: Eksperimnetalni spektar energije pobuđenja jezgre ^{13}C, dobiven u reakciji ^{9}Be(^{6}Li, d)^{13}C [97].

kojeg drugog stanja pobuđenog u tom mjerenju (slika 6.8). Tako snažno pobuđivanje stanja prijenosom α-čestice ne može se opisati unutar okvira modela ljusaka baziranog na prostoru 1p-ljuske, već traži uključivanje viših orbitala iz sljedeće sd-ljuske, što je prva naznaka moguće klasterske strukture koja se razvija u jezgri. Na temelju tog rada [97], smatralo se da je sva "alfa-snaga" sadržana u stanju na 10.75 MeV, no u tom su se mjerenju, uz korišteni snop energije E$_p$(^{6}Li) = 32 MeV, mogla vidjeti stanja pobuđenja jezgre ^{13}C do ≈15 MeV, tako da se nije moglo vidjeti stanje na 18.9 MeV-a, koje je u ovom radu snažnije pobuđeno.

Usko stanje na 18.68 MeV viđeno je u reakciji ^{9}Be(α, n) u radu [98], te u istoj reakciji na 18.76 MeV u radu [99], no njegova struktura u tim radovima nije diskutirana.

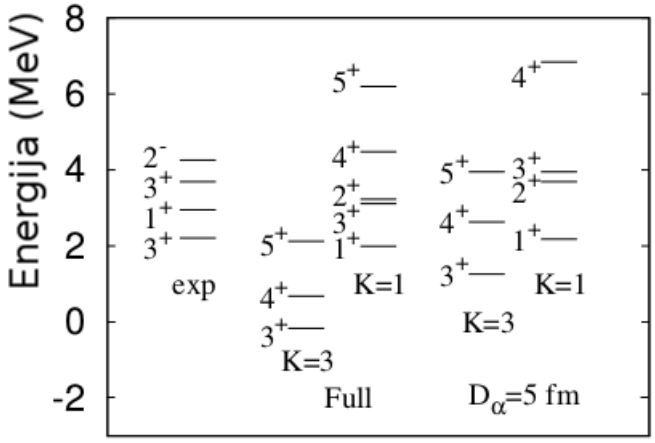
U skladu s novijim studijama strukture jezgre ^{13}C [85], pojedina stanja povezuju se s kompleksnom strukturom tipa ^{9}Be + α, koja bi bila slična strukturi niskoležećih stanja jezgre ^{12}C. Takva stanja mogu se promatrati sa stajališta molekulskih orbitala, gdje jedan valentni nukleon orbitira oko tri α-klastera. Njihove valne funkcije složene su mješavine različitih konfiguracija, od kojih se jedan dio odnosi na lančane strukture kakve se očekuju u jezgrama $^{12-14}$C, a jedan na trokutaste koje su druga manifestacija konfiguracija složenih jezgri s tri centra. Slaganje takvih neobičnih stanja u rotacijske vrpce omogućuje razmatranje struktura visoko pobuđenih stanja, kakvo je stanje viđeno u ovom mjerenju na 18.9 MeV. Bilo koji novi rezultati vezani uz stanja u jezgri ^{13}C koja

nastaju i raspadaju se α-kanalom bitni su za sistematiku stanja te složene jezgre.

6.6 Jezgra ^{14}N

Jezgra ^{14}N u ovom se mjerenju pobuđuje u kanalu prijenosa 4 nukleona (^{10}B, α^{6}Li), gdje njenu energiju pobuđenja dobivamo iz detektiranog ^{6}Li. Dva stanja pobuđenja jezgre ^{14}N viđena u tom kanalu su E$_x$(^{14}N)= 13.2 i 15.39 MeV. Za strukturu tih stanja bitno je da se raspadaju kanalom ^{10}B + α.

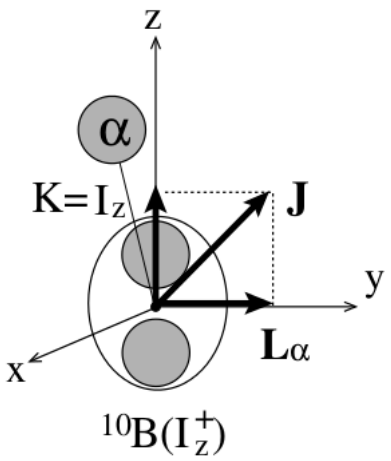
Nedavno je predloženo da bi stanje na 13.2 MeV moglo biti glava rotacijske vrpce K$^\pi$ = 3$^+$ bazirane na ^{10}B(3$^+$) + α strukturi [83] (slika 6.9, drugi i četvrti stupac). Prvo pobuđeno stanje te vrpce 4$^+$ ne može se vidjeti u kanalu ^{10}B(3$^+$) + α(0$^+$), zbog kombiniranja spina i orbitalne količine gibanja (L). Stanje viđeno u ovom mjerenju, na 15.39 MeV, po energiji i mogućem spinu odgovara drugom pobuđenom ili 5$^+$ stanju spomenute vrpce. Riječ je o vrlo rijetko opaženom stanju što bitno doprinosi značenju njegovog opažanja u kanalu prijenosa 4 nukleona.



Slika 6.9: Energije pobuđenja klasterskih stanja u jezgri ^{14}N koja imaju izraženu ^{10}B + α strukturu, izračunate pomoću dvije varijante AMD modela. Energije su mjerene od praga za α-raspad, a eksperimentalne vrijednosti odnose se na mjerenja reakcije ^{10}B(α, α)^{10}B. Preuzeto iz [83].

Opažanje ovih stanja baziranih na ^{10}B(3$^+$) + α strukturi, vrlo je važno jer AMD za njih predviđa složenu strukturu kod koje velik dio valne funkcije stanja odgovara lančanoj strukturi, shematski prikazanoj na slici 6.10. U takvoj strukturi α-klaster je lokaliziran u longitudinalnom smjeru oko deformiranog ^{10}B-klastera.

Stanja jezgre ^{14}N viđena su i u kanalu ^{10}B(^{10}B, d^{6}Li)^{12}C, na energijama pobuđenja



Slika 6.10: Longitudinalna konfiguracija stanja u jezgri ^{14}N, izražene ^{10}B + α strukture.

11.75 i 13.0 MeV. To je u skladu s tabličnim vrijednostima gdje postoje dva stanja na ∼11.7 MeV koja se raspadaju *p*- i *d*- kanalima, dok je za stanje na ∼13.0 MeV zabilježen samo protonski raspad. S obzirom na diskutiranu $\alpha + \alpha + d$ strukturu jezgre ^{10}B, struktura stanja u ^{14}N viđenih u ovom kanalu ne mora biti jako različita od strukture stanja koja se raspadaju α-kanalom.

Stanja viđena u ovom radu svakako upotpunjuju sliku stanja lakih jezgara, od jednočestičnih, kao što su stanja viđena u inkluzivnim spektrima, preko stanja visokog spina rijetko viđenih u drugim mjerenjima, do sasvim egzotičnih, kao što je stanje u jezgri ^{11}C na 8.1 MeV. Bilo bi zanimljivo ciljanim mjerenjima u budućnosti pokušati ponovno pobuditi neka od ovdje naznačenih stanja, nekim drugim kanalima, ili možda kroz više različitih kanala.

7 ZAKLJUČAK

U ovom je radu opisan cijeli proces mjerenja nuklearnih reakcija ^{10}B + ^{10}B, od same motivacije za eksperiment i pregleda različitih zanimljivih struktura dosad poznatih u lakim jezgrama oko A = 10, preko opisa eksperimentalnog postava i samog tijeka mjerenja, do analize rezultata i diskusije dobivenih stanja. Pri tom je bila želja, ne samo iznijeti rezultate mjerenja, već dati cjelokupnu sliku jednog eksperimenta u nuklearnoj fizici lakih jezgara, koji je složen proces i zahtijeva širok spektar znanja i vještina, ali ipak dovoljno jednostavan da se od početka do kraja može obaviti u okvirima manje znanstvene grupe.

Nuklearne reakcije ^{10}B + ^{10}B mjerene su na akceleratorskom postrojenju Laboratori Nazionali del Sud (LNS), u Italiji, Cataniji, na dvije energije snopa = 50 i 72.2 MeV. Mjerenje je izvedeno unutar kolaboracije grupa iz Zagreba i Catanije, uz sudjelovanje ukupno 14 fizičara. Prijedlog i koordinacija eksperimenta provedeni su od strane zagrebačke grupe. Produkti reakcija ^{10}B + ^{10}B mjereni su detektorskim sustavom koji se sastojao od četiri silicijska ΔE-E teleskopa, čiji su kutevi mijenjani tri puta u tijeku mjerenja, kako bi se pokrio što veći kutni raspon i proučili različiti izlazni kanali. Zapisivani su jednostruki i koincidentni događaji, a dobra statistika dobivena je za maksimalno tročestične koincidencije. Posebna je pažnja posvećena proučavanju selektivnosti pobuđivanja pojedinih stanja, te njihova sekvencijalnog raspada.

Analiza dobivenih eksperimentalnih rezultata provedena je u potpunosti u sklopu izrade ovog doktorskog rada. Značajni doprinos napravljen je u području kalibracije DSSSD detektora, gdje je razvijena nova metoda i posebni programski paket prilagođen za njeno jednostavno korištenje, što bi trebalo olakšati sva daljnja mjerenja s istim detektorima. Sve funkcije korištene pri analizi također su dokumentirane, čime je stvoren radni okvir za sljedeću bržu i učinkovitiju analizu.

S obzirom na složenu strukturu jezgre ^{10}B, čija su niskoležeća stanja mješavina ljuskastih (jednočestičnih) i klasterskih konfiguracija tipa $^{6}\mathrm{Li}_{gs} + \alpha$ ili $^{6}\mathrm{Li}(0_2^+, 1) + \alpha$, te visok spin osnovnog stanja ($\mathrm{J}^\pi = 3^+$), pobuđena su mnoga stanja zanimljivih konfiguracija i visokih spinova u izlaznom kanalu. Rezultati su dobiveni za jezgre ^{10}B i ^{10}C, ^{11}B i ^{11}C, ^{9}Be i ^{9}B, ^{8}Be, ^{12}C i ^{16}O, te ^{13}C i ^{14}N. Kombiniranjem dobivenih s postojećim rezultatima i teorijskim proračunima, diskutirana je struktura pobuđenih stanja. Neka od stanja koja smo pobudili tek se ugrađuju u novije teorijske modele (npr. stanje na 13.2 MeV u jezgri ^{14}N), stoga interpretacija svih pobuđenih stanja za sada nije jednoznačna.

Najzanimljivija stanja dobivena ovim mjerenjem svakako su:

- novo stanje u ^{10}C na 9.45 MeV, analogon 2^+ stanja na 9.56 MeV u ^{10}Be;
- stanja visokog pobuđenja u izobarnim jezgrama ^{11}B - ^{11}C, dosad neviđena u kanalima prijenosa jednog nukleona;
- moguća stanja ($9/2^-$) u izobarnim jezgrama ^{9}Be - ^{9}B;
- usko stanje u ^{12}C na energiji pobuđenja 24.4 MeV pobuđeno u kanalu s 5α-čestica, bitno za sistematizaciju klasterskih stanja u toj jezgri;
- rijetko viđeno stanje na visokoj energiji pobuđenja u ^{12}C (na 30.33 MeV), koje se raspada kroz egzotičan kanal $^{10}\mathrm{B} + d$;
- jako α-stanje na 18.9 MeV u ^{13}C;
- stanja ^{14}N na 13.2 i 15.39 MeV koja su vjerojatno glava i 5^+ pobuđeno stanje rotacijske vrpce $\mathrm{K}^\pi = 3^+$ bazirane na $^{10}\mathrm{B}(3^+) + \alpha$ strukturi.

Eksperiment je, dakle, uspješno obavljen, te je pobuđen čitav niz stanja na visokim energijama pobuđenja, vjerojatno visokog spina, od kojih se mnoga uklapaju u modele koji predviđaju neobične klasterske strukture tih jezgara. Spektroskopski rezultati dobiveni u okvirima ovog rada značajni su i za sistematizaciju postojećih spoznaja i dopunu naše slike lakih jezgara. Isti motiviraju daljnja, ciljana mjerenja u budućnosti, nastavljajući tako eksperimentalno proučavanje strukture lakih jezgara, u skladu s tradicijom zagrebačke grupe.

Literatura

[1] Kanada-En'yo, Y., "Negative parity states of ^{11}B and ^{11}C and the similarity with ^{12}C", Phys. Rev. C, Vol. 75, Feb 2007, str. 024302, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.75.024302

[2] Wiringa, R. B., Pieper, S. C., Carlson, J., Pandharipande, V. R., "Quantum Monte Carlo calculations of A=8 nuclei", Phys. Rev. C, Vol. 62, Jun 2000, str. 014001, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.62.014001

[3] Szanto de Toledo, A., Coimbra, M. M., Added, N., Anjos, R. M., Filho, N. C., Fante, L., Figueira, M. C. S., Guimares, V., Szanto, E. M., "Fissionlike decay of ^{20}Ne: Eccentric behavior in the B+B fusion processes", Phys. Rev. Lett., Vol. 62, Mar 1989, str. 1255–1258, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.62.1255

[4] Coimbra, M., Anjos, R., Added, N., Filho, N., Jr., L. F., Figueira, M., Ramirez, G., Szanto, E., Toledo, A. D., "Study of the 10,11B+10,11B reactions up to E/A≈5 MeV", Nuclear Physics A, Vol. 535, No. 1, 1991, str. 161 - 188, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947491905217

[5] Pieper, S. C., "Quantum monte carlo calculations of light nuclei", Riv.Nuovo Cim., Vol. 31, December 2008, str. 709-740, dostupno na: http://arxiv.org/abs/0711.1500v1

[6] Nishioka, H., "Two-alpha-particle-plus-dinucleon-cluster model for 10B and 10Be", J. Phys. G: Nucl. Phys., Vol. 10, 1984, str. 1713, dostupno na: http://iopscience.iop.org/0305-4616/10/12/010

[7] Kanada-En'yo, Y., Morita, H., Kobayashi, F., "Proton and neutron correlations in ^{10}B", Phys. Rev. C, Vol. 91, May 2015, str. 054323, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.054323

[8] Bohlen, H., Blažević, A., Gebauer, B., Oertzen, W. V., Thummerer, S., Kalpakchieva, R., Grimes, S., Massey, T., "Spectroscopy of exotic nuclei with multi-nucleon transfer reactions", Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol. 42, No. 0, 1999, str. 17 - 26, heavy Ion Collisions from Nuclear to Quark Matter, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641099000563

[9] Weizesäcker, C. V., (ur.), Die Atomkerne: Grundlagen und Anwendungen ihrer Theorie. Physik und chemie und ihre Anwendungen in Einzeldarstellungen: Band II. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft M.B.H, 1937.

[10] Y.Abe, H., J.Hiura, "On the stability of α-cluster structures in 8Be and 12C nuclei", Prog. Theor. Phys. (Japan), 1971.

[11] Y.Abe, H. T., J.Hiura, Prog. Theor. Phys. (Japan), 1973.

[12] Horiuchi, H., Kanada-En'yo, Y., "Structure of light exotic nuclei studied with AMD model", Nuclear Physics A, Vol. 616, No. 1–2, 1997, str. 394 - 405, radioactive Nuclear Beams, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947497001085

[13] Y Kanada-En'yo, H. H., Doté, A., "Structure of excited states of unstable nuclei studied with antisymmetrized molecular dynamics", Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Vol. 24, No. 8, 1998, str. 1499.

[14] Horiuchi, H., "Coexistence of cluster states and mean-field-type states", Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Vol. 37, No. 6, 2010, str. 064021, dostupno na: http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=6/a=064021

[15] Funaki, Y., Tohsaki, A., Horiuchi, H., Schuck, P., Röpke, G., "Analysis of previous microscopic calculations for the second 0^+ state in ^{12}C in terms of $3-\alpha$ particle Bose-condensed state", Phys. Rev. C, Vol. 67, May 2003, str. 051306, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.67.051306

[16] Caurier, E., Martínez-Pinedo, G., Nowacki, F., Poves, A., Zuker, A. P., "The shell model as a unified view of nuclear structure", Rev. Mod. Phys., Vol. 77, Jun 2005, str. 427–488, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.427

[17] Navrátil, P., Barrett, B. R., "No-core shell-model calculations with starting-energy-independent multivalued effective interactions", Phys. Rev. C, Vol. 54, Dec 1996, str. 2986–2995, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.54.2986

[18] Barrett, B., Navratil, P., Vary, J., "Large-basis no-core shell model", Nuclear Physics A, Vol. 704, No. 1–4, 2002, str. 254 - 263, rIKEN Symposium Shell Model 2000, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947402007856

[19] Cohen, S., Kurath, D., "Spectroscopic factors for the 1p shell", Nuclear Physics A, Vol. 101, No. 1, 1967, str. 1 - 16, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947467902850

[20] Poves, A., Nowacki, F., "The nuclear shell model", in An Advanced Course in Modern Nuclear Physics, ser. Lecture Notes in Physics, Arias, J., Lozano, M., (ur.). Springer Berlin Heidelberg, 2001, Vol. 581, str. 70-101, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1007/3-540-44620-6_3

[21] Navrátil, P., Vary, J. P., Barrett, B. R., "Properties of ^{12}C in the *Ab Initio* nuclear shell model", Phys. Rev. Lett., Vol. 84, Jun 2000, str. 5728–5731, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.5728

[22] Navrátil, P., Vary, J. P., Barrett, B. R., "Large-basis *ab initio* no-core shell model and its application to ^{12}C", Phys. Rev. C, Vol. 62, Oct 2000, str. 054311, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.62.054311

[23] Dennison, D. M., "Energy levels of the O^{16} nucleus", Phys. Rev., Vol. 96, Oct 1954, str. 378–380, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.378

[24] Morinaga, H., "Lowest odd-parity states in even-even nuclei", Phys. Rev., Vol. 103, Jul 1956, str. 503–504, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.103.503

[25] Baz, A., Manko, V., "Bands of cluster states in nuclei at high excitation", Physics Letters B, Vol. 28, No. 8, 1969, str. 541 - 543, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269369900495

[26] Ikeda, N., K; Tagikawa, Horiuchi, H., "The ikeda diagram", Progress of Theoretical Physics Supplement, Vol. extra number, 1968, str. 464.

[27] Ebran, J.-P., ana T. Nikšić, E. K., Vretenar, D., "How atomic nuclei cluster", Nature, Vol. 487, 2012, str. 341 – 344, dostupno na: http://www.nature.com/nature/journal/v487/n7407/full/nature11246

[28] K. Wildermuth, T. K., "The "cluster model" of the atomic nuclei", Nuclear Physics, Vol. 7, Jun 1958, str. 150-162, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582(58)90245-1

[29] Wheeler, J. A., "Molecular viewpoints in nuclear structure", Phys. Rev., Vol. 52, Dec 1937, str. 1083–1106, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.52.1083

[30] Saito, S., "Interaction between clusters and Pauli principle", Progress of Theoretical Physics, Vol. 41, No. 3, 1969, str. 705-722, dostupno na: http://ptp.oxfordjournals.org/content/41/3/705.abstract

[31] M., B. D., "The α-particle model of light nuclei", in Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course 36. New YOrk: Academic Press, 1966, str. 247.

[32] Zhang, J., Rae, W., Merchant, A., "Systematics of some 3-dimensional α-cluster configurations in 4N nuclei from 16O to 44Ti", Nuclear Physics A, Vol. 575, No. 1, 1994, str. 61 - 71, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947494901376

[33] Ikeda, K., Horiuchi, H., Saito, S., "Chapter I. introduction to comprehensive nuclear structure study based on cluster correlations and molecular viewpoint", Progress of Theoretical Physics Supplement, Vol. 68, 1980, str. 1-28, dostupno na: http://ptps.oxfordjournals.org/content/68/1.short

[34] Soić, N., Blagus, S., Bogovac, M., Fazinić, S., Lattuada, M., Milin, M., Miljanić, Đ., Rendić, D., Spitaleri, C., Tadić, T., Zadro, M., "(He-6 + alpha) clustering in Be-10", Europhys. Lett., Vol. 34, No. 1, 1996, str. 7-12, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1209/epl/i1996-00407-y

[35] Soić, N., Cali, D., Cherubini, S., Costanzo, E., M. Lattuada, Miljanić, Đ., Romano, S., Spitaleri, C., Zadro, M., "$\alpha-{}^{5}$He decaying states and the ground-state rotational

band of ^{9}Be", Europhys. Lett., Vol. 41, No. 5, 1998, str. 489-494, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1209/epl/i1998-00179-4

[36] Miljanić, D., Soić, N., Blagus, S., Cherubini, S., Costanzo, E., Lattuada, M., Milin, M., Musumarra, A., Pizzone, G. R., Rendić, D., Romano, S., Spitaleri, C., Tumino, A., Zadro, M., "^{10}Be and molecular states", Fizika B, Vol. 10, No. 4, 2001, str. 235-246.

[37] Milin, M., Cherubini, S., Davinson, T., Pietro, A. D., Figuera, P., Miljanić, D., Musumarra, A., Ninane, A., Ostrowski, A., Pellegriti, M., Shotter, A., Soić, N., Spitaleri, C., Zadro, M., "Reactions induced by 18 MeV 6He beam on 6Li, 7Li and 12C", Nuclear Physics A, Vol. 746, No. 0, 2004, str. 183 - 187, proceedings of the Sixth International Conference on Radioactive Nuclear Beams (RNB6), dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947404009418

[38] Milin, M., Cherubini, S., Davinson, T., Pietro, A. D., Figuera, P., Miljanić, D., Musumarra, A., Ninane, A., Ostrowski, A., Pellegriti, M., Shotter, A., Soić, N., Spitaleri, C., Zadro, M., "The 6He scattering and reactions on 12C and cluster states of 14C", Nuclear Physics A, Vol. 730, No. 3–4, 2004, str. 285 - 298, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947403018487

[39] von Oertzen, W., "Dimers based on the $\alpha+\alpha$ potential and chain states of carbon isotopes", Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, Vol. 357, No. 4, 1997, str. 355-365, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1007/s002180050255

[40] von Oertzen, W., Milin, M., Dorsch, T., Bohlen, H., Krücken, R., Faestermann, T., Hertenberger, R., Kokalova, T., Mahgoub, M., Wheldon, C., Wirth, H.-F., "Shell model and band structures in 19O", The European Physical Journal A, Vol. 46, No. 3, 2010, str. 345-358, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2010-11060-7

[41] von Oertzen, Wolfram, Milin, Matko, "Covalent binding on the femtometer scale : nuclear molecules", in Clusters in Nuclei ; vol. 3. Springer, 2014, str. 147-182, dostupno na: http://link.springer.com/book/10.1007%2F978-3-319-01077-9

[42] Fortune, H. T., Sherr, R., "$(sd)^2$ states or superclusters in ^{10}Be", Phys. Rev. C, Vol. 84, Aug 2011, str. 024304, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.024304

[43] von Oertzen, W., "On the interaction induced by the exchange of nucleons between two identical nuclear cores", Nuclear Physics A, Vol. 148, No. 2, 1970, str. 529 - 547, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947470906469

[44] Itagaki, N., Okabe, S., "Molecular orbital structures in ^{10}Be", Physical Review C, Vol. 61, No. 4, Apr. 2000, str. 044306.

[45] Freer, M., "Noyaux moléculaires", Comptes Rendus Physique, Vol. 4, Jun. 2003, str. 475-487.

[46] von Oertzen, W., "Two-center molecular states in 9B, 9Be, 10Be and 10B", Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, Vol. 354, No. 1, 1996, str. 37-43, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1007/s002180050010

[47] Suhara, T., Kanada-En'yo, Y., "Cluster structures in ^{11}B", Phys. Rev. C, Vol. 85, May 2012, str. 054320, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.054320

[48] Feldmeier, H., Bieler, K., Schnack, J., "Fermionic molecular dynamics for ground states and collisions of nuclei", Nuclear Physics A, Vol. 586, No. 3, 1995, str. 493 - 532, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749400792L

[49] Neff, T., Feldmeier, H., Roth, R., "Structure of light nuclei in Fermionic Molecular Dynamics", Nuclear Physics A, Vol. 752, No. 0, 2005, str. 321 - 324, proceedings of the 22nd International Nuclear Physics Conference (Part 2), dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405001843

[50] Tohsaki, A., Horiuchi, H., Schuck, P., Röpke, G., "Alpha cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O", Phys. Rev. Lett., Vol. 87, Oct 2001, str. 192501, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.192501

[51] Funaki, Y., Horiuchi, H., Tohsaki, A., Schuck, P., Röpke, G., "Description of 8Be as deformed gas-like two-alpha-particle states", Progress of Theoretical Physics, Vol. 108, No. 2, 2002, str. 297-322, dostupno na: http://ptp.oxfordjournals.org/content/108/2/297.abstract

[52] Funaki, Y., Horiuchi, H., Röpke, G., Schuck, P., Tohsaki, A., Yamada, T., "Density-induced suppression of the α-particle condensate in nuclear matter and

the structure of α-cluster states in nuclei", Phys. Rev. C, Vol. 77, Jun 2008, str. 064312, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.77.064312

[53] Wiringa, R. B., Stoks, V. G. J., Schiavilla, R., "Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking", Phys. Rev. C, Vol. 51, Jan 1995, str. 38–51, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.51.38

[54] Machleidt, R., "High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential", Phys. Rev. C, Vol. 63, Jan 2001, str. 024001, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.024001

[55] Stoks, V. G. J., Klomp, R. A. M., Rentmeester, M. C. M., de Swart, J. J., "Partial-wave analysis of all nucleon-nucleon scattering data below 350 MeV", Phys. Rev. C, Vol. 48, Aug 1993, str. 792–815, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.48.792

[56] Bergervoet, J. R., van Campen, P. C., Klomp, R. A. M., de Kok, J.-L., Rijken, T. A., Stoks, V. G. J., de Swart, J. J., "Phase shift analysis of all proton-proton scattering data below E_{lab}=350 MeV", Phys. Rev. C, Vol. 41, Apr 1990, str. 1435–1452, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.41.1435

[57] Navrátil, P., Ormand, W. E., "*Ab initio* shell model with a genuine three-nucleon force for the p -shell nuclei", Phys. Rev. C, Vol. 68, Sep 2003, str. 034305, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.034305

[58] Pieper, S. C., Pandharipande, V. R., Wiringa, R. B., Carlson, J., "Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions", Phys. Rev. C, Vol. 64, Jun 2001, str. 014001, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.64.014001

[59] Pieper, S. C., Varga, K., Wiringa, R. B., "Quantum monte carlo calculations of A=9,10 nuclei", Phys. Rev. C, Vol. 66, Oct 2002, str. 044310, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.044310

[60] Pieper, S. C., Wiringa, R. B., Carlson, J., "Quantum monte carlo calculations of excited states in A=6-8 nuclei", Phys. Rev. C, Vol. 70, Nov 2004, str. 054325, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.70.054325

[61] Navrátil, P., Gueorguiev, V. G., Vary, J. P., Ormand, W. E., Nogga, A., "Structure of A=10-13 nuclei with two- plus three-nucleon interactions from chiral effective field theory", Phys. Rev. Lett., Vol. 99, Jul 2007, str. 042501, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.042501

[62] Forssén, C., Navrátil, P., Ormand, W. E., Caurier, E., "Large basis *ab initio* shell model investigation of ^{9}Be and ^{11}Be", Phys. Rev. C, Vol. 71, Apr 2005, str. 044312, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.044312

[63] Maris, P., Caprio, M. A., Vary, J. P., "Emergence of rotational bands in *ab initio* no-core configuration interaction calculations of the Be isotopes", Phys. Rev. C, Vol. 91, Jan 2015, str. 014310, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.014310

[64] Entem, D. R., Machleidt, R., "Accurate charge-dependent nucleon-nucleon potential at fourth order of chiral perturbation theory", Phys. Rev. C, Vol. 68, Oct 2003, str. 041001, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.041001

[65] Epelbaum, E., Nogga, A., Glöckle, W., Kamada, H., Meißner, U.-G., Witała, H., "Three-nucleon forces from chiral effective field theory", Phys. Rev. C, Vol. 66, Dec 2002, str. 064001, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.064001

[66] Potthast, K., Brand, H., Freiesleben, H., Rosenthal, P., Kamys, B., gen. Schieck, H., Sydow, L., "Global optical model potentials for symmetrical lithium systems: 6Li+6Li, 7Li+7Li at E_{lab} = 5–40 MeV", Nuclear Physics A, Vol. 614, No. 1, 1997, str. 95 - 111, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947496004459

[67] Kurath, D., Towner, I., "Alpha particle spectroscopic amplitudes in the j-j coupled shell model", Nuclear Physics A, Vol. 222, No. 1, 1974, str. 1 - 12, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947474905818

[68] Ajzenberg-Selove, F., Betts, R. R., Crozier, D. J., "^{10}B(^{10}B,α)^{16}O reaction", Phys. Rev. C, Vol. 14, Jul 1976, str. 357–360, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.14.357

[69] Ohlsen, G., "Kinematic relations in reactions of the form A+B→C+D+E", Nuclear Instruments and Methods, Vol. 37, No. 0, 1965, str. 240 - 248, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X6590368X

[70] Group, T. N. D. E. Tables of energy levels, dostupno na: http://www.tunl.duke.edu/nucldata/index.shtml

[71] Costanzo, E., Lattuada, M., Romano, S., Vinciguerra, D., Zadro, M., "A procedure for the analysis of the data of a three body nuclear reaction", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 295, No. 3, 1990, str. 373 - 376, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029090715I

[72] Tengblad, O., Bergmann, U., Fraile, L., Fynbo, H., Walsh, S., "Novel thin window design for a large-area silicon strip detector", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 525, No. 3, 2004, str. 458 - 464, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204002414

[73] Torresi, D., Stanko, D., Pietro, A. D., Figuera, P., Fisichella, M., Lattuada, M., Milin, M., Musumarra, A., Pellegriti, M., Scuderi, V., Strano, E., Zadro, M., "Influence of the interstrip gap on the response and the efficiency of Double Sided Silicon Strip Detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 713, No. 0, 2013, str. 11 - 18, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213002155

[74] Grassi, L., Forneris, J., Torresi, D., Acosta, L., Pietro, A. D., Figuera, P., Fisichella, M., Grilj, V., Jakšić, M., Lattuada, M., Mijatović, T., Milin, M., Prepolec, L., Skukan, N., Soić, N., Tokić, V., Uroić, M., "Study of the inter-strip gap effects on the response of Double Sided Silicon Strip Detectors using proton micro-beams", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 767, No. 0, 2014, str. 99 - 111, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214009292

[75] Adamides, E., Bohlen, H., von Oertzen, W., Buenerd, M., Chauvin, J., Lebrun, D., Hostachy, J., Martin, P., Perrin, G., de Saintignon, P., "Three-body continuum in (13C, 13N) and (13C, 14N) reactions", Nuclear Physics A, Vol. 475, No. 3, 1987, str. 598 - 614, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947487900819

[76] Comfort, J. R., Fortune, H. T., Maher, J. V., Zeidman, B., "Proton stripping strengths for levels of ^{11}C", Phys. Rev. C, Vol. 3, Mar 1971, str. 1086–1094, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.3.1086

[77] Fortune, H. T., Bingham, H. G., Garrett, J. D., Middleton, R., "Structure of the 8.65-8.69-MeV doublet in ^{11}C", Phys. Rev. C, Vol. 7, Jan 1973, str. 136–140, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.7.136

[78] Bohne, W., Bommer, J., Fuchs, H., Grabisch, K., Hagen, M., Homeyer, H., Janetzki, U., Lettau, H., Morgenstern, H., Röschert, G., Scheer, J., "Transfer reactions leading to states of 11C", Nuclear Physics A, Vol. 157, No. 2, 1970, str. 593 - 608, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947470902368

[79] Mutchler, G., Rendić, D., Velkley, D., Jr., W. S., Phillips, G., "The (d, n) reaction on 1p shell nuclei at Ed = 11.8 MeV", Nuclear Physics A, Vol. 172, No. 3, 1971, str. 469 - 488, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947471900388

[80] Scholl, C., Fujita, Y., Adachi, T., von Brentano, P., Fujita, H., Górska, M., Hashimoto, H., Hatanaka, K., Matsubara, H., Nakanishi, K., Ohta, T., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Tameshige, Y., Tamii, A., Yosoi, M., Zegers, R. G. T., "High-resolution study of the ^{9}Be(^{3}He,t)^{9}B reaction up to the ^{9}B triton threshold", Phys. Rev. C, Vol. 84, Jul 2011, str. 014308, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.014308

[81] Baldwin, T. D., Catford, W. N., Mahboub, D., Timis, C. N., Ashwood, N. I., Clarke, N. M., Curtis, N., Ziman, V., Brown, T. A. D., Fox, S. P., Fulton, B. R., Groombridge, D., Watson, D. L., Pucknell, V. F. E., Weisser, D. C., "First excited $\frac{1}{2}^{+}$ state in ^{9}B", Phys. Rev. C, Vol. 86, Sep 2012, str. 034330, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.034330

[82] Fortune, H. T., Sherr, R., "Constraints on energy of $^{9}B(1/2^{+})$ and $^{10}C(0_2^{+})$", Phys. Rev. C, Vol. 73, Jun 2006, str. 064302, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.064302

[83] Kanada-En'yo, Y., "10B+α states with chain-like structures in 14N", KUNS-2562, May 2015, dostupno na: http://arxiv.org/abs/1505.05591

[84] Soić, N., Freer, M., Donadille, L., Clarke, N., Leask, P., Catford, W., Jones, K., Mahboub, D., Fulton, B., Greenhalgh, B., Watson, D., Weisser, D., "α-decay of excited states in 11C and 11B", Nuclear Physics A, Vol. 742, No. 3–4, 2004, str. 271 - 290, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947404007961

[85] M. Milin, W. von Oertzen, "Search for molecular bands in ^{13}C", Eur. Phys. J. A, Vol. 14, No. 3, 2002, str. 295-307, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2001-10199-6

[86] Curtis, N., Ashwood, N. I., Catford, W. N., Clarke, N. M., Freer, M., Mahboub, D., Metelko, C. J., Pain, S. D., Soić, N., Weisser, D. C., "α+Li and H+Be decay of $^{10,11,12}B$", Phys. Rev. C, Vol. 72, Oct 2005, str. 044320, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.72.044320

[87] Miljanić, D., Kossionides, E., Vourvopoulos, G., Assimakopoulos, P., "Existence of an α-decaying state of ^{12}C at E_{exc}=30.3 MeV", Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei, Vol. 312, No. 3, 1983, str. 267-268, dostupno na: http://dx.doi.org/10.1007/BF01412174

[88] Swiniarski, R. d., Resmini, C., F.G. nd Glashausser, "Study of 10B by inelastic scattering of 30.3 MeV protons", Helvetica Physica Acta, Vol. 49, 1976, dostupno na: http://dx.doi.org/10.5169/seals-114764

[89] Miljanić, D., "3^{+} and 2^{+} states in ^{10}Be and ^{10}B nuclei", Phys. Rev. C, Vol. 69, Jan 2004, str. 017303, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.017303

[90] Barker, F., o, Y. K., "The 9Be(p,α)6Li and 9Be(p,d)8Be cross sections at low

energies", Nuclear Physics A, Vol. 688, No. 3–4, 2001, str. 959 - 974, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594740000590X

[91] Ragnarsson, I., Åberg, S., Hakansson, H.-B., Sheline, R., "Application of the cranked Nilsson model in some light nuclei: The super backbend in 11B and 11C?", Nuclear Physics A, Vol. 361, No. 1, 1981, str. 1 - 22, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947481904681

[92] Freer, M., Achouri, N. L., Angulo, C., Ashwood, N. I., Bardayan, D. W., Brown, S., Catford, W. N., Chipps, K. A., Curtis, N., Demaret, P., Harlin, C., Laurent, B., Malcolm, J. D., Milin, M., Munoz-Britton, T., Orr, N. A., Pain, S. D., Price, D., Raabe, R., Soić, N., Thomas, J. S., Wheldon, C., Wilson, G., Ziman, V. A., "Resonances in ^{11}C observed in the ^{4}He(^{7}Be,α)^{7}Be and ^{4}He(^{7}Be,p)^{10}B reactions", Phys. Rev. C, Vol. 85, Jan 2012, str. 014304, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.014304

[93] Marín-Lámbarri, D. J., Bijker, R., Freer, M., Gai, M., Kokalova, T., Parker, D. J., Wheldon, C., "Evidence for triangular D_{3h} symmetry in ^{12}C", Phys. Rev. Lett., Vol. 113, Jun 2014, str. 012502, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.012502

[94] Rendić, D., Miljanić, D., Phillips, G., Bull.Am.Phys.Soc., Vol. 16, 1971, str. 1153.

[95] Jacquot, C., Sakamoto, Y., Jung, M., Girardin, L., "Spin-parity assignments of excited states in 12C", Nuclear Physics A, Vol. 201, No. 2, 1973, str. 247 - 263, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594747390064X

[96] Kohler, W., Gruber, G., Steinhauser, A., Bethge, K., "Nuclear reactions of 24 MeV 7Li on 10B", Nuclear Physics A, Vol. 290, No. 1, 1977, str. 233 - 252, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947477906777

[97] Aslanoglou, X., Kemper, K. W., Farina, P. C., Trcka, D. E., "Location of major α strength in ^{13}C at 10.75 MeV", Phys. Rev. C, Vol. 40, Jul 1989, str. 73–76, dostupno na: http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.40.73

[98] D.E.Groce, B.D.Sowerby, "Neutron Groups from the Beryllium-9(α, n). Reaction and Levels in Carbon-13.", Nature, Vol. 206, 1965, str. 494.

[99] Miller, R. G., Kavanagh, R., "The reaction 9Be(α, n)12C", Nuclear Physics, Vol. 88, No. 3, 1966, str. 492 - 500, dostupno na: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558266904081

Popis slika

2.1. Zemljovid lakih jezgara s naznačenim izotopima neobične strukture. 6

2.2. Jednočestični nivoi dobiveni s različitim potencijalima. 9

2.3. Ikedin dijagram α-konjugiranih jezgara. 14

2.4. Prošireni Ikedin dijagram nuklearnih molekula baziranih na α, ^{16}O i ^{14}C klasterima, s energijama pragova za raspad stanja na klastere i valentne nukleone. 17

2.5. Shematski prikaz orbitala za jedan valentni nukleon između dva klastera. . 19

2.6. Rezultati kombiniranja dviju orijentacija p-orbitala. 20

2.7. Stanja jezgre ^{10}Be s raspodjelom gustoće nukleona koju daje AMD. 21

2.8. Energije pobuđenje jezgre ^{10}B računate pomoću Argonne v_{18} dvočestičnog potencijala (plavo) i Argonne v_{18} + Illinois-2 tročestičnog potencijala (žuto), u usporedbi s eksperimentalnim vrijednostima (zeleno). 26

2.9. Usporedba energija vezanja koje daju varijacijski Monte Carlo i Monte Carlo s Greenovim funkcijama. Korišteni potencijal je Arrgone v_{18} plus Illinois-2. 28

2.10. Shematski prikaz jedne konfiguracije modela ljusaka koja daje spin osnovnog stanja jezgre ^{10}B J$^{\pi}$=3^{+}. 29

2.11. Spektar energija pobuđenja jezgre ^{10}B dobiven pomoću AMD + VAP modela, uz korištenje efektivne interakcije (B) i (B'), u usporedbi s eksperimentalnim vrijednostima. 31

2.12. Raspodjela gustoće ^{10}B(3^{+}_{1}), ^{10}B(1^{+}_{1}) i ^{10}B(0^{+}_{1}, T=1) stanja, izračunata pomoću AMD+VAP. 32

3.1. Raspodjela gustoće ^{10}B(3^{+}_{1}), ^{10}B(1^{+}_{1}) i ^{10}B(0^{+}_{1}, T=1) stanja, izračunata pomoću AMD+VAP. 38

3.2. Energija pobuđenja jezgre ^{7}Be dobivena iz dvočestičnih koincidencija ^{3}He + ^{4}He na energiji snopa 72.2 MeV, za sve podatke, bez ikakvih prethodnih odabira. 41

4.1. Komora za mjerenje nuklearnih reakcija CT2000. 47
4.2. Mete korištene u mjerenju. 48
4.3. Shematski prikaz nuklearnog teleskopa sastavljenog od tankog ΔE-detektora i debelog DSSSD E-detektora. 49
4.4. Detektori korišteni u ovom mjerenju. 51
4.5. Shema postava detektora. 52
4.6. Shema elektroničkog lanca. 53
4.7. Energija-kanal graf kao primjer kalibracije jednog DSSSD stripa. 54
4.8. Ovisnost broja događaja u vrhu elastičnog raspršenja ^{10}B na ^{197}Au o kutu detekcije u sustavu centra mase Θ_{CM}. 57
4.9. ΔE-E histogram za kvadrant teleskopa 2 (na 20°), na energiji snopa 50 MeV. 58
4.10. ΔE-E histogram za jedan kvadrant teleskopa 2 (na 20°), na energiji snopa 72.2 MeV. 59
4.11. Mase čestica detektiranih u skupovima mjernih podataka SKUP_3S i SKUP_3S dane u jedinicama atomske mase. 60
4.12. Selektivnost pobuđivanja izotopa u koincidentnim mjerenjima. 60
4.13. Elastično i neelastično raspršenje ^{10}B na meti ^{10}B, te nečistoćama u meti, na energiji snopa 72.2 MeV. 61
4.14. Raspršenje jezgre ^{10}B na nečistoćama u meti, na energiji snopa 72.2 MeV; . 62
4.15. Raspršenje jezgre ^{10}B na ^{184}W, na energiji snopa 72.2 MeV. 63
4.16. Dokaz postojanja vodika u meti ^{10}B. 63
4.17. Primjer prilagodbe pozadine u spektru pobuđenja jezgre ^{11}C dobivenog iz detektirane jezgre ^{9}Be. 65

5.1. Spektar energije pobuđenja jezgre ^{10}B iz reakcije ^{10}B(^{10}B, ^{10}B)^{10}B, na energiji snopa 72.2 MeV, prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum. 69
5.2. Kutne raspodjele elastičnog i neelastičnog raspršenja. 70
5.3. Pobuđenja jezgre ^{11}C dobivena iz detektirane jezgre ^{9}Be. 71

5.4. Spektar energije pobuđenja jezgre ^{11}C iz reakcije ^{10}B(^{10}B, ^{9}Be)^{11}C, na energiji snopa 72.2 MeV, prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum. 72

5.5. Pobuđenja jezgre ^{9}B dobivena iz detektirane jezgre ^{11}B. 73

5.6. Spektar energije pobuđenja jezgre ^{9}B iz reakcije ^{10}B(^{10}B, ^{11}B)^{9}B na energiji snopa 72.2 MeV, prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum. 74

5.7. Pobuđenja jezgre ^{9}Be dobivena iz detektirane jezgre ^{11}C. 76

5.8. Prilagodba spektra energije pobuđenja jezgre ^{9}Be prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum. 76

5.9. Pobuđenja jezgre ^{10}C dobivena iz detektirane jezgre ^{10}Be. 78

5.10. (*plava linija*) pobuđenja jezgre ^{10}C dobivena iz detektiranog ^{10}Be, na energiji snopa 72.2 MeV; (*crvena linija*) "lažna" pobuđenja jezgre ^{10}C koja su posljedica jezgri ^{9}Be upalih u grafički rez za ^{10}Be, na energiji snopa 72.2 MeV. 78

5.11. Spektar energije pobuđenja jezgre ^{10}C prilagođen na složenu funkciju koja uključuje gaussijane vrhova i eksponencijalni tročestični šum. 79

5.12. Romano-plot detektiranih α i ^{6}Li, za mjerenja na 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora. 80

5.13. Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, α^{6}Li) na energiji snopa 72.2 MeV, gdje su ^{6}Li i ^{4}He detektirani na 20°. 81

5.14. (a) Relativne energije među-stanja jezgara ^{14}N i ^{10}B, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q0, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora. (b) Energija pobuđenja jezgre ^{14}N dobivena iz detektiranog ^{6}Li, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q0, s uključenim svim postavima. . . . 82

5.15. Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He unutar istog detektora, za sve postave i sve detektore, za Q-vrijednost Q4. 82

5.16. (a) Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He sa obje čestice detektirane u D2, s odabranom Q-vrijednošću Q0. (b) Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He u detektorima D1 i D2, na svim postavima, uz Q-vrijednost Q0. 83

5.17. Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He iz raspršenja ^{10}B na ^{16}O, za sve postave i sve detektore. 84
5.18. Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidencija ^{6}Li i ^{4}He u detektorima D2 i D3, na svim postavima, uz Q-vrijednost Q0. 85
5.19. Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, α^{10}B) na energiji snopa 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i svim detektorima. 85
5.20. Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{10}B i ^{4}He, s uključenim svim postavima detektora, uz Q-vrijednost Q1. 86
5.21. Energija pobuđenja ^{10}B dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{10}B i ^{4}He s uključenim svim postavima detektora, uz Q-vrijednost Q1. 87
5.22. Romano plotovi za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora, za detektirane jezgre: (a) ^{7}Li i ^{4}He, (b) ^{7}Be i ^{4}He. 88
5.23. Romano plotovi za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora, za detektirane jezgre: (a) ^{7}Li i ^{4}He, (b) ^{7}Be i ^{4}He. 88
5.24. (a) Energija pobuđenja ^{11}B dobivena iz koincidencija ^{7}Li i ^{4}He unutar istih detektora, za sve postave, uz Q vrijednost Q0. (b) Energija pobuđenja ^{11}B dobivena iz koincidencija ^{7}Li i ^{4}He među različitim detektorima, uz Q vrijednost Q0. 89
5.25. (a) Energija pobuđenja ^{11}C dobivena iz koincidencija ^{7}Be i ^{4}He među svim parovima detektora s iste strane snopa, za sve postave, uz Q vrijednost Q0. (b) Energija pobuđenja ^{11}C dobivena iz koincidencija ^{7}Be i ^{4}He između detektora D2 i D3, za sve postave, uz Q vrijednost Q1. 90
5.26. (a) Romano plot za dvočestične koincidencije ^{9}Be i ^{4}He među svim parovima detektora, s uključenim svim postavima. (b) Odgovarajući spektar Q- vrijednosti napravljen s istim uvjetima kao i Romano-plot. 90
5.27. Relativne energije među-stanja jezgara ^{11}C i ^{13}C, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q0, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora. 91
5.28. Energija pobuđenja ^{11}C dobivena iz koincidencija ^{9}Be i ^{4}He među parovima detektora sa suprotne strane snopa, za sve postave, uz Q vrijednost Q0. . . 92

5.29. *crvena linija* - spektar pobuđenja jezgre ^{13}C koji odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, α^{9}Be)^{7}Be(0.0 MeV), napravljen s uvjetom $E_x(^{11}C) > 23.5$ MeV; *plava linija* - spektar pobuđenja jezgre ^{13}C koji odgovara reakciji ^{10}B(^{10}B, α^{9}Be)^{7}Be(4.57 MeV). 92

5.30. (a) Romano plot za dvočestične koincidencije ^{4}He i ^{4}He među svim parovima detektora, u postavu 2, na energiji snopa E_p= 50 MeV; (b) Odgovarajući spektar Q-vrijednosti napravljen s istim uvjetima kao i Romano-plot. 93

5.31. Relativne energije među-stanja jezgara ^{8}Be i ^{16}O, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q1, s uključenim svim kombinacijama detektora, na energijama snopa: (a) E_p = 50MeV; (b) E_p = 72.2 MeV. 95

5.32. 2D histogram energije i kuta (Θ) jezgre ^{8}Be, koje smo rekonstruirali iz detektiranih dviju jezgri ^{4}He, nastalih u reakciji ^{10}B(^{10}B, ^{8}Be(0.0 MeV)$\rightarrow$ $\alpha\alpha$)^{12}C. 96

5.33. Romano-plot detektiranih jezgara ^{12}C i ^{4}He, za mjerenja na 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora. 97

5.34. Energija pobuđenja ^{16}O dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{12}C i ^{4}He s uključenim svim postavima, uz Q vrijednost Q1 = 14.07 MeV. 98

5.35. Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, p^{9}Be) na energiji snopa 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i svim detektorima. 98

5.36. Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, p^{9}Be) na energiji snopa 72.2 MeV, s uključenim svim postavima i svim detektorima. 99

5.37. Energija pobuđenja ^{11}C dobivena iz koincidentnih mjerenja ^{9}Be i ^{1}H s uključenim svim postavima, uz Q vrijednost Q0. 100

5.38. (a) Romano-plot detektiranih jezgara ^{10}B i ^{1}H, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Odgovarajući Q-spektar napravljen s istim uvjetima kao i Romano-plot. 100

5.39. (a) Romano-plot detektiranih jezgara ^{10}B i ^{2}H, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Odgovarajući Q-spektar napravljen samo za kombinaciju detektora D2 + D3, s uključenim svim postavima. 101

5.40. Energija pobuđenja jezgre ^{12}C dobivena iz koincidencija ^{10}B i ^{2}H u detektorima s različitih strana snopa, s uključenim svim postavima, uz Q vrijednost Q0. 102

5.41. Spektar Q-vrijednosti za reakciju ^{10}B(^{10}B, p^{6}Li) na energiji snopa 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim detektorima. 103

5.42. (a) Q-spektar reakcije u kojoj detektiramo ^{7}Li i ^{1}H u koincidenciji, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Energija pobuđenja jezgre ^{8}Be iz koincidencija ^{7}Li i ^{1}H, za događaje koji se odvijaju preko sva tri pobuđena stanja jezgre ^{12}C (Q0, Q1 i Q2). . . 103

5.43. (a) Q-spektar reakcije u kojoj detektiramo ^{6}Li i ^{2}H u koincidenciji, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Energija pobuđenja jezgre ^{14}N iz detektiranog ^{6}Li, s odabranom Q vrijednošću Q0. 104

5.44. (a) Q-spektar reakcije u kojoj detektiramo ^{7}Li i ^{2}H u koincidenciji, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Energija pobuđenja jezgre ^{9}Be iz koincidencija ^{7}Li i ^{2}H s uključenim svim postavima i oba vrha Q-spektru, Q0 i Q1. 105

5.45. Q-spektar reakcije u kojoj detektiramo 3 α-čestice u koincidenciji, za mjerenja na energiji snopa 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora. 106

5.46. (a) Relativne energije među-stanja ^{12}C i ^{16}O, za događaje koji odgovaraju Q-vrhu Q1, s uključenim svim kombinacijama detektora. (b) Energija pobuđenja jezgre ^{12}C iz koincidencija 3 α-čestice za događaje prikazane pod (a). 106

5.47. Energija pobuđenja među-stanja ^{9}B, preko koje se odvija reakcija ^{10}B(^{10}B, p$\alpha\alpha$)^{11}B, na energiji snopa 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora. 107

5.48. Q-spektar reakcije ^{10}B(^{10}B, p$\alpha\alpha$), na energiji snopa 72.2MeV, s uključenim svim postavima i svim kombinacijama detektora. Vrhovi odgovaraju stanjima pobuđenja jezgre ^{11}B. 108

5.49. (a) Q-spektar reakcije u kojoj su detektirane 2 α-čestice i deuteron u koincidenciji, za mjerenja na 72.2MeV, s uključenim svim postavima i kombinacijama detektora; (b) Energija pobuđenja jezgre ^{10}B u sustavu $\alpha + \alpha + d$. 108

6.1. (a) Spektar energije pobuđenja za raspad jezgre ^{10}B na $p + {}^{9}$Be, dobiven u radu [86]; (b) Ovdje dobiveni spektar energije pobuđenja ^{10}B dobiven iz dvočestičnih koincidencija $p + {}^{9}$Be. 112
6.2. Usporedba stanja u ^{10}B dobivenog u kanalima: $\alpha + {}^{6}$Li (*plavi histogram*) i α+α+d (*crveni histogram*). 113
6.3. Usporedba struktura stanja jezgara ^{11}B i ^{12}C. 116
6.4. Rotacijske vrpce $K^{\pi} = 5/2^{+}$ jezgara ^{11}B i ^{11}C, unutar kojih su i stanja $7/2^{+}$ i $9/2^{+}$ viđena u ovom mjerenju. 117
6.5. Rotacijske vrpce osnovnih stanja jezgara ^{9}Be i ^{9}B, sa stanjima dobivenim u ovom mjerenju. 120
6.6. (a) Energija pobuđenja ^{12}C dobivena u mjerenju ^{12}C(^{4}He, 3α)^{4}He opisanom u [93]. (b) Ovdje dobiveni spektar energije pobuđenja ^{12}C dobiven u kanalu 5α. 122
6.7. Stanje u ^{12}C na $E_x = 30.3$ MeV dobiveno: (a) u ranijim mjerenjima danim u [87]; (b) u ovom radu. 123
6.8. Eksperimnetalni spektar energije pobuđenja jezgre ^{13}C, dobiven u reakciji ^{9}Be(^{6}Li, d)^{13}C. 124
6.9. Energije pobuđenja klasterskih stanja u jezgri ^{14}N koja imaju izraženu ^{10}B + α strukturu, izračunate pomoću dvije varijante AMD modela. 125
6.10. Longitudinalna konfiguracija stanja u jezgri ^{14}N, izražene ^{10}B + α strukture. 126

Popis tablica

4.1. Skupovi mjernih podataka. 45
4.2. Popis meta korištnih u ovom eksperimentu 48
4.3. Popis debljina korištenih ΔE i E detektora. 50
4.4. Kutevi detektora u različitim postavima. 51

5.1. Dobivene energije pobuđenja ^{10}B i usporedba s poznatim vrijednostima [70]. 69
5.2. Dobivene energije pobuđenja ^{11}C i usporedba s poznatim vrijednostima [70] 72
5.3. Dobivene energije pobuđenja ^{9}B i usporedba s poznatim vrijednostima [70] 74
5.4. Dobivene energije pobuđenja ^{9}Be i usporedba s poznatim vrijednostima [70] 77
5.5. Dobivene energije pobuđenja ^{10}C i usporedba s poznatim vrijednostima [70]. Zbog mogućih različitih scenarija dobivanja pojedinih stanja, ovo je samo najvjerojatnije pridruživanje eksperimentalnih i teorijskih vrijednosti. 79

6.1. Usporedba ovdje dobivenih stanja u ^{10}B koja se raspadaju $\alpha + {}^{6}$Li kanalom s rezultatima N. Curtisa i suradnika [86] i tabličnim vrijednostima [70] . . 112
6.2. Analogna stanja u ^{10}Be, ^{10}B i ^{10}C, energije i spinovi preuzeti su iz [70]. Žuto su označena stanja pobuđena u ovom radu. 114
6.3. Usporedba stanja jezgara ^{11}C i ^{11}B pobuđenih u inkluzivnim spektrima. . . 117
6.4. Usporedba stanja jezgara ^{9}Be i ^{9}B pobuđenih u inkluzivnim spektrima. . . 119

Životopis

Deša Jelavić Malenica rođena je 1981. godine u Dubrovniku, gdje je završila osnovnu i srednju školu. Diplomirala je 2007. godine na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu, smjeru Fizika, s diplomskim radom: "Mjerenje ekscitacijske funkcije za nuklearne reakcije p + ^{9}Be", pod vodstvom mentora prof. dr. sc. Matka Milina. Iste godine zaposlila se kao znanstveni novak na Institutu Ruđer Bošković, u Zavodu za eksperimentalnu fiziku, Laboratoriju za nuklearnu fiziku, gdje i danas radi. 2009. godine upisala je poslijediplomski studij iz fizike, smjer Nuklearna fizika.

Za vrijeme doktorskog studija Deša je sudjelovala u brojnim eksperimentima vezanim uz nuklearne reakcije s lakim jezgrama u Zagrebu, Cataniji i Legnaru u Italiji, te Ganilu u Francuskoj. Osim toga sudjelovala je i u proučavanju teško-ionskih sudara u suradnji s PRISMA kolaboracijom, gdje je radila s dr. sc. Suzanom Szilner. Aktivno je sudjelovala u nastavi na Fizičkom odsjeku PMF-a, kao asistent na Nukleranom praktikumu, te kolegijima Fizika 1 i 2 za kemičare.

Glavno područje njenog rada je eksperimentalno proučavanje strukture lakih jezgara u okolici A = 10, s naglaskom na egzotična klasterska i molekulska stanja.

Objavljeni radovi u CC časopisima:

1. Freer, M.; Ashwood, N.I.; Curtis, N.; Di Pietro, A.; Figuera, P.; Fisichella, M.; Grassi, L.; Jelavić Malenica, D.; Kokalova, Tz.; Koncul, M.; Mijatović, Tea; Milin, M.; Prepolec, L.; Scuderi, V.; Skukan, N.; Soić, N.; Szilner, S.; Tokić, V.; Torresi, D.; Wheldon, C.

   Analysis of states in ^{13}C populated in ^{9}Be + ^{4}He resonant scattering, Physical Review C 84 (2011) 034317
2. Montanari, D.; Corradi, L.; Szilner, S.; Pollarolo, G.; Fioretto, E.; Montagnoli, G.; Scarlassara, F.; Stefanini, A.M.; Courtin, S.; Goasduff, A.; Haas, F.; Jelavic

Malenica, D.; Michelagnoli, C.; Mijatović, Tea; Soić, N.; Ur, C. A.; Varga Pajtler, M.

Neutron pair transfer in $^{60}Ni+^{116}Sn$ far below the Coulomb barrier Physical Review Letters 113 (2014) 052501

3. Corradi, L.; Szilner, S.; Pollarolo, G.; Montanari, D.; Fioretto, E.; Stefanini, A.M.; Valiente-Dobon, J.J.; Farnea, E.; Michelagnoli, C.; Montagnoli, G.; Scarlassara, F.; Ur, C.A.; Mijatović, Tea; Jelavić Malenica, D.; Soić, N.; Haas, F.

   Multinucleon transfer reactions: Present status and perspectives, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 317 (2013) 743-751
4. Szilner, S.; Corradi, L.; Haas, F.; Pollarolo, G.; Angus, L.; Beghini, S.; Bouhelal, M.; Chapman, R.; Caurier, E.; Courtin, S.; Farnea, E.; Fioretto, E.; Gadea, A.; Goasduff, A.; Jelavić-Malenica, D.; Kumar, V.; Lunardi, S.; Mărginean, N.M.; D. Mengoni, D.; Mijatović, Tea; Montagnoli, G.; Recchia, F.; Sahin, E.; Salsac, M.-D.; Scarlassara, F.; Smith, J.F.; Soić, N.; Stefanini, A.M.; Ur, C.A.; Valiente-Dobon, J.J

   Structure of chlorine isotopes populated by heavy ion transfer reactions, Physical Review C 87 (2013) 054322
5. Szilner, S.; Corradi, L.; Pollarolo, G.; Fioretto, E.; Stefanini, A.M.; de Angelis, G.; Valiente-Dobón, J.J.; Farnea, E.; Lunardi, S.; Mengoni, D.; Montagnoli, G.; Montanari, D.; Recchia, F.; Scarlassara, F.; Ur, C.A.; Mijatović, Tea; Jelavić Malenica, D.; Soić, N.; Courtin, S.; Haas, F.; Goasduff, A.; Gadea, A.; Mărginean, N.M.; Salsac, M.-D.

   Transfer reaction studies with spectrometers, Acta Physica Polonica B 44 (2013) 417-426
6. Corradi, Lorenzo; Szilner, Suzana; Pollarolo, G.; Colo, G.; Mason, P.; Farnea, E.; Fioretto, E.; Gadea, A.; Haas, F.; Jelavić-Malenica, Deša; Mărginean, N.; Michelagnoli, C.; Montagnoli, G.; Montanari, D.; Scarlassara, F.; Soić, Neven; Stefanini, A.M.; Ur, C.A.; Valiente-Dobon, J.J. *Single and pair neutron transfers at sub barrier energies*, Physical Review C 84 (2011) 034603
7. Szilner, Suzana; Corradi, Lorenzo; Hass, Florent; Lebhertz, D.; Pollarolo, G.; Ur, C.A.; Angus, L.; Beghini, Silvio; Bouhelal, M.; Chapman, R.; Caurier, E.; Farnea,

E.; Fioretto, E.; Gadea, A.; Goasduff, A.; Jelavić Malenica, Deša; Kumar, V.; Lunardi, Santo; Mărginean, N.; Mason, P.; Mengoni, D.; Montagnoli, G.; Nowacki, F.; Recchia, F.; Sahin, Eda; Salsac, M.-D.; Scarlassara, F.; Silvestri, R.; Smith, J.F.; Soić, Neven; Stefanini, A.M.; Valienete-Dobon, Jose Javier.

Interplay between single-particle and collective excitations in argon isotopes populated by transfer reactions., Physical Review C 84 (2011) 014325

8. Corradi, L.; Szilner, Suzana; Pollarolo, G.; Beghini, S.; Fioretto, E.; Guiot, B.; Marginean, N.M.; Mason, P.; Montagnoli, G.; Scarlassara, F.; Silvestri, R.; Stefanini, A. M.; Farnea, E.; Ur, C.A.; Aydin, S.; de Angelis, G.; Gadea, A.; Orlandi, R.; Lunardi, S.; Mărginean, R.; Mengoni, D.; Napoli, D.R.; Mihai, C.; Recchia, F.; Sahin, E.; Soić, Neven; Jelavić, Deša; Valiente-Dobon, J.J.; Della Vedova, F.

   Heavy Ion Transfer Reactions Studied with Prisma plus Clara., Acta physica Polonica B. 40 (2009) 457

9. Mărginean, N.; Bucurescu, D.; Ur, C. A.; Mihai, C.; Corradi, L.; Farnea, E.; Filipescu, D.; Fioretto, E.; Ghiă, D.; Guiot, B.; Górska, M.; Ionescu-Bujor, M.; Iordăchescu, A.; Jelavić-Malenica, D.; Lenzi, S. M.; Mason, P.; Mărginean, R.; Mengoni, D.; Montagnoli, G.; Napoli, D. R.; Pascu, S.; Pollarolo, G.; Recchia, F.; Stefanini, A. M.; Silvestri, R.; Sava, T.; Scarlassara, F.; Szilner, Suzana; Zamfir, N. V.

   Evolution of deformation in the neutron-rich krypton isotopes: The 96Kr nucleus., Physical Review C 80 (2009) 021301