Nuklearne reakcije 10B+12C i građa lakih atomskih jezgara

Nurkić, Deni

Master's thesis / Diplomski rad

2017

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:217:904347

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-03-28**



Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb







SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Deni Nurkić

NUKLEARNE REAKCIJE ^{10}B+^{12}C I GRAĐA LAKIH ATOMSKIH JEZGARA

Diplomski rad

Zagreb, 2017.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI
STUDIJ FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Deni Nurkić

Diplomski rad

Nuklearne reakcije ^{10}B+^{12}C i građa lakih atomskih jezgara

Voditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Matko Milin

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____
Zagreb, 2017.

U prvom redu zahvaljujem svom mentoru profesoru Milinu na ponuđenoj prilici i strpljivom vodstvu te kolegici Jelavić-Malenica na pomoći pri pronalaženju i prelaženju tehničkih zapreka svake vrste. Zahvaljujem i svojim roditeljima na bezrezervnoj potpori zbog koje sam se mirno mogao posvetiti studiranju. Također zahvaljujem svojim kolegama iz generacije, posebno gospodi Gudcu, Spajiću, Oreškoviću i Rožiću, što su studiranje fizike učinili daleko ugodnijim i opuštenijim iskustvom nego što je to moglo ili trebalo biti. Zahvaljujem i svim ostalim prijateljima i poznanicima, novima i starima, koji su učinili da studentski život bude puno više od samog studiranja. Među njima posebno mjesto ima obitelj Avakumović zbog koje mi je Zagreb postao drugi dom. I na kraju zahvaljujem svojoj djevojci Piji, koja mi je bila tihi odmor ili slatko skretanje misli, kad god mi je jedno ili drugo bilo potrebno. Ovaj rad i ova diploma, vaš su uspjeh koliko i moj.

Sažetak

U ovom se radu proučavaju nuklearne reakcije ulaznog kanala ^{10}B+^{12}C s ciljem istraživanja građe lakih atomskih jezgara oko nukleonskog broja A=10. Za jezgre iz tog masenog područja, poznata su mnoga stanja na bliskim energijama, koja se ne mogu opisati unutar istog modela. U ovom se radu stoga opisuju razni modeli, od običnog modela ljusaka do egzotičnih modela nuklearnih molekula i Bose-Einsteinovih kondenzata. S ciljem pronalaženja novih takvih stanja, izabrana je jezgra ^{10}B kao projektil, s obzirom da su već njena niskoležeća stanja kombinacija modela ljusaka i klasterskih konfiguracija, a spin osnovnog stanja, iznimno je visok i iznosi $J^{\pi} = 3^{+}$. Mjerenja su provedena na energiji snopa od 50 MeV-a, dok su produkti reakcije bilježeni sustavom od četiri $\triangle$E-E silicijska detektora velikog prostornog kuta, koji omogućavaju mjerenja jednostrukih događaja, ali i dvo- i tročestičnih koincidencija. Analiza jednostrukih događaja, omogućila je rekonstrukciju spektara jezgri ^{12}C, ^{13}N, ^{15}N, ^{15}O i ^{16}O, dok su iz dvočestičnih koincidencija rekonstruirani spektri ^{8}Be i ^{14}N. Na temelju tih spektara i recentnih eksperimentalnih i teorijskih radova, diskutirana je selektivnost pobuđivanja pojedinih stanja i struktura samih jezgara na koju ona ukazuju.

Ključne riječi: nuklearne reakcije, lake jezgre, model ljusaka, klasterski modeli

Nuclear reactions ^{10}B+^{12}C and the structure of light atomic nuclei

Abstract

In this work we study the nuclear reactions ^{10}B+^{12}C, with the goal of exploring the structure of light atomic nuclei around the nucleon number A=10. It is well known that those nuclei have many energy levels which are very close yet their structure and properties cannot be modeled in the same framework. For this reason we describe several different models, ranging from a simple Shell Model to several exotic ones, including the Nuclear Molecule model and the Bose-Einstein Condensate model. With the goal of finding states which correspond to these models, we have chosen the nucleus ^{10}B as the projectile, because its low-lying states already have a mixture of shell model and cluster configurations and the spin of its ground state is extremely high, namely $J^{\pi} = 3^{+}$. The projectile energy used was 50 MeV, while the detector system was made from four $\triangle$E-E silicon detectors, covering a very wide solid angle. Both single-particle and multi-particle detection was possible. From the single-particle detection, we have reconstructed the spectra of the following nuclei ^{12}C, ^{13}N, ^{15}N, ^{15}O and ^{16}O, while the two particle detection was used to reconstruct the spectra of ^{8}Be and ^{14}N. A discussion on the selective activation of energy states and the corresponding structure of the nuclei is performed, based on the reconstructed spectra and the recent theoretical and experimental work in the field.

Keywords: nuclear reactions, light nuclei, shell model, cluster models

Sadržaj

1 Uvod **1**

2 Teorijska razmatranja **2**

2.1 Nuklearni modeli . . . 2

2.1.1 Model ljusaka . . . 2

2.1.2 Klasterski modeli . . . 7

2.1.3 Primjer: jezgra ^{10}B . . . 12

2.2 Kinematika nuklearnih reakcija . . . 14

2.2.1 Energija pobuđenja u dvočestičnim reakcijama . . . 14

2.2.2 Relativne energije u tročestičnim reakcijama . . . 15

2.2.3 Romano dijagram . . . 16

2.2.4 Optimalna Q vrijednost . . . 17

2.3 Betheova formula . . . 17

3 Eksperimentalni postav i mjerenja **19**

4 Rezultati i analiza mjerenja **24**

4.1 Identifikacija čestica . . . 24

4.2 Jednostruke detekcije . . . 26

4.2.1 (Ne)Elastično raspršenje $^{10}\mathrm{B}+^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{10}\mathrm{B}+{}^{12}\mathrm{C}$ . . . 26

4.2.2 Reakcija $^{10}\mathrm{B}+^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{6}\mathrm{Li}+{}^{16}\mathrm{O}$ . . . 28

4.2.3 Reakcija $^{10}\mathrm{B}+^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{9}\mathrm{Be}+{}^{13}\mathrm{N}$ . . . 32

4.2.4 Reakcija $^{10}\mathrm{B}+^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{7}\mathrm{Be}+{}^{15}\mathrm{N}$ . . . 34

4.2.5 Reakcija $^{10}\mathrm{B}+^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{7}\mathrm{Li}+{}^{15}\mathrm{O}$ . . . 37

4.3 Dvočestične koincidencije . . . 40

4.3.1 Reakcija $^{10}\mathrm{B}+^{12}\mathrm{C} \rightarrow \alpha+\alpha+{}^{14}\mathrm{N}$ . . . 40

5 Zaključak **47**

1 Uvod

Cilj je ovog rada proučavanje nuklearnih reakcija ulaznog kanala ^{10}B+^{12}C. Većina produkata te reakcije, kao i sami reaktanti, pripadaju masenom području oko nukleonskog broja A=10. Navedeno je područje zanimljivo zbog izrazito različitih struktura jezgri, koje se manifestiraju na bliskim energijama pobuđenja. Također, spektroskopski podatci tih jezgara nisu potpuni, odnosno postoji veliki broj nezavisnih rezultata i predloženih teorijskih modela. Zbog toga je prvi dio 2. poglavlja posvećen opisu nekoliko mogućih modela, od standardnog modela ljusaka koji pretpostavlja neovisno gibanje nukleona, do raznih klasterskih modela koji pretpostavljaju grupiranje nukleona i veliku deformaciju jezgre. Među potonjima se posebno ističu dva najnovija pristupa: model *nuklearnih molekula* i model *Bose-Einsteinovih kondenzata.* Kao primjer nužnosti velikog broja modela, opisana je baš jezgra ^{10}B, koja se koristi kao projektil u pripadnom eksperimentu. Preostali dio 2. poglavlja sadrži teorijska razmatranja potrebna za prepoznavanje detektiranih čestica i izračun odgovarajućih energetskih spektara. Primarni je fokus na opisu kinematike dvo- i tročestičnih nuklearnih reakcija, gdje u potonjem slučaju veliku ulogu igra metoda *Romano dijagrama*.

U 3. se poglavlju razmatra eksperimentalni postav, što uključuje opis akceleratorskog sustava i korištenih energija te opis detektorskog sustava i elektroničkog lanca potrebnog za prikupljanje podataka. Nakon toga slijedi 4. poglavlje sa rezultatima mjerenja i njihovom diskusijom. Detektirane jezgre nalaze se u masenom rasponu $1 \leq A \leq 11$, što omogućava rekonstrukciju sedam spektara različitih jezgri; pet iz jednočestičnih detekcija te dva iz dvočestičnih koincidencija. Pomoću dobivenih spektara, diskutira se selektivnost pobuđenih stanja i struktura jezgara na koju ona ukazuju.

U zaključnom 5. poglavlju, ukratko se rezimira metodologija rada, najvažniji rezultati i budući planovi.

2 Teorijska razmatranja

U potpoglavlju 2.1., razmatraju se razni nuklearni modeli počevši sa standardnim modelom ljusaka nakon čega slijedi nekoliko klasterskih modela s posebnim naglaskom na strukturu nuklearnih molekula i strukturu Bose-Einsteinovog kondenzata.

U potpoglavlju 2.2., razmatra se kinematika dvo- i tročestičnih nuklearnih reakcija potrebna za određivanje i analizu energetskih spektara, dok se u 2.3 prikazuje Bethe-Blochova formula koja služi za prepoznavanje detektiranih čestica.

2.1 Nuklearni modeli

U ovom se potpoglavlju razmatraju nuklearni modeli relevantni za ovaj rad. Unutar njih se obično pretpostavljaju efektivne nuklearne sile, ograničene baze stanja ili unaprijed zadane strukture da bi se zaobišao višečestični račun s realističnim NN[1] interakcijama[2]. Potrebno je napomenuti da su u zadnjih petnaestak godina napretkom računala postali mogući realistični *Ab initio* izračuni, koji su do ovog trenutka napravljeni za jezgre s masom $A \leq 15$. Takvi se izračuni neće razmatrati u okviru ovog rada, ali je bitno spomenuti da su u njima klasterske strukture prirodan rezultat interakcije među parovima nukleona.

Diskusija iz ovog potpoglavlja uvelike prati [1] i [6].

2.1.1 Model ljusaka

Osnovna je pretpostavka ovog modela nezavisno gibanje nukleona u srednjem nuklearnom potencijalu koji dolazi od NN interakcije među svim parovima nukleona. Potporu ovoj pretpostavci daje kratkodosežna odbojna interakcija među nukleonima, kao i Paulijev princip isključenja, zbog kojih neće doći do interakcije nukleona ako ne postoji jako blisko nepopunjeno energetsko stanje. Dakle, jezgre u kojima nukleoni popunjavaju stanja do određene razine nakon koje slijedi energetski procjep do slijedeće ljuske, morale bi biti dobro opisane ovim modelom.

Eksperimentalno je takvo ponašanje uočeno kod jezgara koje sadrže tzv. "magični" broj protona i neutrona, odnosno 2,8,20,28,50,82 ili 126 nukleona obje vrste. Takve se jezgre nazivaju dvostruko magičnima. Naime, njihove energije pobuđenja i energije potrebne za separaciju nukleona značajno su više nego kod susjednih jezgara, dok je oblik jezgre potpuno sferičan na što ukazuje iščezavanje kvadrupolnih momenata.

Navedeni magični brojevi, odnosno ljuske, uspješno se modeliraju korištenjem raznih efektivnih jednočestičnih potencijala. Najčešće se koristi sfernosimetrični Woods-Saxonov potencijal uz dodatak spin-orbit člana $\vec{l} \cdot \vec{s}$, tj. interakcije spina čestice $\vec{s}$ i angularnog mo-

[1] nukleon-nukleon
[2] uključujući tročestične

menta gibanja $\vec{l}$

$$V(r) = -V_0 \left[1 + \exp(\frac{r-R}{a})\right]^{-1} + f_{ls}(r)(\vec{l}\cdot\vec{s}) \tag{2.1}$$

gdje je $V_0 \approx 50\,\text{MeV}$ dubina potencijalne jame, dok su vrijednosti parametara približno $a = 0.5\,\text{fm}$ i $R = 1.25 \cdot A^{1/3}$.

Do istog se rezultata dolazi i upotrebom potencijala izotropnog 3D harmoničkog oscilatora s nezanemarivim centrifugalnim članom $\vec{l}\cdot\vec{l}$ i dodatkom spin orbit člana $\vec{l}\cdot\vec{s}$

$$V(r) = \frac{m\omega^2 r^2}{2} + f_{ll}(r)(\vec{l}\cdot\vec{l}) + f_{ls}(r)(\vec{l}\cdot\vec{s}) \tag{2.2}$$

gdje je m masa nukleona, a ω kružna frekvencija. Potonji je potencijal pogodniji za kvalitativna razmatranja s obzirom da je analitički rješiv i omogućava ilustrativno razmatranje energetskih nivoa. Potrebno je samo, na dobro poznate svojstvene energije harmoničkog oscilatora s glavnim kvantnim brojem N

$$\varepsilon = \hbar\omega(N + \frac{3}{2}),\ N = 0,1,2,...,\ l = N, N-2, ...1\,\text{ili}\,0 \tag{2.3}$$

dodati centrifugalni dio $l(l+1)$ i spin-orbit popravku

$$\begin{cases} -\frac{1}{2}l, & j = l + \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2}(l+1), & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \tag{2.4}$$

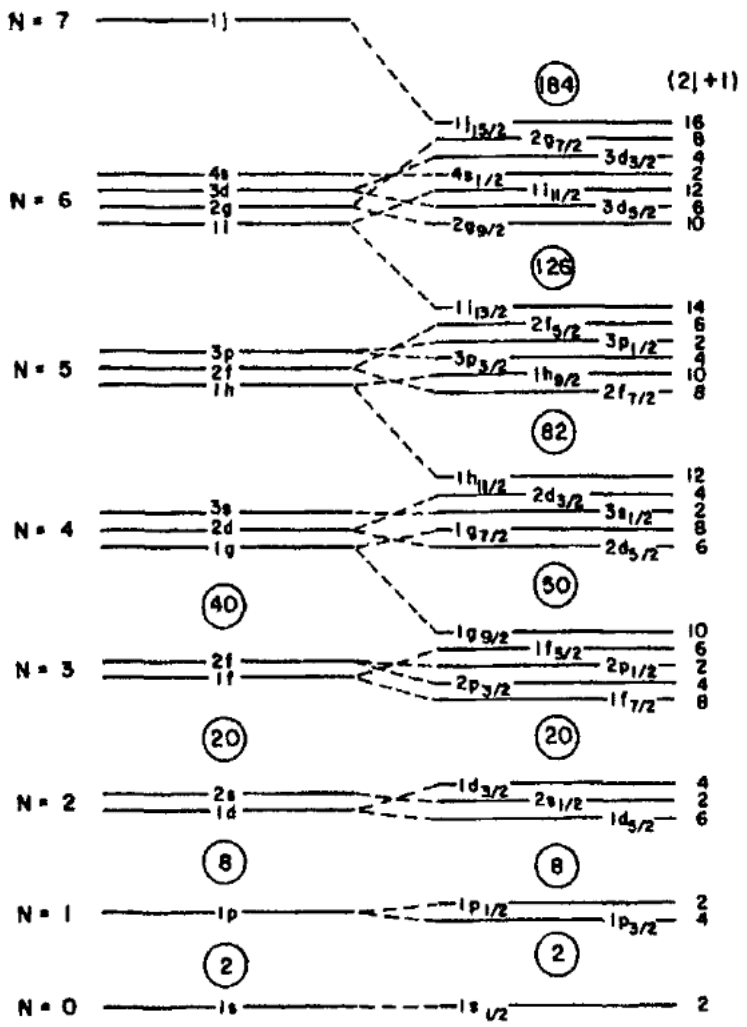
koja proizlazi iz jednakosti $\vec{l}\cdot\vec{s} = \frac{1}{2}(j^2 - l^2 - s^2)$, gdje je $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ ukupni spin nukleona. Konačna stanja imaju 2j+1 degeneraciju zbog mogućih projekcija ukupnog spina. Navedeni su koraci prikazani[3] na slici 2.1. Precizan konačni rezultat, naravno, ovisi o odabiru radijalne ovisnosti koeficijenata $f_{ll}(r)$ i $f_{ls}(r)$, koje je potrebno integrirati s radijalnim dijelom valne funkcije.

Osim za jezgre s dvostruko magičnim brojem nukleona, prethodno sfernosimetrično razmatranje opravdano je i za one koji od tog broja odstupaju za nekoliko nukleona. Njihov je oblik i dalje blizak sfernome te ih se može razmatrati kao inertne sredice okružene s nekoliko valentnih nukleona ili šupljina koji popunjavaju neka od dostupnih sfernih jednočestičnih stanja.

Međutim, oblik većine preostalih jezgara značajno odstupa od sfernosimetričnoga i njihova se jednočestična stanja ne uklapaju u prethodnu sliku. Za njih se može koristiti aksijalno simetrične efektivne potencijale npr. deformirani oblik potencijala (1)

$$V(r,\theta,\phi) = -V_0 \left[1 + \exp(\frac{r - R(\theta,\phi)}{a(\theta,\phi)})\right]^{-1} + f_{ls}(r,\theta,\phi)(\vec{l}\cdot\vec{s}) \tag{2.5}$$

[3] s,p,d,f,g,... razine odgovaraju $l = 0,1,2,3,4,...$ respektivno



Slika 2.1: Prikaz jednočestičnih stanja nukleona u sferičnom modelu ljusaka. U drugom se stupcu stanja razdvajaju po vrijednosti l zbog centrifugalnog člana. Daljnje razdvajanje u trećem stupcu, posljedica je spin-orbit interakcije. Indeksi označavaju vrijednost ukupnog spina j. Preuzeto iz [1].

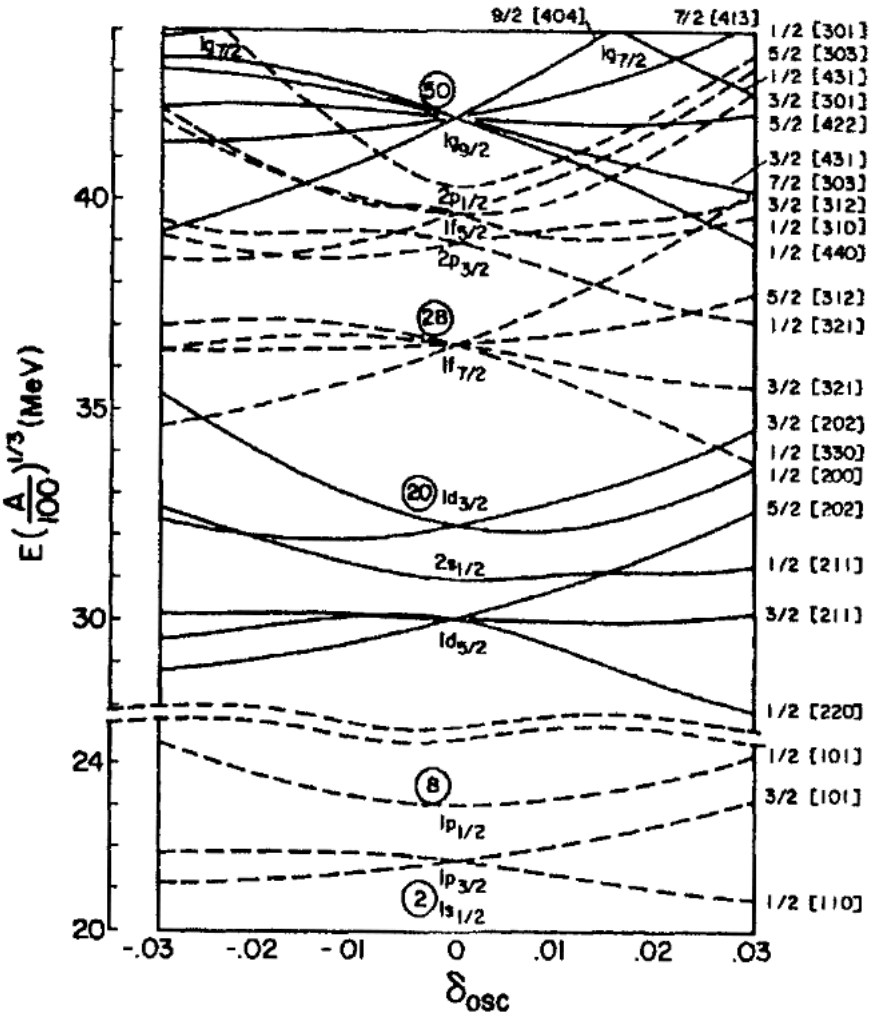
gdje sada parametri ovise o kutovima, ili deformirani oblik potencijala (2)

$$V(r,\theta,\phi) = \frac{m\omega^2 r^2}{2} + f_{ll}(r,\theta,\phi)(\vec{l}\cdot\vec{l}) + f_{ls}(r,\theta,\phi)(\vec{l}\cdot\vec{s}) + V_\delta(r,\theta,\phi) \tag{2.6}$$

gdje je V_δ potencijal koji uzrokuje deformaciju, a za koji se najčešće uzima kvadrupolni oblik

$$V_\delta(r,\theta,\phi) = -\frac{1}{3}\delta_{osc}\cdot m\cdot\omega^2 r^2\sqrt{\frac{16\pi}{5}}Y_{20}(\theta,\phi) \tag{2.7}$$

gdje je δ_{osc} mjera deformacije, a $Y_{20}(\theta,\phi)$ kuglina funkcija. Model ljusaka koji koristi takav anizotropni potencijal harmoničkog oscilatora, obično se naziva Nillsonovim modelom. Njime se posebno dobro opisuju jezgre u području $150 \leq A \leq 190$ i $A \geq 230$ te neke deformirane lake jezgre. Na slici 2.2, prikazana su jednočestična stanja dobivena unutar tog modela, u ovisnosti o parametru deformacije jezgre.



Slika 2.2: Nillsonova jednočestična stanja u ovisnosti o parametru deformacije. Oznake stanja nalaze se na desnom kraju. Preuzeto iz [1].

Značenje oznaka za pojedina stanja razlikuju se u odnosu na sliku 2.1, s obzirom da nedostatak sferne simetrije mijenja skup "dobrih" kvantnih brojeva odnosno ukupni spin j više nije konstanta gibanja. Dobri kvantni brojevi ostaju:

- ukupni broj kvanata hramoničkog oscilatora - N, pod pretpostavkom da se pri konstrukciji baze prostora deformiranih stanja pomoću sferičnih stanja, ne dozvoljava miješanje stanja različitih glavnih ljusaka N
- projekcija ukupnog spina j na os simetrije - Ω
- broj kvanata harmoničkog oscilatora u smjeru osi simetrije - n_3
- projekcija oribitalnog kutnog momenta l na os simetrije - λ.

Skup gornjih vrijednosti u poretku $\Omega[Nn_3\lambda]$ odgovara standardnim oznakama Nillsonovih stanja prikazanim na slici. Sferično stanje s ukupnim spinom j, razdvaja se u $2j+1$ stanja, dvostruko degeneriranih $\pm\Omega$ u projekciji na os simetrije.

Bez obzira na to koji se od efektivnih jednočestičnih potencijala koristi, krajnji su rezultat jednočestična stanja pomoću kojih je moguće rješiti problem svojstvenih stanja A čestica, odnosno cijele jezgre

$$H\Psi_\alpha(r_1,...,r_A) = E_\alpha\Psi_\alpha(r_1,...,r_A) \tag{2.8}$$

gdje su E_αi Ψ_α A-čestične svojstvene energije i stanja, a H je ukupni hamiltonijan koji se može zapisati pomoću jednočestičnog h kao

$$H = \sum_{i=1}^{A} h(r_i) + \tilde{V} \tag{2.9}$$

gdje su u $\tilde{V}$ pospremljene sve interakcije koje nisu dio efektivnih jednočestičnih potencijala. Procedura rješavanja je slijedeća:

- konstrukcija baze A-čestičnog prostora $\{\Phi_k\}$ pomoću jednočestičnih stanja $\varphi_i(r_j)$, najčešće u formi Slaterove determinante koja osigurava odgovarajuću antisimetrizaciju

$$\Phi_k(r_1,...,r_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} det \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1) & \cdots & \varphi_1(r_A) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_A(r_1) & \cdots & \varphi_A(r_A) \end{vmatrix} \tag{2.10}$$

- zapis svojstvenih stanja kao linearne kombinacije vektora baze s koeficijentima C_k^α

$$\Psi_\alpha(r_1,...,r_A) = \sum_k C_k^\alpha \Phi_k(r_1,...,r_A) \tag{2.11}$$

- rješavanje (2.8) pomoću tako definiranih svojstvenih vektora, što se svodi na dijagonalizaciju matrice

$$\begin{pmatrix} H_{11} & \cdots & H_{1D} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{D1} & \cdots & H_{DD} \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

  gdje su $H_{jk} = \langle \Phi_j | H | \Phi_k \rangle$ matrični elementi, a D dimenzija prostora.

Problem u navedenoj proceduri stvara jako velika dimenzija prostora D, što je posljedica beskonačnosti jednočestičnog spektra. Uspješnost izračuna stoga ovisi o nekoliko faktora:

- razdvajanju prostora na inertnu sredicu koja obično odgovara jezgri s magičnim brojem nukleona, i valentni prostor koji je potrebno povoljno sastaviti od određenog broja stanja neposredno iznad sredice

- prikladnom odabiru ostalih interakcija, kao što su utjecaj stanja iznad odabranog valentnog prostora i rezidualna dvočestična interakcija valentnih nukleona za jezgre koje značajno odstupaju od magičnih brojeva

- računalnim kodovima i procesorskoj snazi samog računalnog sustava koji omogućava izračun u realnom vremenu.

U principu bi se sva stanja svih jezgara mogla izračunati povoljnim odabirom jednočestičnih potencijala i spretnim praćenjem gornje procedure uz odabir dovoljno velike dimenzije prostora. No, eksperimentalno su otkrivena mnoga stanja[4], koja se jako teško objašnjavaju na navedeni način. Njih se najčešće puno jednostavnije i prirodnije opisuje klasterskim modelima. Nekolicina tih modela, diskutira se u slijedećem potpoglavlju.

2.1.2 Klasterski modeli

Nukleonske nakupine dugog vremena poluživota[5], koje su značajno[6] udaljene od ostalih nakupina ili pojedinačnih nukleona, nazivaju se klasterima. Pri opisu jezgre s takvim konstituentima, nužno se pretpostavlja jaka unutar-klasterska i slaba među-klasterska korelacija nukleona. Korelacije vode na preklapanje nukleonskih valnih funkcija što je moguće modelirati na razne načine. Konačan model mora uključivati i unutarnja pobuđenja klastera te njihovo relativno gibanje, pri čemu treba paziti na položaj centra mase jezgre kao cjeline.

Kao polazišna točka za modeliranje prethodno navedenih svojstava klasterske strukture, u današnjim se istraživanjima obično uzima jedan od tri mikroskopska modela:

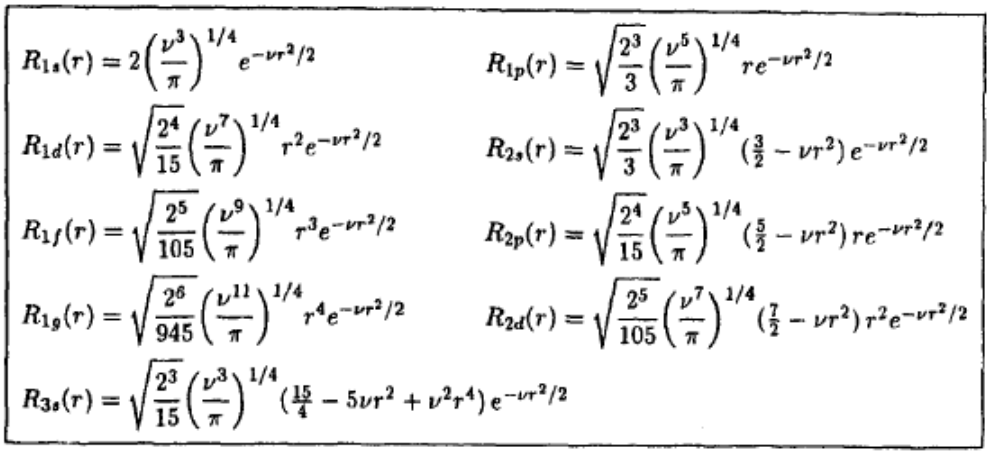
- *Model rezonantnih grupa (RGM[7])* - predefinirani klasteri među kojima se dopušta rezonantno osciliranje nukleona. Varijacijska stanja su antisimetrizirani produkt valnih funkcija pojedinih klastera[8] i njihovog relativnog gibanja. Rezultat je vrlo dobar opis pobuđenih klasterskih stanja, a moguće je i dobiti određena stanja modela ljusaka u granici čvrstog vezanja klastera. Međutim, primjena je ograničena na sustave s malim brojem klastera, primarno zbog netrivijalnog postupka odvajanja unutarnjih i relativnih koordinata.

- *Model uvjeta ortogonalnosti (OCM[9])* - proširenje RGM modela koje razmatra utjecaj Paulijevog principa isključenja na relativno gibanje klastera. Pretpostavlja se ortogonalnost stanja relativnog gibanja na unutarnja stanja klastera zabranjena Paulijevim principom.

- *Model generirajućih koordinata (GCM[10])* - fiksiranje klastera u određenim točkama prostora, razlika je u odnosu na prethodne metode. Za takav se opis najčešće koristi Bloch-Brinkova valna funkcija koja ima oblik Slaterove determinante sustava n klastera

$$\Psi(S_1,...,S_n) = n_0 \mathscr{A}\{\Phi(C_1,S_1),...,\Phi(C_n,S_n)\} \tag{2.13}$$

[4] uljezi - *eng.* intruder states
[5] u odnosu na tipične vremenske skale gibanja nukleona u jezgri
[6] minimalno jedan promjer nakupine
[7] *eng.* Resonating Group Model
[8] najčešće se uzimaju valne funkcije harmoničkog oscilatora
[9] *eng.* Orthogonality Condition Model
[10] *eng.* Generator Coordinate Method



Slika 2.3: Radijalni dijelovi valnih funckija harmoničkog oscilatora. $\nu = m\omega/\hbar$ parametrizira prostornu raširenost funkcije, a kao aproksimacija u nuklearnim razmatranjima često se uzima $\nu = A^{-1/3}\,\mathrm{f}m^2$. Preuzeto iz [1].

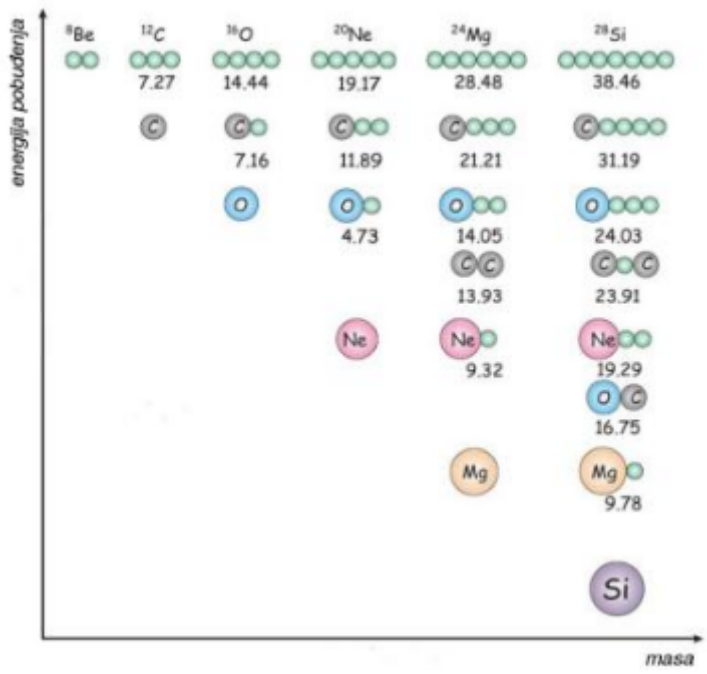
gdje je n_0 normalizacija, $\mathscr{A}$ antisimetrizacijski operator, a C_i označava i-ti klaster na položaju S_i. Za valne funkcije pojedinih klastera Φ najčešće se koriste funkcije harmoničkog oscilatora čiji su radijalni dijelovi prikazani na slici 2.3.

Valna funkcija (2.13), najčešće se koristi u izračunima, a njen je najjednostavniji oblik onaj u kojem se za sve klastere pretpostavlja struktura alfa[11] čestice u osnovnom 1s stanju. Takva pojednostavljena funkcija, koristi se u Bloch-Brinkovom alfa klasterskom modelu, koji jako dobro opisuje alfa-konjugirane[12] jezgre. Neke od njih su prikazane na slici 2.4. S obzirom da su alfa čestice najzastupljeniji, a ujedno i prvi otkriveni klasterski oblik, navedeni model ima značajnu praktičnu, ali i povijesnu važnost[13]. Međutim, za jezgre koje nisu alfa-konjugirane, gotovo je neupotrebljiv, primarno zbog toga što ne uključuje unutarnja pobuđenja klastera.

Kao što je već spomenuto, prethodna su tri modela uglavnom polazišna točka modeliranja raznih mogućih klasterskih struktura. Za kraj poglavlja, razmatraju se dvije takve strukture: Nuklearne molekule i Bose-Einsteinovi kondenzati. Te su strukture odabrane jer se pomoću njih pokušava objasniti veliki broj stanja jezgara oko $A = 10$, gdje se i nalazi većina produkata reakcije $^{10}\mathrm{B} + ^{12}\mathrm{C}$ proučavane u ovom radu.

Nuklearne molekule Pa uzoru na moleklarnu fiziku, pretpostavlja se da klasteri preuzimaju ulogu atoma, dok preostali nukleoni prate elektronsko ponašanje popunjavajući zajednička "molekularna" stanja. Takva stanja dolaze do izražaja samo kod izrazito deformiranih jezgara, jer se inače efekti "molekularnog" vezanja ne mogu natjecati sa srednjim poljem. Najjednostavnije takve jezgre, berilijevi su izotopi , koji se sastoje od dvije alfa čestice i jednog ili više valentnih nukleona. Njihova je struktura prikazana na slici 2.5 zajedno sa raznim

[11] jezgra ^{4}He
[12] jezgre sastavljene od n alfa klastera, $n \in \mathbb{N}$
[13] npr. opis Hoyleovog stanja jezgre ^{12}C



Slika 2.4: Ikedin dijagram alfa-konjugiranih jezgara. Energije pragova za raspad jezgara na pojedine klastere u MeV-ima, prikazane su pokraj struktura. Klasteri se obično formiraju jako blizu tih pragova. Preuzeto iz [2].

drugim mogućim kandidatima.

Eksperimentalno se takve strukture najčešće ispituju metodom rezonantne čestične spektroskopije[14], odnosno stvaranjem željene jezgre prijenosom klastera nakon čega se mjeri njen čestični raspad. Na molekulske strukture tada upućuju:

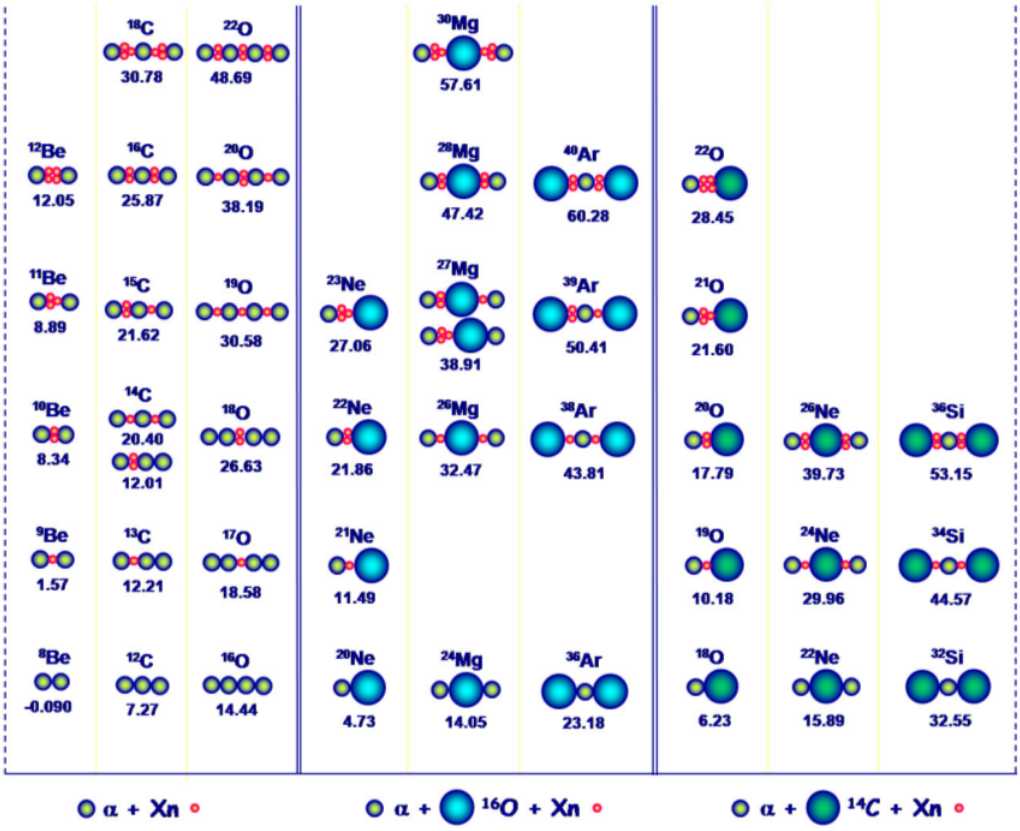
- povećan udarni presjek za takve reakcije prijenosa klastera
- velika širina raspada emisijom klastera
- rotacijske vrpce velikog momenta inercije
- jaki gama prijelazi među članovima vrpce
- razdvajanje pariteta, ako su klasteri u jezgri asimetrični.

Slijede opisi dva modela koji najbolje opisuju molekulsku strukturu.

Model molekulskih orbitala - srednje polje klastera uzrokuje hibridizaciju[15] njihovih jednočestičnih orbitala što omogućuje vezanje klastera, odnosno stvaranje molekulskih orbitala. Njih se može graditi linearnim kombiniranjem jednočestičnih klasterskih orbitala Φ_i

$$\Psi = \sum_i C_i \Phi_i \tag{2.14}$$

[14] *eng.* resonant particle spectroscopy
[15] stvaranje usmjerene orbitale kombiniranjem dostupnih jednočestičnih



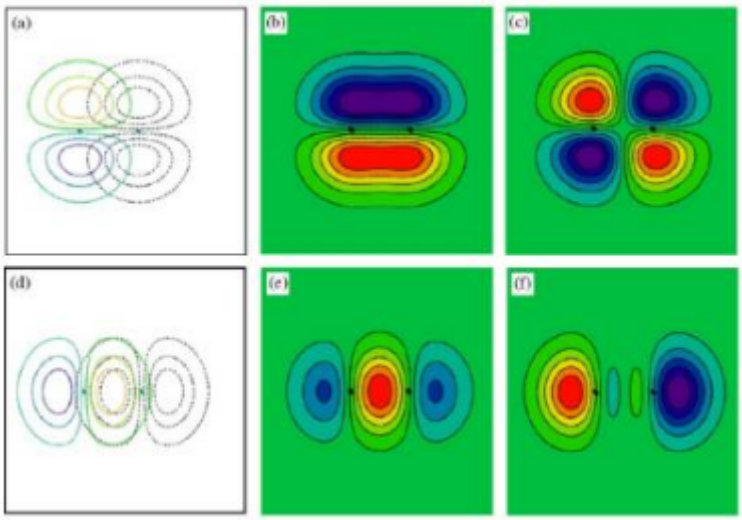
Slika 2.5: Prošireni Ikedin dijagram nuklearnih molekula sa alfa, ^{16}O i ^{14}C klasterima. Ispod struktura, prikazane su energije praga za raspad na konstituente. Preuzeto iz [3].

gdje su C_i koeficijenti koji određuju zastupljenost pojedinih orbitala. Ovisno o predznacima u sumi, rezultantne molekulske orbitale su vezujuće α ili razvezujuće α^*. U vezujućem slučaju boravak nukleona u molekulskim orbitalama, energetski je povoljniji od boravka u klasterskim.

Svojstva koja definiraju različite molekulske orbitale su projekcije m_l orbitalnog spina l i K ukupnog spina J na os simetrije te orbitalni paritet. Parna i neparna stanja pariteta, obično se označavaju sa g i u, po njemačkim izrazima gerade i ungerade.

Kao primjer gornje diskusije, na slici 2.6 su dane rezultantne molekulske orbitale u slučaju spajanju dviju čistih klasterskih p-orbitala. Takvo pojednostavljenje, dobar je početak razmatranja jezgara oko $A = 10$, s obzirom da su svi njihovi valentni nukleoni baš u području klasterskih p-orbitala. Rezultantne molekulske orbitale nazivaju se σ i π-orbitalama, ovisno o tome da li su klasterske orbitale usmjerene paralelno ili okomito na spojnicu klastera, respektivno. Posebno su zanimljive σ orbitale, jer je za njih energetski povoljnije kada su klasteri udaljeniji, tj. kada je jezgra više deformirana.

U dosad diskutiranom obliku, model vrijedi i za "prave" molekule sastavljene od atoma. Međutim, u nuklearnom slučaju valentne čestice nisu elektroni nego nukleoni pa je nužno antisimetrizirati dobivene molekulske orbitale. Za poboljšanje krajnjeg rezultata, moguće je još dodati i korelacije valentnih nukleona te relativno gibanje klastera.



Slika 2.6: U prvom su stupcu prikazane dvije p-orbitale, okomite (a) i paralelne (d) na spojnicu klastera. Zbroj tih orbitala daje vezujuće orbitale π_u (b) i σ_g (e), dok razlika daje razvezujuće orbitale π_g^* (c) i σ_u^* (f). Projekcije orbitalnog spina su $m_l(\pi) = 1$ i $m_l(\sigma) = 0$. Preuzeto iz [4].

Antisimetrizirana molekularna dinamika (AMD[16]*)* - generalizacija RGM i GCM modela, koja ne pretpostavlja ni položaje, ni relativno gibanje pa čak ni postojanje samih klastera. Polazi se od pojedinačnih nukleonskih valnih funkcija Φ_i, čime ukupna funkcija (2.13) za jezgru masenog broja A postaje

$$\Psi_{AMD}(\mathbf{Z}) = \frac{1}{\sqrt{A!}}\mathscr{A}\{\Phi_1, ..., \Phi_A\} \tag{2.15}$$

gdje je $\vec{Z}$ kompleksni skup koji uključuje spinske i prostorne varijable. Nukleonska se valna funkcija sastoji od prostornog $\varphi_{\mathbf{X}}$, spinskog χ_ε i izospinskog τ dijela. Prostorni se dio opisuje valnim paketima, odnosno gaussijanima odabrane širine ν

$$\varphi_{\mathbf{X_i}}(\mathbf{r_j}) \propto \exp\left[-\nu\left(\mathbf{r_j} - \frac{\mathbf{X_i}}{\sqrt{\nu}}\right)^2\right] \tag{2.16}$$

gdje su $\mathbf{X}_i$ centri gaussijana. Spinski se dio parametrizira sa ε_i

$$\chi_{\varepsilon_i} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} + \varepsilon_i \\ \frac{1}{2} - \varepsilon_i \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

dok je izospinski jednostavno $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ili $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ s obzirom da su neutron i proton dio izospinskog dubleta. Dakle, krajnje se rješenje dobiva varijacijom parametara ε_i i $\mathbf{X}_i$. U modernim se VAP[17] računima prije varijacije projiciraju spin i paritet čime valna funkcija poprima oblik

[16] *eng.* Antisymetrized Molecular Dynamics
[17] *eng.* Variation After Projection

$\Psi = P^{J\pm}_{MK}\Psi_{AMD}(\mathbf{Z})$. Svaka projicirana funkcija odgovara jednoj konfiguraciji.

Prednosti AMD-a je fleksibilnost, odnosno mogućnost dobivanja i konfiguracija modela ljusaka i klasterskih konfiguracija što uvelike ovisi o izboru NN interakcije. Osim toga, korisna je i mogućnost odvojenog dobivanja neutronskih i protonskih gustoća koje jasno pokazuju raspodjelu klastera i valentnih nukleona, ako oni postoje.

Sličan, ali još fundamentalniji račun, daje fermionska molekularna dinamika (FMD[18]), koja dopušta i variranje širine gaussijana ν. FMD sadrži i bazičniju NN interakciju što zajedno s dodatnim varijacijama, iznimno komplicira račun. Međutim, dobivena se rješenja uglavnom značajno ne razlikuju od AMD-ovih. Bez obzira na korištenje malog broj pretpostavki, AMD i FMD ipak ne spadaju u *Ab initio* izračune, spomenute u uvodu poglavlja. Iako polaze od NN interakcije, ona se ipak koristi za kreiranje srednjeg polja, dok se višečestična interakcija ne uračunava.

Bose-Einsteinovi kondenzati Pretpostavlja se kondenziranje nukleona u skup slabo koreliranih alfa čestica, koje se nalaze u osnovnim 1s stanjima. Za opis tih stanja, može se uzeti 1s funkcija harmoničkog oscilatora kao u već diskutiranom Bloch-Brinkovom alfa klasterskom modelu. Razlika je u odnosu na taj model u zanemarivanju fermionskih stupnjeva slobode nukleona unutar klastera, što omogućuje zanemarivanje operatora antisimetrizacije tj. rezultira slobodnim bozonskim plinom alfa čestica.

Mala koncentracija čestica u jezgri, ključna je za takvu pretpostavku jer je tada preklapanje valnih funkcija alfa klastera jako malo. Najnoviji računi pokazuju da je kritična vrijednost gustoće za valjanost modela oko $\rho = 0.17/5\,\mathrm{f}m^{-3}$. Uništenje kondenzata uzrokuje odbojni alfa-alfa dio interakcije i promjena u unutarnjoj strukturi alfa klastera zbog djelovanja Paulijevog principa na nukleone.

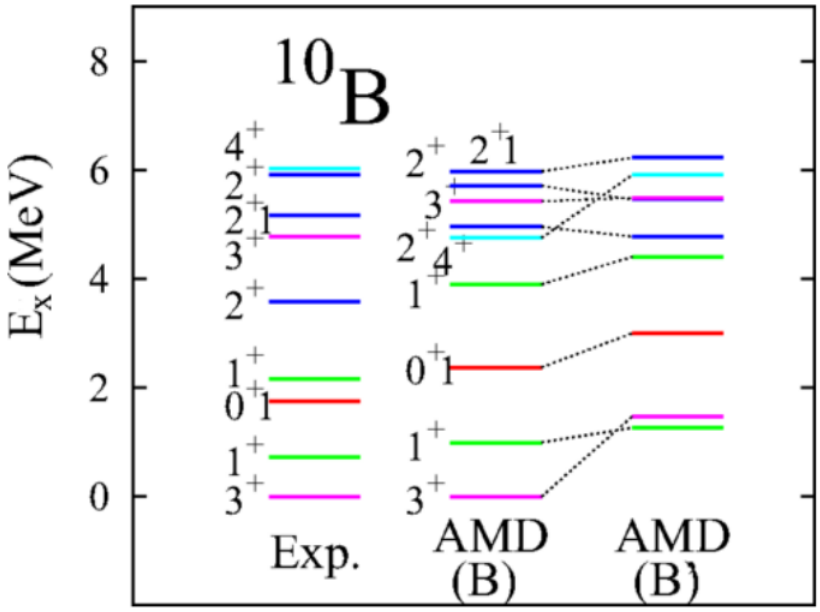
Iz samog postavljanja modela, jasno je da su najbolji kandidati za takvo ponašanje već razmatrane alfa-konjugirane jezgre i to u blizini praga za raspad, kada su u stanju najveće deformacije, odnosno najmanje koncentracije. Od njih je svakako najzanimljivije poznato rezonantno Hoyleovo stanje[19] jezgre ^{12}C, koje je ključno za nukleosintezu ugljika iz helija u crvenim divovima. Međutim, pojedini rezultati AMD računa pokazuju da su neka stanja jezgara koje nisu alfa-konjugirane, jako slična Hoyleovom stanju, odnosno da bi se formalizam alfa kondenzata mogao primjenjivati i na takve jezgre. To su primarno jezgre sa jednim nukleonom više ili manje od alfa-konjugiranih, primjerice ^{13}C i ^{11}B , koje bi se sastojale od mješavine razrijeđenih i molekulskih stanja.

2.1.3 Primjer: jezgra ^{10}B

Jezgra ^{10}B je stabilna laka jezgra sa spinom osnovnog stanja $J^\pi = 3^+$. Ono se lako objašnjava u okviru modela ljusaka kao uparivanje valentnog neutrona i protona u ljuskama $p_{3/2}$ u

[18] *eng.* Fermionic Molecular Dynamics)

[19] drugo pobuđeno 0^+ stanje



Slika 2.7: Spektar energija pobuđenja jezgre ^{10}B. Prvi stupac prikazuje eksperimentalne vrijednosti, dok su druga dva dobivena AMD+VAP računom uz korištenje interakcija B i B$'$. Preuzeto iz [5].

maksimalni mogući spin. Preostala niskoležeća stanja pozitivnog pariteta, također su dobro opisana tim modelom. Međutim, na višim energijama, počevši od stanja 0^+ na 7.56 MeV-a s izospinom $T = 1$, javljaju se rotacijske vrpce velikog momenta inercije. Ta činjenica, uz nemogućnost reproduciranja EM[20] prijelaza među stanjima, zahtjeva upotrebu klasterskih modela.

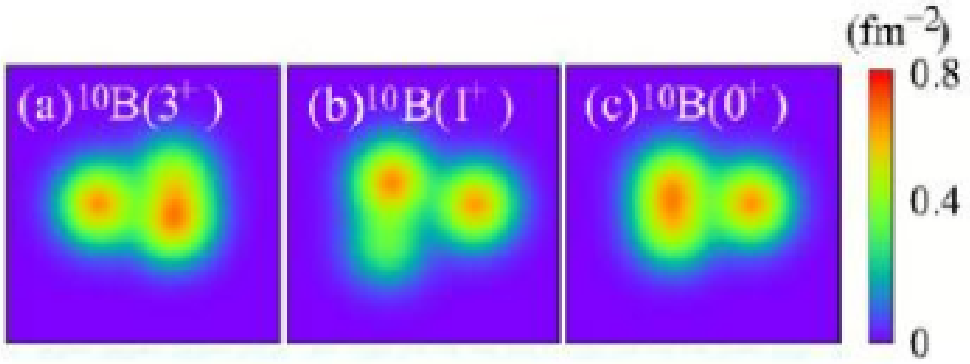
Prvi su klasterski računi napravljeni u okviru OCM modela s tri centra i ukazali su $2\alpha + d$ i $^6Li + \alpha$ strukture u ovisnosti o energiji stanja. Mana modela leži u korištenju valnih funkcija slobodnih čestica za alfa čestice i deuterone, a iz $\alpha + d$ raspršenja je pokazano da se polumjer deturona značajno smanjuje u blizini alfa čestice, što je čest slučaj u ovoj jezgri.

Najnoviji izračuni koriste već diskutirani AMD+VAP model, uz efektivnu NN interakciju prilagođenu na reproduciranje $\alpha - \alpha$ raspršenja i spin-orbit interakcije u jezgri ^{9}Be. Prikaz dva takva izračuna s interakcijama B i B$'$, dan je na slici 2.7. Razlika dviju interakcija, nalazi se u spin-orbit članu, koji je u slučaju B veći za 300 MeV-a, odnosno točno odgovara pripadnoj vrijednosti iz ^{9}Be. Sa slike je jasno vidljivo da je baš taj član odgovoran za "inverziju" prva dva stanja, odnosno činjenicu da je stanje s većim orbitalnim momentom energetski povoljnije. Također se uočava međuigra spin-orbit interakcije i izospinskog sparivanja valentnih nukleona. Veća spin-orbit interakcija više snižava energije T=0 nego T=1 stanja. Međutim, za razliku od slobodnih deuterona gdje je T=0 vezanje iznimno favorizirano, u jezgri je populacija T=1 stanja donekle usporediva.

Na slici 2.8, prikazane su raspodjele gustoća za tri najniža stanja dobivena AMD + VAP metodom. Sva imaju više ili manje izraženu klastersku strukturu, s time da spin-orbit inte-

[20] elektromagnetski

rakcija značajno utječe na prostornu raširenost, odnosno razdvajanje *pn* para od klastera. Iz toga se vidi da je proučavanje *d* klastera, odnsno *pn* parova, iznimno bitno za pravilan opis klasterskih stanja.



Slika 2.8: Raspodjela gustoće dobivena AMD + VAP modelom za prva tri stanja jezgre ^{10}B . Redom stanja $(J = 3^+, T = 0)$, $(1^+, 0)$ i $(0^+, 1)$. Preuzeto iz [5].

2.2 *Kinematika nuklearnih reakcija*

U odjeljku 2.2.1 se razmatra izračun energije pobuđenja unutar dvočestičnih reakcija dok se u odjeljku 2.2.2 razmatra relativna energija dviju čestica unutar tročestičnih reakcija. Također se, za dodatnu analizu tročestičnih reakcija, u odjeljku 2.2.3 opisuje metoda *Romano dijagrama*. Zbog relativno malih energija korištenih u nuklearnim eksperimentima, koriste se nerelativističke relacije, a Q vrijednost reakcije je standarno definirana kao

$$Q = (m_{aA} - m_{bB}) \cdot c^2 = T_{bB} - T_{aA} \tag{2.18}$$

gdje je c brzina svjetlosti, a (m_{aA}, T_{aA}) i (m_{bB}, T_{bB}) su sume masa i kinetičkih energija čestica prije i poslije reakcije, respektivno. Optimalna Q vrijednost reakcije u poluklasičnom modelu, opisuje se u zadnjem odjeljku 2.2.4.

Diskusija iz ovog potpoglavlja uvelike prati [6] i [7].

2.2.1 Energija pobuđenja u dvočestičnim reakcijama

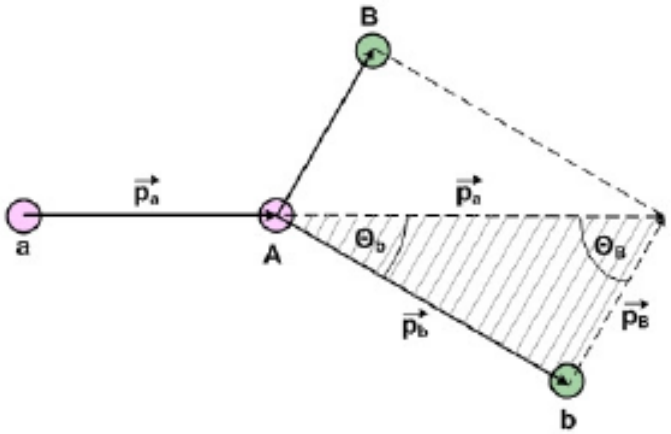
Na slici 2.9, prikazana je shema dvočestične reakcije[21] $A(a,b)B$ u laboratorijskom sustavu gdje meta miruje. Ove se reakcije odvijaju u ravnini pa skup nepoznatih kinematičkih varijabli izlaznih čestica ima 4 člana $(\vec{p}_b, \theta_b, \vec{p}_B, \theta_B)$. Zakoni očuvanja energije i impulsa daju tri uvjeta na te varijable pa je potrebno izmjeriti samo jednu od njih da bi reakcija bila u potpunosti kinematički određena. Kosinusov teorem za osjenčani trokut impulsa čestica daje

$$|\vec{p}_b|^2 = |\vec{p}_a|^2 + |\vec{p}_B|^2 + 2\,|\vec{p}_a|\,|\vec{p}_B| \cos\theta_B \tag{2.19}$$

[21] a-projektil, A-meta, b i B produkti reakcije

što se može pretvoriti u izraz za energije, korištenjem $|\vec{p}_i|^2 = 2M_iE_i$. Ako se s Q_0 označi Q vrijednost koju bi reakcija imala da su sve čestice u osnovnom stanju, onda energija pobuđenja E_x jedne od izlaznih čestica iznosi

$$E_x = Q_0 + E_a - E_b - E_B. \tag{2.20}$$



Slika 2.9: Dvočestična nuklearna reakcija. Preuzeto iz [7].

Ako se pretpostavi da je pobuđena čestica B, onda se prethodni izraz može transformirati u

$$E_x = Q_0 + \frac{M_B - M_a}{M_B}E_a - \frac{M_B + M_b}{M_B}E_b + \frac{2}{M_B}\sqrt{M_aM_bE_aE_b}\cos\theta_b \tag{2.21}$$

odnosno iz izmjerenih vrijednosti energije E_b i kuta θ_b druge čestice dobijamo energiju pobuđenja prve.

Moguć je i slučaj kada su obje izlazne čestice pobuđene, posebno kada izlazne čestice imaju bliske mase, što je često slučaj u ovom eksperimentu. Tada je potrebno u spektrima provjeravati da li postoji kombinacija uzajamnih pobuđenja, koja bi odgovarala energiji dobivenoj s (2.21).

2.2.2 Relativne energije u tročestičnim reakcijama

Kada u izlaznom kanalu postoje tri čestice, skup nepoznatih kinematičkih varijabli izlaznih čestica ima 9 članova $(\vec{p}_1, \theta_1, \phi_1, \vec{p}_2, \theta_2, \phi_2, \vec{p}_3, \theta_3, \phi_3)$. Zakoni očuvanja energije i impulsa daju četiri uvjeta na te varijable pa je potrebno izmjeriti barem njih pet da bi reakcija bila u potpunosti kinematički određena, što odgovara istovremenoj detekciji dvije čestice.

Relativna energija dviju detektiranih čestica E_{rel}, neovisna je izboru koordinatnog sustava i iznosi

$$E_{rel} = \frac{\mu}{2}\left(\vec{v}_1^2 - \vec{v}_2^2\right) = \frac{\mu}{2}(\vec{v}_1^2 + \vec{v}_2^2 - 2\,|\vec{v}_1|\,|\vec{v}_2|\cos\theta_{12}) \tag{2.22}$$

gdje je μ reducirana masa, a θ_{12}kut između čestica za koje vrijedi

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \tag{2.23}$$

$$\cos\theta_{12} = \cos\theta_1 \cos\theta_2 + \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \tag{2.24}$$

gdje je razlika kutova $\triangle\phi = 0$ kada su čestice detektirane s iste strane snopa, ili $\triangle\phi = \pi$ kada su na suprotnima. Energija pobuđenja u sustavu dvije čestice tada jednostavno iznosi

$$E_x = E_{rel} + E_{prag} \tag{2.25}$$

gdje je E_{prag} energija praga za raspad međustanja složene jezgre na te dvije detektirane čestice.

Dvije istovremeno detektirane čestice, naravno, ne moraju dolaziti iz iste složene jezgre već je moguće da jedna od njih dolazi iz složenog stanja sa nedetektiranom česticom. U načelu je potrebno testirati sve opcije i usporedbom dobivenih energija pobuđenja identificirati pravi proces.

2.2.3 Romano dijagram

S obzirom da diskusija iz prethodnog odjeljka ne daje informacije o trećoj nedetektiranoj čestici, potrebno ju je proširiti metodom *Romano dijagrama*. U tu se svrhu definiraju dvije varijable povezane sa energijom E_3 i impulsom p_3 treće čestice

$$\widetilde{E} = E_3 - Q, \widetilde{P} = \frac{p_3^2}{2m} \tag{2.26}$$

gdje je m masa jednog nukleona. Kao što je već diskutirano, koriste se nerelativističke relacije energije i impulsa

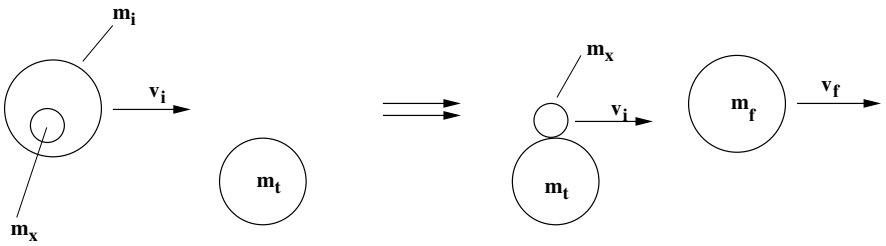
$$E_3 = \frac{p_3^2}{2A_3 m} \tag{2.27}$$

gdje je A_3 nukleonski broj treće čestice, što vodi na vezu novih varijabli

$$\widetilde{E} = \frac{1}{A_3}\widetilde{P} - Q. \tag{2.28}$$

2D prikaz u obliku $\widetilde{E} - \widetilde{P}$ naziva se Romano dijagramom. S obzirom da su energije i impulsi preostale dvije čestice poznati, varijable iz (2.26) se dobivaju izravno iz zakona sačuvanja energije i impulsa. Dakle, analiza treće čestice, svodi se na linearnu prilagodbu linija u Romanu dijagrama čiji koeficijenti nagiba i odsječka na osi y daju nukleonski broj treće čestice i $-Q$ vrijednost pripadne reakcije, respektivno.

Odabirom iznosa A_3, iz (2.28) se može stvoriti Q spektar dane reakcije, u kojem najviše



Slika 2.10: Shema reakcije prijenosa nukleona sa projektila na metu. Preuzeto iz [13].

stanje odgovara Q_0. Energije pobuđenja sustava se onda mogu odrediti relacijom

$$E_x = Q_0 - Q. \tag{2.29}$$

2.2.4 Optimalna Q vrijednost

Reakcije prijenosa nukleona, može se u poluklasičnom modelu prikazati kao rubne sudare u kojima se određeni rubni dio projektila zalijepi za metu, kao što je prikazano na slici 2.10. U takvom modelu, reakcija će biti najvjerojatnija ako se putanje dobro slažu, odnosno ako su brzine ulazne v_i i izlazne čestice v_f bliske i u smjeru i u iznosu $v_i \approx v_f$. S obzirom da meta miruje, v_i je i relativna brzina projektila i mete. Ako se u reakciji dogodio prijenos skupine nukleona mase m_x, onda za mase vrijedi

$$m_f = m_i - m_x \tag{2.30}$$

dok za kinetičke energije tada vrijedi

$$T_f = T_i - \frac{1}{2}\frac{m_x m_t}{m_x + m_t} v_i^2. \tag{2.31}$$

Iz prethodne dvije relacije, uz standardnu definiciju Q vrijednosti (2.18) slijedi

$$Q_{opt} = T_f - T_i = -T_i \frac{m_x m_t}{(m_x + m_t) m_i} \tag{2.32}$$

gdje je Q_{opt} optimalna Q vrijednost za pripadnu reakciju. Dakle, ako se ta vrijednost jako razlikuje od vrijednosti Q_0 pripadne reakcije, čestice će težiti pobuđenim stanjima. Ovaj efekt potisnuća niskih stanja, jasno se vidi u većini reakcija razmatranih u ovom radu.

2.3 Betheova formula

Betheova formula opisuje gubitak energije nabijene čestice pri prolasku kroz materijal. U nerelativističkom se slučaju svodi na

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right)\right] \tag{2.33}$$

gdje je ε_0 permitivnost vakuuma, e jedinični naboj, m_e masa elektrona, v brzina čestice, z broj protona čestice, a n elektronska koncentracija u materijalu za koju vrijedi

$$n = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A \cdot M_u} \tag{2.34}$$

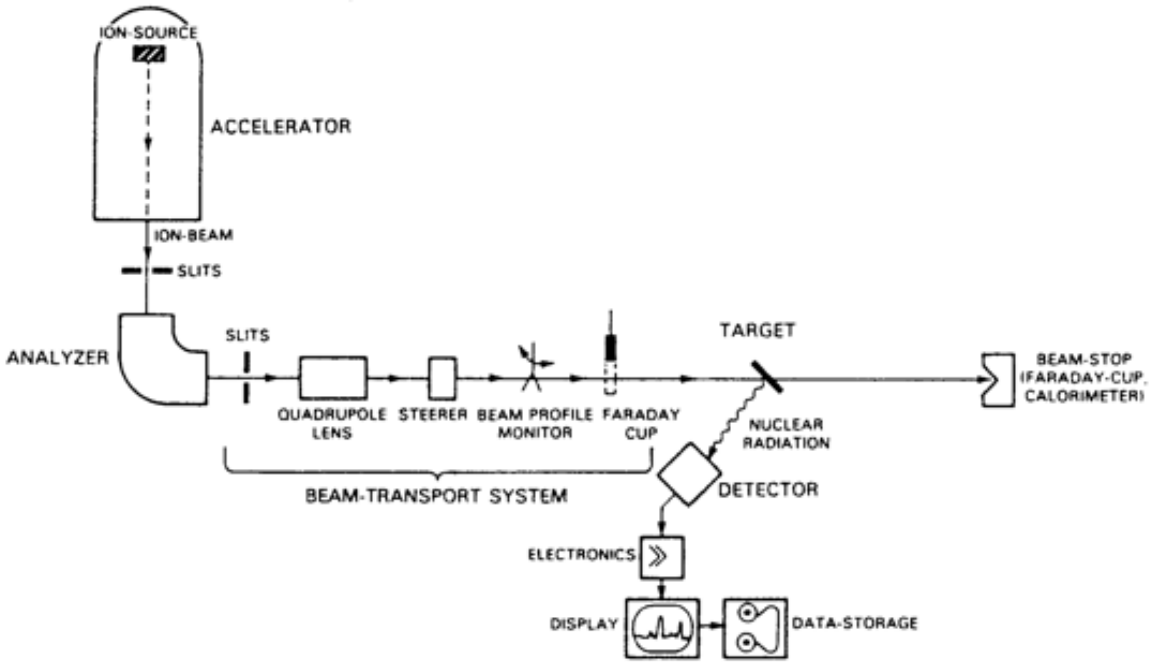
gdje je N_A Avogadrov broj, $M_u = 1\text{g/mol}$, ρ je gustoća materijala, a Z i A pripadni broj protona i relativna atomska masa, respektivno.

Dakle, gubitak energije u detektorima ovisi o energiji i o protonskom broju dolazne čestice, što omogućuje razdvajanje i raspoznavanje detektiranih čestica.

3 Eksperimentalni postav i mjerenja

Na slici 3.1, prikazana je shema eksperimentalnog postava za mjerenja u nuklearnoj fizici. U ovom se poglavlju razmatraju najbitniji dijelovi tog postava s fokusom na specifičnosti ovog eksperimenta, obavljenog na postrojenju Laboratori Nazionali del Sud (LNS) instituta INFN[22] u talijanskom gradu Cataniji.

Informacije o postavu i mjerenjima preuzete su iz [6].



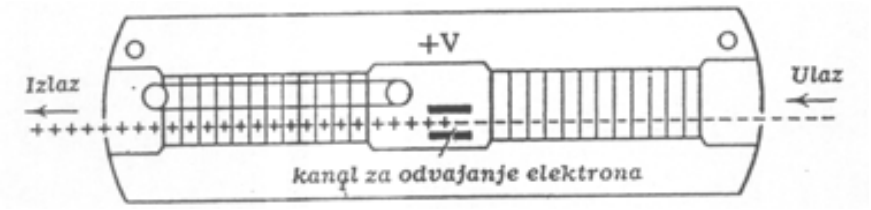
Slika 3.1: Shema eksperimentalnog postava za mjerenja u nuklearnoj fizici.

Akceleratorski sustav Negativni ioni ^{10}B, proizvode se u raspršivačkom ionskom izvoru[23] udarima izrazito elektropozitivnih Cs^+ iona na katodu bora s malom koncentracijom srebra. Zatim ih se ubrzava Tandem Van de Graaff akceleratorom maksimalnog napona terminala[24] od $V = 16$ MV. Visoki napon, postiže se mehaničkim prijenosom naboja na terminal, a ograničen je probojem odnosno kvalitetom izolacijskog plina koji okružuje terminal. Ogoljivač[25] elektrona pokraj terminala, omogućuje dvostruko ubrzavanje istim potencijalom, čime maksimalna energija iona na izlasku iz akceleratora postaje

$$E = V(Z+1)e \tag{3.1}$$

gdje je Z atomski broj elementa, a e iznos jediničnog naboja. Ovaj proces, prikazan je na slici 3.2.

[22] *tal.* Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
[23] *eng.* sputering source
[24] visokonaponska elektroda
[25] *eng.* stripper, tanka folija ugljika



Slika 3.2: Tandem Van de Graaff akcelerator. Ioni se dvaput ubrzavaju istom razlikom potencijala, uz prolazak kroz ogoljivač elektrona u sredini. Najviša rezultantna energija jednaka je $V(Z+1)e$.

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 3.1: Mete korištene u eksperimentu. Preuzeto iz [6].

Transportni sustav i mete Sistem za vođenje i fokusiranje, sastavljen je od elektrostatskih deflektora i magnetskih kvadrupola, dok se analizatorskim magnetima odabire željena energija snopa. Dva su odabira bila 50 i 72.2 MeV-a. Niz kolimatora služi za regulaciju veličine snopa, koji je u ovom eksperimentu pred metu sveden na promjer $\approx$ 1mm. Mete se nalaze u komori za mjerenje tipa CT2000 promjera 2m i visine 1m što mogućava smještanje velikog broja detektora i lako rukovanje s postavom. Visoki vakuum $\approx$ 0.1mPa u komori, održava se rotacijskim predpumpama i dvjema turbomolekulskim pumpama. Držač[26] meta, nalazi se na rotacijskom postolju što mogućava postavljanje mete okomito na dolazni snop. Sve mete korištene u eksperimentu, prikazane su u tablici 3.1. Podloge meta, ako postoje, uvijek su bile okrenute prema snopu. U njima se gubilo oko 0.007 MeV-a energije.

Detektorski sustav Detektorski je sustav sastavljen od četiri detektora, tzv. nuklearna teleskopa, koji su u parovima postavljeni na dvije nezavisne ploče[27] unutar komore, čiji se položaji kontroliraju vanjskim sustavom. To omogućuje mijenjanje kuteva otklona detektora tijekom eksperimenta. Odabrani iznosi kutova, prikazani su u tablici 3.2, a shema sustava na slici 3.3.

Svaki se teleskop sastoji od dva dijela jednakih površina $5 \times 5\,cm^2$ i međusobne udaljenosti $\approx$ 4.4 cm:

[26] mesing
[27] tzv. ruke

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 3.2: postavi detektora u ovisnosti o kutevima. Preuzeto iz [6]

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

Tablica 3.3: Debljine komponenti četiriju nuklearnih teleskopa. Preuzeto iz [6].

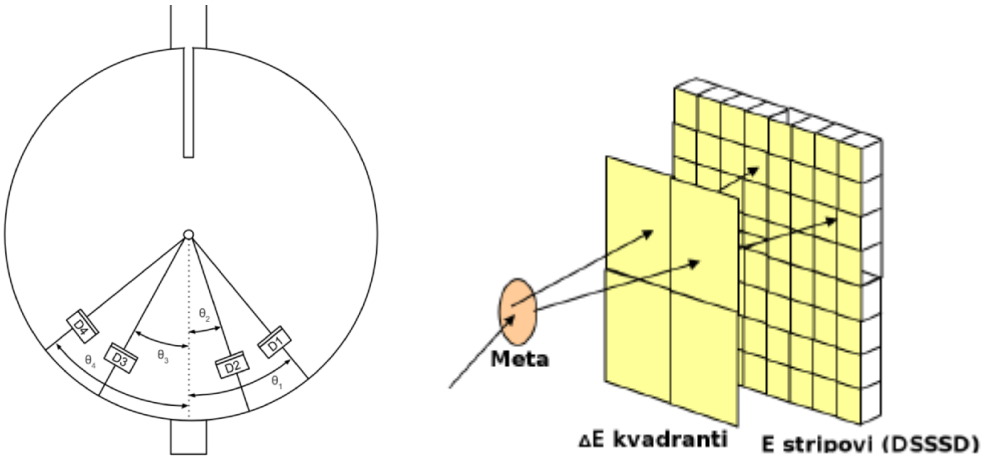
- tanki silicijski $\triangle$E detektor[28] podijeljen na četiri kvadranta
- debeli dvostrani silicijski strip-detektor (DSSSD[29]) podijeljen mrežom elektroda[30] na 16 vertikalnih, s prednje strane, i 16 horizontalnih stripova sa stražnje strane. Time se dobiva 256 piksela površine $3\,\mathrm{m}m^2$, koji daju informaciju o položaju čestice. Informacija o amplitudi iz prednjeg i stražnjeg stripa dolazi istovremeno[31], što omogućuje određivanje 2D položaja čestice, ali i odabir dobrih događaja usporedbom te dvije amplitude. Kriterij za odabir je razlika amplituda, odnosno energija, manja od 3%. Da bi se izbjeglo favoriziranje neke strane detektora, postotak se odstupanja računa kao

$$E_{diff} = 2\left|\frac{E_f - E_b}{E_f + E_b}\right| \cdot 100\% \tag{3.2}$$

gdje su E_f i E_b energije iz prednjeg i stražnjeg stripa, respektivno. Česticama koje upadnu u međustrip područje, ne može se pravilno rekonstruirati energija, ali to područje zauzima samo 2% aktivne površine detektora. Skica teleskopa, prikazana je na slici 3.3, a debljine pojedinih komponenti su dane u tablici 3.3.

Elektronički lanac Količina piksela u DSSSD detektorima zahtjeva uključivanje velikog broja elektroničkih kanala u sustav za skupljanje podataka. Shema korištenog elektroničkog lanca, dana je na slici 3.4. Signali iz kvadranata tankog i stripova debelog detektora, vo-

[28] model MSQ25-65
[29] *eng.* Double Sided Silicon Strip Detector, model W1(DS)
[30] slojevi SiO_2 širine $100\,\mu$m
[31] veza amplituda linearna i konstantna za vrijeme mjerenja



Slika 3.3: *(lijevo)* Shema detektorskog sustava s kutevima otklona prema snopu i *(desno)* skica pojedinih teleskopa sastavljenih od tankih $\triangle$E i debelih E detektora. Preuzeto iz [6].

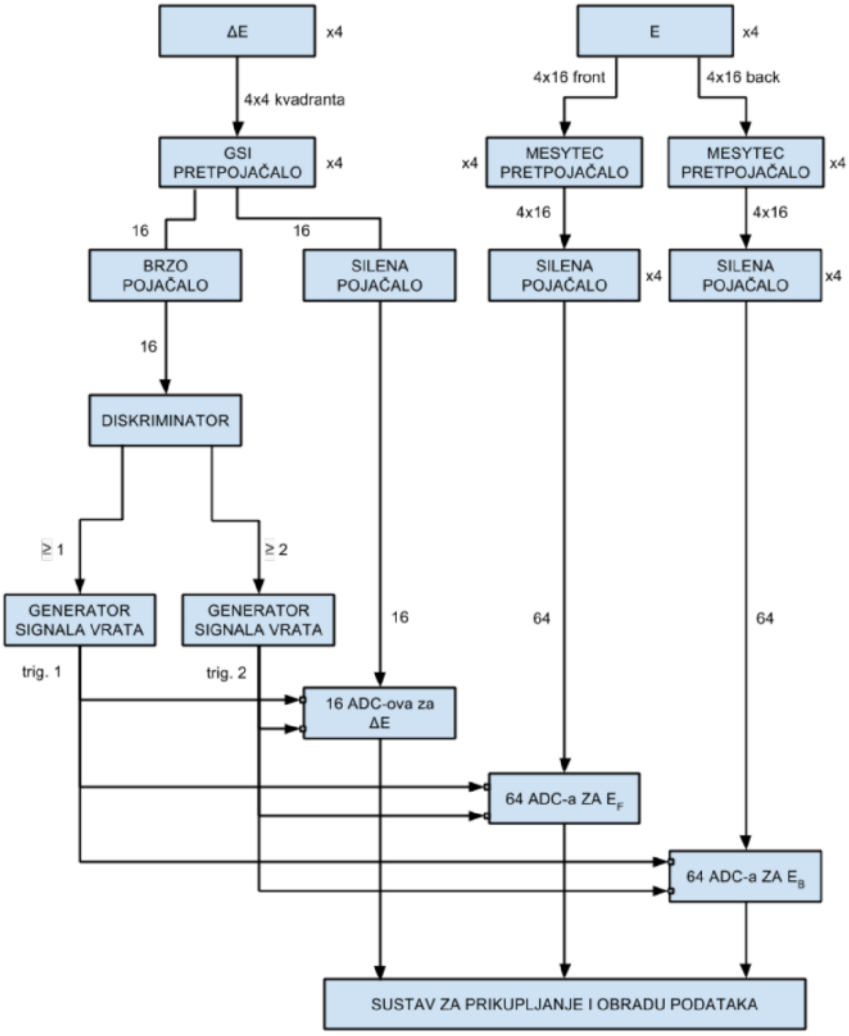
đeni su kroz sustav višekanalnih predpojačala GSI ili MESYTECH i pojačala SILENA, do analogno-digitalnih pretvarača (ADC[32]) spojenih na računalo.

Brzi signali iz tankog detektora vođeni preko brzog pojačala i diskriminatora, korišteni su kao okidači[33] za generiranje signala vrata. On aktivira sve slijedeće jedinice u sklopu, odnosno ADC-ove te je njegov oblik i trajanje moguće podešavati. Dva odabrana principa rada su:

- jednostruki (*eng.* single) - u kojem se signal vrata generira čim iz tankih detektora dođe bilo kakav signal veći od odabranog praga
- koincidentni - u kojem se signal vrata generira ako dva signala iz tankih detektora dolaze zajedno unutar vremenskog intervala $150 - 200$ ns.

Za kraj poglavlja, potrebno je napomenuti da se u eksperimentu nije vodila evidencija o naboju nakupljenom u Faradayevoj čaši. Korišteni snopovi čine očitavanje i interpretaciju tog naboja netrivijalnim poslom, a cilj eksperimenta ionako nisu bili apsolutni diferencijalni udarni presjeci, već primarno energetski spektri.

[32] *eng.* Analog to Digital Converter
[33] *eng.* triggeri



Slika 3.4: Shema elektroničkog lanca. Preuzeto iz [6].

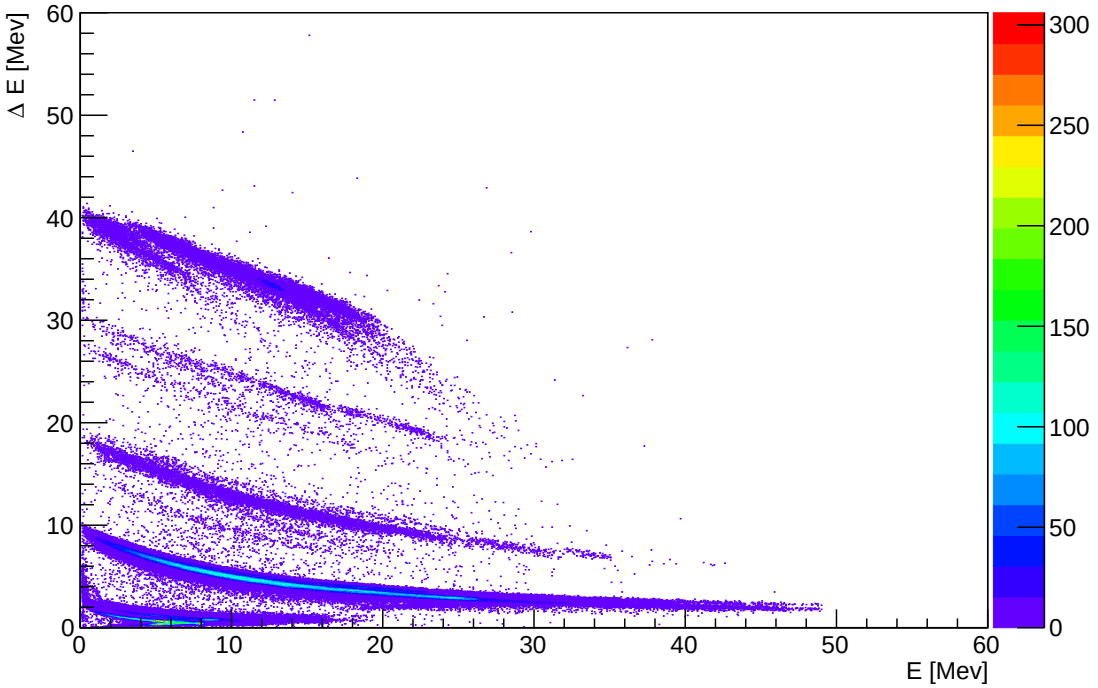
skup podataka	energija snopa	postav detektora	način zapisa
SKUP_1S	50 MeV	postav 2	jednostruki
SKUP_1C	50 MeV	postav 2	koincidentni
SKUP_2C	72.2 MeV	postav 2	koincidentni
SKUP_3S	72.2 MeV	postav 1	jednostruki
SKUP_3C	72.2 MeV	postav 1	koincidentni
SKUP_4S	72.2 MeV	postav 3	jednostruki
SKUP_4C	72.2 MeV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

Tablica 3.4: Svi skupovi mjernih podataka. Preuzeto iz [6].

Svi skupovi mjernih podataka, dobiveni kombiniranjem raznih postavki navedenih u ovom poglavlju, dani su u Tablici 3.4. U okviru ovog rada, korišteni su podatci iz skupova 1S i 1C, dobiveni na meti CH_2.

4 Rezultati i analiza mjerenja

Potpoglavlje 4.1., posvećeno je identifikaciji čestica iz dobivenih podataka, dok se u potpoglavljima 4.2. i 4.3. prikazuju i diskutiraju energetski spektri dobiveni iz jednostrukih (single) i koincidentnih mjerenja, respektivno.



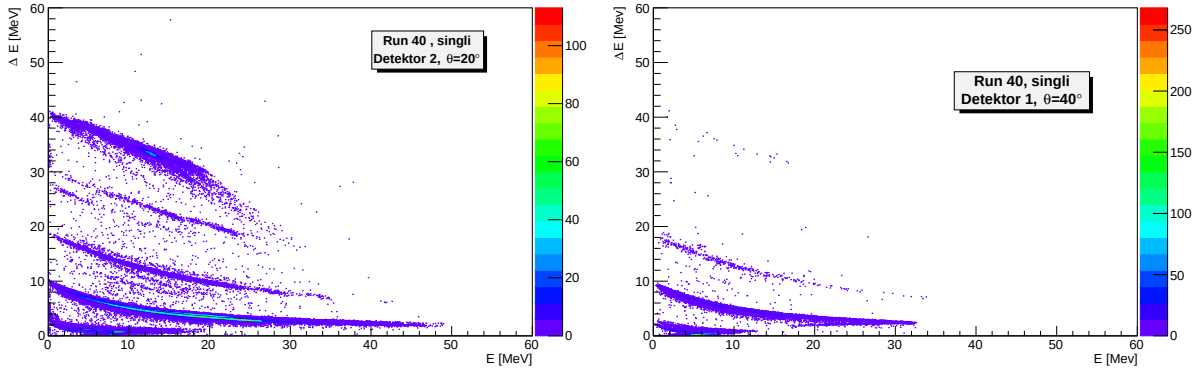
Slika 4.1: △E-E histogram koji uključuje sve detektirane čestice.

4.1 Identifikacija čestica

Identifikacija čestica se provodi na △E-E histogramima, koji za svaku česticu prikazuju ovisnost gubitka energije u tankom detektoru $\triangle E$, o gubitku energije u debelom detektoru E. Na slici 4.1, prikazan je jedan takav histogram koji uključuje sve detektirane čestice. Na njemu su jasno vidljive odvojene linije, tzv. banane. Korištenjem Betheove formule (2.33), te linije se mogu pridjeliti različitim jezgrama i njihovim izotopima. Rezultat su jezgre u masenom rasponu $^{1}\mathrm{H}-^{11}\mathrm{B}$.

Kod najlakših detektiranih čestica može doći do loma banana, s obzirom da one često prolaze kroz oba detektora pa se stanja više energije čine nižima. Za ^{1}H i njegove izotope to uvijek vrijedi, dok je i za alfa čestice to čest slučaj pa iz jednostrukih detekcija navedenih čestica nije moguće rekonstruirati pripadne spektre.

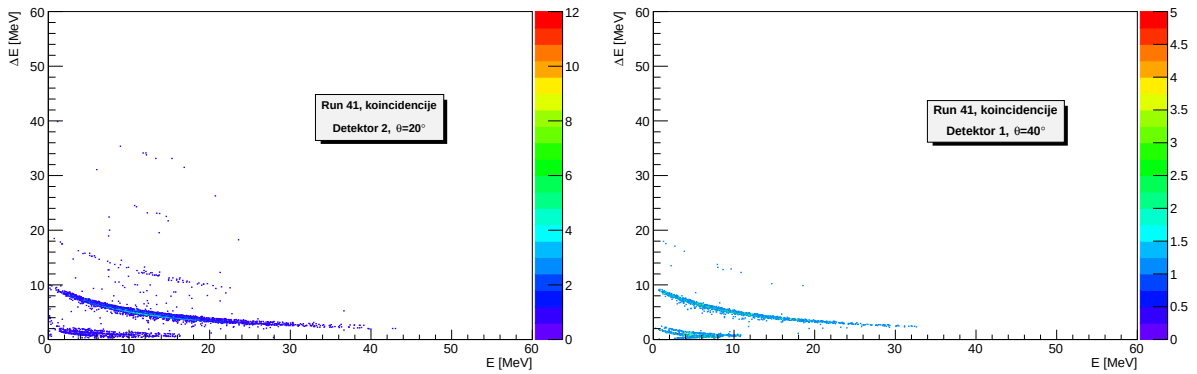
Uz vodik, alfa čestice dominiraju izlaznim kanalima. To uzrokuje efekt superpozicije signala, koji je najizraženiji području između litija i helija, odnosno između 10 i 20 MeV-a $\triangle E$ energije. Drugim riječima, nekoliko čestica istovremeno prolazi kroz kvadrant tankog detektora pa ih, u slučaju da se u debelom detektoru ne registriraju kao različite, sustav



Slika 4.2: △E-E histogrami za jednostruki način mjerenja. *(lijevo)* Podatci iz detektora na prednjim kutevima. *(desno)* Podatci iz detektora na stražnjim kutevima.

detektira kao jednu česticu. Najizgledniji kandidati za takve događaje su $\alpha + \alpha$, $\alpha + p$, $\alpha + \alpha + p$ i slične reakcije.

U 3. su poglavlju navedeni podatci o različitim debljinama detektora. Kad se uz to uzmu u obzir i nehomogenosti pri proizvodnji detektora, jasno je da se daljna analiza podataka, ne može raditi na histogramima poput gornjeg koji uključuju sve čestice. Na slici 4.2, prikazani su događaji iz jednostrukog načina mjerenja, za dva raličita detektora. Iz njih se jasno vidi kako se čestice veće mase slabije otklanjaju od smjera snopa, odnosno da ih uopće nema na detektoru 1 koji se nalazi na stražnjim kutovima.^{11}B je najteža čestica detektirana u jednostrukim mjerenjima, ali njene detekcije nije bilo moguće na zadovoljavajući način odvojiti od detekcija ^{10}B što je onemogućilo razmatranje pripadne reakcije.



Slika 4.3: △E-E histogrami za koincidentni način mjerenja. *(lijevo)* Podatci iz detektora na prednjim kutevima. *(desno)* Podatci iz detektora na stražnjim kutevima.

Na slici 4.3 je dana ista usporedba prednjih i stražnjih kutova, za slučaj dvočestičnih koincidencija iz koincidentnog način mjerenja. Na oba grafa je jasno uočljiv pad statistike u odnosu na jednostruki način mjerenja. Zbog samog načina mjerenja, teške se čestice uočavaju samo kada su u koincidenciji sa šumom. S obzirom da je prag za detekciju u eksperimentu postavljen relativno nisko, takvih događaja ipak ima. ^{6}Li je najteža čestica detektirana u ko-

incidentnim mjerenjima, ali u nedovoljnom broju za razmatranje pripadnih reakcija. Dakle, u ovom će se radu razmatrati samo određeni kanali daleko zastupljenijih alfa čestica.

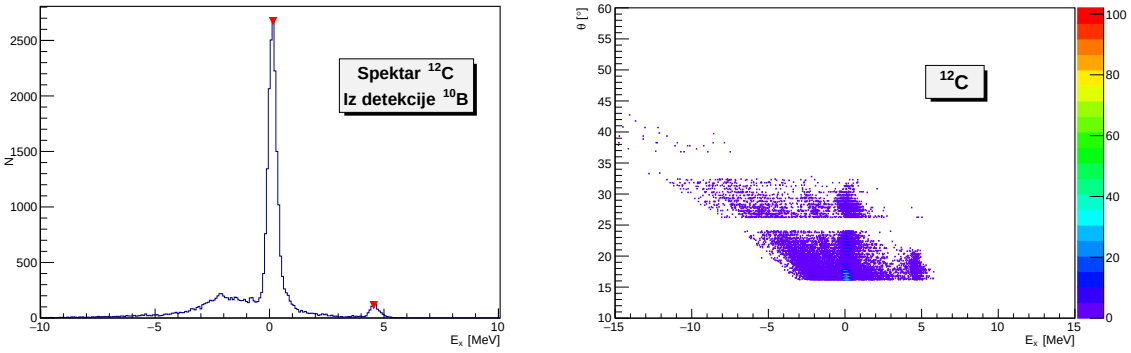
Dodatno pročišćavanje podataka, radi se razmatranjem samo pojedinih kvadranata tankih detektora, ali već i histogrami s prethodne dvije slike, dovoljno su dobri za obavljanje rezova podataka za pojedine čestice. U sklopu ovog rada, daljna će se analiza obavljati nad ^{6}Li, ^{7}Li, ^{7}Be, ^{9}Be i ^{10}B jezgrama iz jednostrukih mjerenja, i $\alpha + \alpha$ detekciji iz koincidentnih mjerenja.

4.2 Jednostruke detekcije

U ovom potpoglavlju obavljena je analiza jednostrukih detekcija jezgara ^{10}B, ^{6}Li, ^{9}Be, ^{7}Be i ^{7}Li, koje omogućuju rekonstrukciju i diskusiju spektara redom ^{12}C u odjeljku 4.2.1, ^{16}O u odjeljku 4.2.2, ^{13}N u odjeljku 4.2.3, ^{15}N u odjeljku 4.2.4 i ^{15}O u odjeljku 4.2.5.

4.2.1 (Ne)Elastično raspršenje ^{10}B+^{12}C $\rightarrow$ ^{10}B+^{12}C

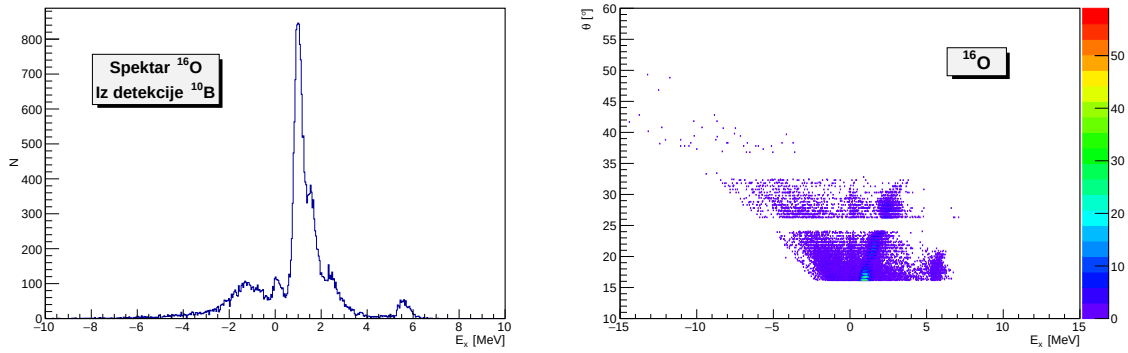
Na slici 4.4 je prikazan spektar ^{12}C dobiven iz detekcije jezgri ^{10}B pomoću relacije (2.21) i odgovarajuća kutna raspodjela detektiranih energija. Broj detektiranih čestica korišten u analizi je 25781. Statistika ove reakcije, barem je za jedan red veličine veća nego u preostalim slučajevima, što je i očekivano s obzirom da se radi o (ne)elastičnom raspršenju. Također, dobiveni je spektar potrebno pomaknuti za 0.13 MeV-a ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV. Ukupni pomak spektra, koji će biti prisutan u svim rezultatima, najčešće je posljedica nehomogenosti mete i detektora te nepotpune kalibracije postava, odnosno neprilagođavanja kalibracije vrsti detektirane čestice.



Slika 4.4: *(lijevo)* Spektar ^{12}C dobiven iz detekcije jezgri ^{10}B. Crvene strelice označavaju moguće vrhove. *(desno)* Pripadna kutna raspodjela detektiranih energija.

Na dva odabrana vrha, prilagođeni su gaussijani iz kojih proizlaze slijedeće energije pobuđenja E_i

$$\begin{cases} E_1 = (0 \pm 0.002)\text{MeV}, & \sigma_1 = (0.226 \pm 0.002)\text{MeV} \\ E_2 = (4.47 \pm 0.01)\text{MeV}, & \sigma_2 = (0.25 \pm 0.01)\text{MeV} \end{cases} \tag{4.1}$$



Slika 4.5: *(lijevo)* Spektar ^{16}O dobiven iz detekcije jezgri ^{10}B. Jasan vrh na 0 MeV-a. *(desno)* Pripadna kutna raspodjela detektiranih energija. Vidljivo "ispravljanje" linije na 0 MeV-a.

gdje su σ_i odgovarajuće standardne devijacije. Za usporedbu su uzete energije stanja iz baze TUNL[34], koje iznose

$$\begin{cases} E_1^T = 0\,\text{MeV}, & J^\pi = 0^+ \\ E_2^T = 4.4389\,\text{MeV}, & J^\pi = 2^+ \end{cases} \tag{4.2}$$

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja J^π. Vrijednost za prvo pobuđeno stanje, očito se jako dobro slaže s izmjerenom vrijednošću, a spin ukazuje da se ono može objasniti u okviru modela ljusaka pomakom jednog nukleona iz ljuske $p_{3/2}$ u ljusku $p_{1/2}$. Na grafu pripadne kutne raspodjele, jasno se vide potpisi ovih dvaju stanja u obliku vertikalnih linija na odgovarajućim energijama.

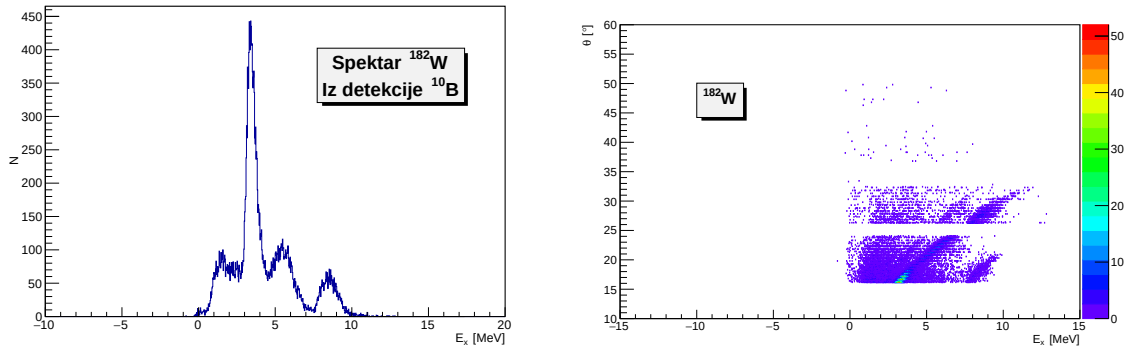
Osim prethodno razmotrenih vrhova, na spektru ^{12}C se jasno vidi da nezanemarivi broj detekcija daje negativne energije, koje su posljedica raspršenja na nečistoćama u meti. Naslućivanje triju linija različitog nagiba u odgovarajućem području grafa kutne raspodjele, upućuje na postojanje tri takve reakcije. Vrstu nečistoće, moguće je pogađati uvrštavanjem različitih masa u izraz (2.21). Formiranje novog vrha na nuli energije i "ispravljanje" odgovarajuće linije u grafu kutne raspodjelu, označavaju ispravnost pretpostavljene mase. Rezultati tog postupka su:

1. Identifikacija nečistoće ^{16}O - odgovarajući spektar i kutna raspodjela, prikazani su na slici 4.5. Pri izradi mete, očekivana je određena doza oksidacije, što je olakšalo identifikaciju ove nečistoće.

2. Identifikacija nečistoće ^{182}W - odgovarajući spektar i kutna raspodjela, prikazani su na slici 4.6. Držači mete sadrže u sebi ovakve teške elemente, što je olakšalo identifikaciju ove nečistoće.

3. Nečistoća u masenom području A=30 - široki vrh u ovom području, vjerojatno je posljedica silicija i/ili aluminija. S obzirom na izraženu širinu vrha i činjenicu da unutar

[34] Triangular Universities Nuclear Laboratory



Slika 4.6: *(lijevo)* Spektar ^{182}W dobiven iz detekcije jezgri ^{10}B. Vrh na 0 MeV-a s nekoliko desetaka detekcija. *(desno)* Pripadna kutna raspodjela detektiranih energija. Vidljivo "ispravljanje" zadnje linije.

eksperimentalnog postava ne postoje indikacije o ovoj nečistoči, detaljna identifikacija ove nečistoće nije bila moguća.

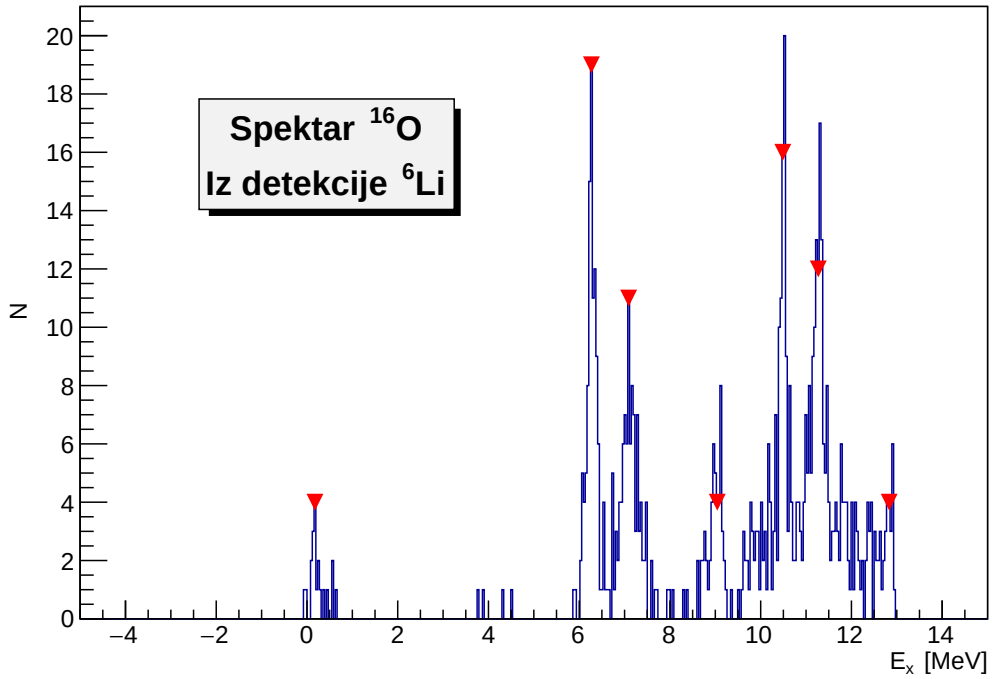
Utjecaj nečistoća pod rednim brojevima 2 i 3, na preostale reakcije ne bi trebao biti značajan zbog njihove velike mase. No, isto se ne može tvrditi i za ^{16}O, s obzirom da je određen broj struktura u slijedećim poglavljima usko vezan uz tu jezgru. Može se pretpostaviti da navedena nečistoća daje dodatnu jakost odgovarajućim stanjima.

4.2.2 Reakcija ^{10}B+^{12}C $\rightarrow$ ^{6}Li+^{16}O

Ova se reakcija svodi na prijenos α čestice sa projektila na metu. Na slici 4.7 je prikazan spektar ^{16}O dobiven iz detekcije jezgri ^{6}Li pomoću relacije (21). Broj detektiranih čestica korišten u analizi je 672. Stvarna je statistika ove reakcije još veća, ali u području energija iznad $\approx$ 14 MeV-a analizu onemogućuje veliki broj detekcija ^{6}Li iz procesa razbijanja[35] projektila $^{10}\mathrm{B} \rightarrow {}^{6}\mathrm{Li} + \alpha$. Odgovarajuće dvočestične detekcije se stvarno i vide u koincidentnim mjerenjima, ali nažalost ne u dovoljnom broju da se rekonstruira spektar ^{10}B metodama iz potpoglavlja 2.2.2. Dakle, iako se u ovim reakcijama događa prijenos čak 4 nukleona, njihov ukupni broj $\sim$ 6000 nadmašuje reakcije s prijenosom jednog ili tri nukleona, obrađene u slijedećih nekoliko potpoglavlja. Takva situacija ukazuje na klasterske strukture ^{10}B spomenute u potpoglavlju 2.1.3. Međutim, kao i u ostalim reakcijama, dobiveni je spektar potrebno pomaknuti ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV, u ovom slučaju za 0.202 MeV-a.

Zbog prethodne diskusije, na energijama gdje utjecaj razbijanja projektila nije jak, očekivana su jasno izražena stanja s malim udjelom pozadine. Spektar sa slike 4.7, ponaša se u skladu s tim očekivanjima i na svaki je vrh jednostavno prilagoditi funkcije gaussijanskog oblika iz kojih proizlaze slijedeće energije pobuđenja E_i

[35] eng. break up

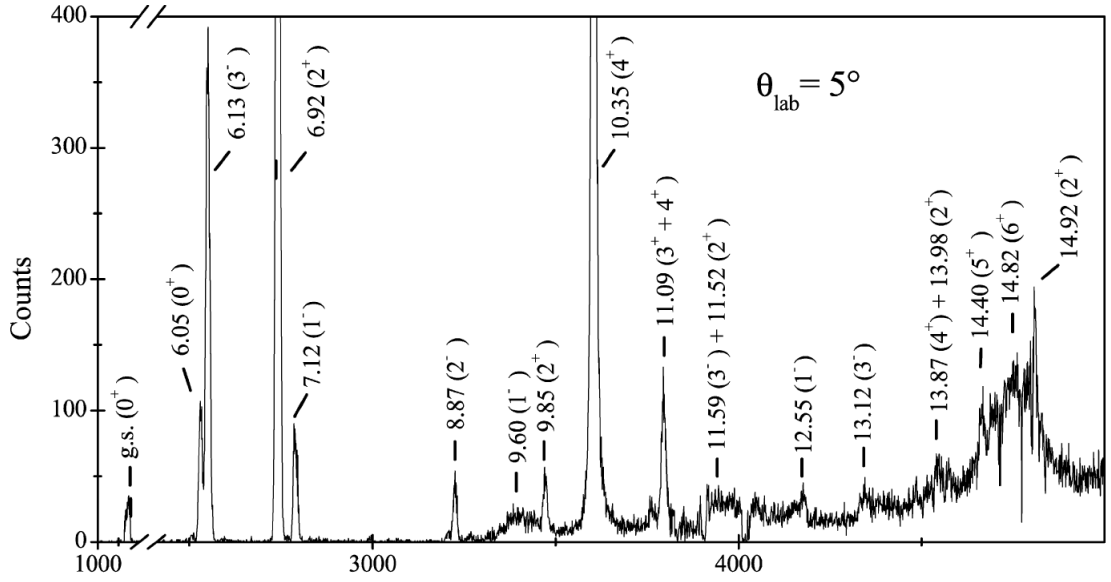


Slika 4.7: Spektar ^{16}O dobiven iz detekcije jezgri ^{6}Li. Crvene strelice označavaju moguće vrhove.

$$\begin{cases} E_1 = (0 \pm 0.2)\text{MeV}, & \sigma_1 = (0.4 \pm 0.6)\text{MeV} \\ E_2 = (6.07 \pm 0.01)\text{MeV}, & \sigma_2 = (0.10 \pm 0.01)\text{MeV} \\ E_3 = (6.92 \pm 0.03)\text{MeV}, & \sigma_3 = (0.26 \pm 0.04)\text{MeV} \\ E_4 = (8.8 \pm 0.1)\text{MeV}, & \sigma_4 = (0.3 \pm 0.1)\text{MeV} \\ E_5 = (10.30 \pm 0.02)\text{MeV}, & \sigma_5 = (0.08 \pm 0.02)\text{MeV} \\ E_6 = (11.04 \pm 0.02)\text{MeV}, & \sigma_6 = (0.19 \pm 0.02)\text{MeV} \\ E_7 = (12.6 \pm 0.1)\text{MeV}, & \sigma_7 = (0.3 \pm 0.3)\text{MeV} \end{cases} \tag{4.3}$$

gdje su σ_i odgovarajuće standardne devijacije. Za usporedbu su uzete energije stanja iz baze TUNL, koje iznose

$$\begin{cases} E_1^T = 0\,\text{MeV}, & J^\pi = 0^+ \\ E_2^T = 6.049\,\text{MeV}, 6.13\,\text{MeV}, & J^\pi = 0_2^+, 3^- \\ E_3^T = 6.92\,\text{MeV}, 7.12\,\text{MeV}, & J^\pi = 2^+, 1^- \\ E_4^T = 8.87\,\text{MeV}, & J^\pi = 2^- \\ E_5^T = 10.36\,\text{MeV}, & J^\pi = 4^+ \\ E_6^T = 10.96\,\text{MeV}, 11.08\,\text{MeV}, 11.10\,\text{MeV}, & J^\pi = 0^-, 3^+, 4^+ \\ E_7^T = 12.44\,\text{MeV}, 12.53\,\text{MeV}, & J^\pi = 1^-, 2^- \end{cases} \tag{4.4}$$



Slika 4.8: Spektar ^{16}O dobiven iz detekcije deuterona u reakciji ^{12}C(^{6}Li,d)^{16}O. Energetska je os dana u kanalima, čija je vrijednost preračunata u iznos energije i zapisana iznad odgovarajućih vrhova. Preuzeto iz [14].

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja J^{π}. U četiri slučaja dano je više mogućnosti koje bi mogle odgovarati izmjerenim energijama. Prateći diskusiju spektroskopije za ^{16}O iz [9] i [10] te usporedbom sa spektrom sa slike 4.8, koji dolazi iz razmatranja reakcija alfa prijenosa [14], mogu se donijeti određeni zaključci o tim mogućnostima:

- Energija E_2 - stanje na 6.049 MeV-a, najviše je prvo pobuđeno stanje u jezgrama težim od α čestice sa 4p-4h strukturom[36], odnosno dvostrukim pobuđenjem neutrona i protona iz ljuske $1p_{1/2}$ u ljusku $1d_{5/2}$ ili $2s_{1/2}$, što se u odnosu na magičnu jezgru osnovnog stanja može zapisati kao

$$\left(^{16}\mathrm{O(o.s.)}\otimes(1p_{1/2})^{-4}\right). \tag{4.5}$$

  Pobuđenje 4 čestice prirodno je dovelo i do uspješnog opisa ovog stanja u klasterskom formalizmu kao ^{12}C(o.s.) + α, uz relativno 4s gibanje dvaju klastera. U istom obliku, moguće je opisati i stanje na 6.13 MeV-a, uz relativno 2f gibanje klastera. Najjednostavniji se opis ipak svodi na pobuđenje jedne čestice u modelu ljusaka

$$\left(^{16}\mathrm{O(o.s.)}\otimes(1p_{1/2})^{-1}\otimes 1d_{5/2}\right). \tag{4.6}$$

  Također, pretpostavlja se da je ovo stanje dio rotacijske vrpce temeljene na osnovnom stanju, dok je za prethodno stanje na 6.049 MeV-a potvrđena uloga glave druge rotacijske vrpce[37]. Viši momenti tih dviju vrpci, nalaze se među mogućim stanjima za ostale detektirane energije, što potvrđuje postojanje vrpci i olakšava daljnju diskusiju. Dakle,

[36] eng. 4 particle - 4 hole
[37] eng. band-head

sa relativnom se sigurnošću može tvrditi da su oba navedena stanja prisutna u ovom vrhu. Ipak, rezultati vrlo dobre rezolucije sa slike 4.8 ukazuju, donekle neočekivano u reakciji alfa prijenosa, da je stanje s konfiguracijom modela ljusaka na 6.13 MeV-a ipak dominantnije.

- Energija E_3 - stanje na 6.92 MeV-a, drugi je član već spomenute 0_2^+rotacijske vrpce, a u klasterskom opisu odgovara 3d relativnom gibanju α i ^{12}C klastera. U istom opisu, stanje na 7.12 MeV-a odgovara relativnom 3p gibanju, međutim najjednostavniji se opis opet svodi na model ljusaka

$$\left(^{16}\text{O(o.s.)}\otimes(1p_{1/2})^{-1}\otimes 1s_{1/2}\right). \tag{4.7}$$

  Kao i u prethodnom slučaju, vjerojatna je prisutnost oba stanja, ali razmatranje slike 4.8 ovaj put ukazuje na očekivanu dominantnost nižeg od ova dva stanja, izražene 4p-4h strukture.

- Energije E_6 - stanje na 10.96 MeV-a, u okviru modela ljusaka ima jednak opis kao prethodno opisano stanje

$$\left(^{16}\text{O(o.s.)}\otimes(1p_{1/2})^{-1}\otimes 1s_{1/2}\right) \tag{4.8}$$

  uz suprotno uparivanje spinova. Stanje na 11.08 MeV-a u klasterskom opisu odgovara[38] $^{12}\text{C}^*\text{(o.s.)}+\alpha$ u 3d relativnom gibanju konstituenata te je 2. član 2_2^+ rotacijske vrpce koja počinje na 9.845 MeV-a. S obzirom da navedenu glavu vrpce ne vidimo u spektru, osnovna pretpostavka bi bila da ovo stanje nema značajan doprinos ovom vrhu. Međutim, podatci sa slike 4.8 ukazuju na to da je sa boljom rezolucijom to stanje svakako vidljivo i dublet stanja pozitivnog pariteta ima dominantnu ulogu. Također, za stanje na 11.10 MeV-a, predložena je uloga trećeg člana već spomenute rotacijske vrpce temeljene na osnovnom stanju. Sve navedeno upućuje na strukture modela ljusaka triju mogućih stanja i ne dozvoljava definitivno razdvajanje njihovih doprinosa.

- Energije E_7 - spektroskopija na ovim energijama nije u potpunosti definirana i u bazi TUNL postoji još nekoliko mogućnosti uz ove navedene. Također, na ovim energijama doprinos pozadine iz reakcije razbijanja iskazuje jaki porast pa izgled te posljedično prilagodba ovog vrha uvelike ovise o načinu rezanja spektra. Navedeni par stanja nema zabilježenu vezu sa već identificiranim rotacijskim vrpcama. Na temelju spina, može se samo ugrubo pretpostaviti da se radi o stanjima sa jednom česticom u $1d_{5/2}$ ili $2s_{1/2}$ ljusci, uz pobudu ^{12}C sredice. Opisi u okviru klasterskog modela zahtijevaju visoke momente relativnog gibanja, najmanje reda 4p. Mali broj detekcija na slici 4.8 potvrđuje malu vjerojatnost klasterskih konfiguracija i donekle ukazuje na veći utjecaj stanja na 12.53 MeV-a.

[38] $*$ označava pobuđeno stanje

Preostala tri stanja, imala su jednostavnu i vrlo preciznu poveznicu sa stanjima iz baze TUNL. Osnovno je stanje sferična magična jezgra sa potpuno popunjenim 1s i 1p ljuskama. Ipak, moguće je stvoriti i odgovarajući klasterski opis ^{12}C(o.s.) + α sa 3s relativnim gibanjem. Za stanje na 8.87 MeV-a, klasterski opis zahtjeva pobuđenu jezgru ^{12}C i 3p relativno gibanje no mali broj detekcija sa slike 4.8 ukazuje na dominaciju strukture modela ljusaka oblika

$$\left(^{16}\text{O(o.s.)}\otimes(1p_{1/2})^{-1}\otimes 1d_{5/2}\right) \tag{4.9}$$

s time da se relativno velika statistika navedenog stanja objašnjava procesom u "dva koraka" sa već opisanim međustanjem na 6.13 MeV-a. Preostalo stanje na 10.36 MeV-a, treći je član već detaljno diskutirane 0_2^+ rotacijske vrpce 4p-4h strukture.

Potisnuće osnovnog stanja, jasno vidljivo sa spektra na slici 4.7, može se razmotriti u okviru rasprave iz potpoglavlja 2.2.4. Optimalna Q-vrijednost ove reakcije iznosi

$$Q_{opt} \approx -15\,\text{MeV} \tag{4.10}$$

što se jako razlikuje od Q-vrijednosti kada su sve čestice u osnovnom stanju

$$Q_0 = 2.7\,\text{MeV} \tag{4.11}$$

zbog čega su jako preferirana pobuđena stanja ^{16}O .

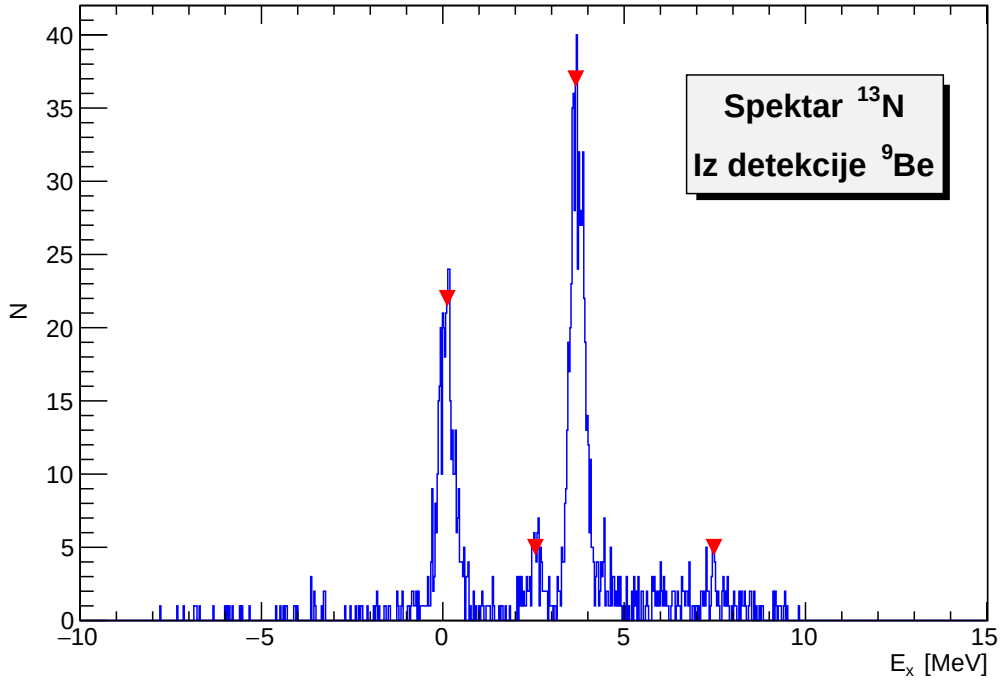
4.2.3 Reakcija ^{10}B+^{12}C $\rightarrow$ ^{9}Be+^{13}N

Ova se reakcija svodi na prijenos protona sa projektila na metu. Na slici 4.9 je prikazan spektar ^{13}N dobiven iz detekcije jezgri ^{9}Be pomoću relacije (2.21). Broj detektiranih čestica korišten u analizi je 1240. Iz tog je broja očit već spomenuti pad statistike u odnosu na (ne)elastična raspršenja. Kao i u ostalim reakcijama, dobiveni je spektar potrebno pomaknuti ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV, u ovom slučaju za 0.11 MeV-a.

Na četiri odabrana vrha, prilagođeni su gaussijani iz kojih proizlaze slijedeće energije pobuđenja E_i

$$\begin{cases} E_1 = (0 \pm 0.01)\text{MeV}, & \sigma_1 = (0.23 \pm 0.01)\text{MeV} \\ E_2 = (2.46 \pm 0.03)\text{MeV}, & \sigma_2 = (0.21 \pm 0.04)\text{MeV} \\ E_3 = (3.61 \pm 0.01)\text{MeV}, & \sigma_3 = (0.20 \pm 0.01)\text{MeV} \\ E_4 = (7.4 \pm 0.1)\text{MeV}, & \sigma_4 = (0.3 \pm 0.1)\text{MeV} \end{cases} \tag{4.12}$$

gdje su σ_i odgovarajuće standardne devijacije. Za usporedbu su uzete energije stanja iz baze TUNL, koje iznose



Slika 4.9: Spektar ^{13}N dobiven iz detekcije jezgri ^{9}Be. Crvene strelice označavaju moguće vrhove.

$$\begin{cases} E_1^T = 0\,\text{MeV}, & J^\pi = 1/2^- \\ E_2^T = 2.365\,\text{MeV}, & J^\pi = 1/2^+ \\ E_3^T = 3.50\,\text{MeV}, 3.55\,\text{MeV}, & J^\pi = 3/2^-, 5/2^+ \\ E_4^T = 7.38\,\text{MeV}, 7.9\,\text{MeV}, & J^\pi = 5/2^-, 3/2^+ \end{cases} \tag{4.13}$$

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja J^π. U dva slučaja dani su parovi stanja na bliskim energijama, koji bi mogli odgovarati izmjerenim vrijednostima. Prateći diskusiju spektroskopije za zrcalnu jezgru[39] ^{13}C iz [8], može se pretpostaviti prisutnost kojeg je stanja iz para vjerojatnija:

- Energija E_3 - stanje na 3.55 MeV-a građeno je od osnovnog stanja[40] jezgre ^{12}C dodatkom protona u ljusku $d_{5/2}$

$$\left(^{12}\text{C(o.s.)} \otimes 1d_{5/2}\right) \tag{4.14}$$

dok je stanje na 3.5 MeV-a građeno na već pobuđenom stanju jezgre ^{12}C

$$\left(^{12}\text{C}(2^+) \otimes 1p_{1/2}\right). \tag{4.15}$$

Takav proces u "dva koraka" manje je vjerojatan iz čega slijedi da stanje na 3.55 MeV-a

[39] broj protona jedne jezgre jednak broju neutrona druge i obrnuto
[40] kratica o.s.

daje dominantan doprinos ovom vrhu.

- Energija E_4 - stanje na 7.9 MeV-a građeno je od osnovnog stanja jezgre ^{12}C dodatkom protona u ljusku $d_{5/2}$

$$\left(^{12}\mathrm{C(o.s.)}\otimes 1d_{5/2}\right) \tag{4.16}$$

dok je stanje na 7.38 MeV-a građeno na već pobuđenom stanju jezgre ^{12}C

$$\left(^{12}\mathrm{C}(2^+)\otimes 1p_{1/2}\right). \tag{4.17}$$

Ista diskusija kao u prethodnoj točki, ukazuje na dominantnost stanja na 7.9 MeV-a. Vidljivo je ipak da srednja vrijednost prilagođenog gaussijana teži nižem stanju, ali je zbog relativno male statistike u danom vrhu prilagodba jako ovisila o odabiru intervala pa su postojale iteracije s višom srednjom vrijednošću. Bez obzira na tu činjenicu stanje na 7.9 MeV-a, u svakoj je iteraciji bilo unutar 2σ.

Preostala dva stanja, imala su jednostavnu poveznicu sa stanjima iz baze TUNL, a odgovarajuća struktura prema [8] izgleda

$$\left(^{12}\mathrm{C(o.s.)}\otimes 1p_{1/2}\right) \tag{4.18}$$

za osnovno stanje i

$$\left(^{12}\mathrm{C(o.s.)}\otimes 2s_{1/2}\right) \tag{4.19}$$

za prvo pobuđeno stanje na 2.365 MeV-a. Dakle, sva detektirana stanja, mogu se opisati unutar modela ljusaka. Prema [8], klasterska stanja oblika $^9\mathrm{Be}+\alpha$ počinju se javljati na ≈ 8.5 MeV-a. Sa slike 4.9 je jasno da u tom području dolazi do pada statistike. Međutim, glavni razlog prigušenja klasterskih stanja, sama je priroda reakcije, odnosno činjenica da se prenosi samo jedan nukleon, što nije povoljan način za pobuđivanje višenukleonskih klastera.

U okviru rasprave iz potpoglavlja 2.2.4, optimalna Q-vrijednost ove reakcije iznosi

$$Q_{opt} \approx -4.61\,\mathrm{MeV} \tag{4.20}$$

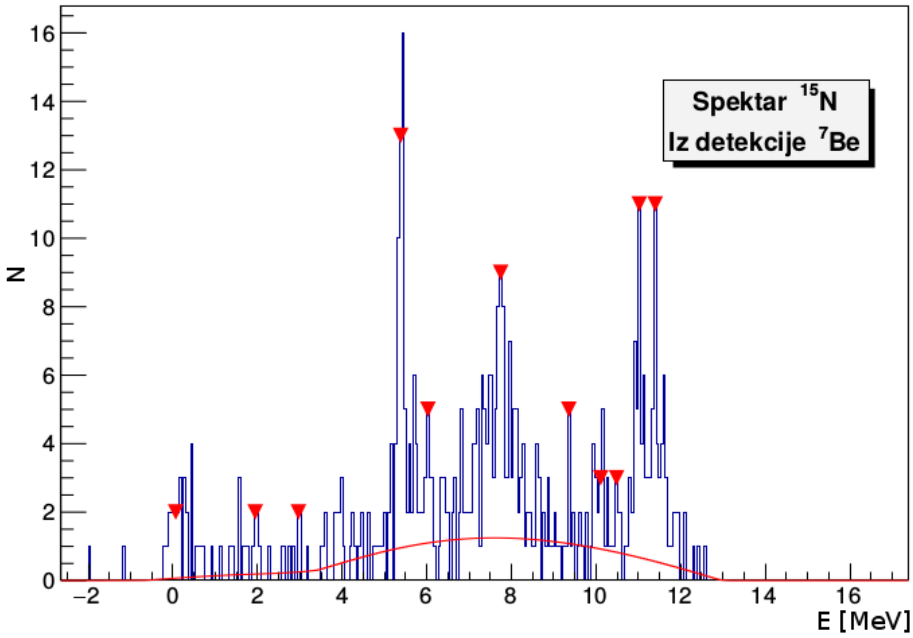
što se jako dobro slaže sa Q-vrijednošću kada su sve čestice u osnovnom stanju

$$Q_0 = -4.64\,\mathrm{MeV} \tag{4.21}$$

zbog čega se u ovoj reakciji ne očekuje potisnuće osnovnog stanja ^{13}N. Jakost osnovnog stanja u spektru na slici 4.9 potvrđuje ova razmatranja.

4.2.4 Reakcija ^{10}B+^{12}C $\rightarrow$ ^{7}Be+^{15}N

Ova se reakcija svodi na prijenos ^{3}H sa projektila na metu. Na slici 4.10 je prikazan spektar ^{15}N dobiven iz detekcije jezgri ^{7}Be pomoću relacije (2.21). Broj detektiranih čestica korišten



Slika 4.10: Spektar ^{15}N dobiven iz detekcije jezgri ^{7}Be. Crvene strelice označavaju moguće vrhove. Crvena linija modelira pozadinu.

u analizi je 490. Dakle, ova reakcija ima najslabiju statistiku, što je i razumljivo s obzirom da se u njoj događa prijenos čak 3 nukleona, a preklop osnovnog stanja ^{10}B s klasterskom strukturom ^{7}Be+^{3}H, vrlo je malen. Zbog toga postoji veća nepreciznost pozicija samih vrhova, a i otežana je prilagodba gaussijana. Kao i u ostalim reakcijama, dobiveni je spektar potrebno pomaknuti ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV, u ovom slučaju za 0.206 MeV-a.

Kao što je vidljivo sa slike 4.10, mogućih vrhova ima jako puno. Na slijedećih je pet pozicija bilo moguće prilagoditi funkcije gaussijanskog oblika

$$\begin{cases} E_1 = (0 \pm 0.2)\text{MeV}, & \sigma_1 = (0.3 \pm 0.2)\text{MeV} \\ E_2 = (5.20 \pm 0.05)\text{MeV}, & \sigma_2 = (0.3 \pm 0.1)\text{MeV} \\ E_3 = (7.52 \pm 0.05)\text{MeV}, & \sigma_3 = (0.2 \pm 0.1)\text{MeV} \\ E_4 = (11.02 \pm 0.04)\text{MeV}, & \sigma_4 = (0.11 \pm 0.04)\text{MeV} \\ E_5 = (11.40 \pm 0.02)\text{MeV}, & \sigma_5 = (0.1 \pm 0.1)\text{MeV} \end{cases} \tag{4.22}$$

gdje su σ_i odgovarajuće standardne devijacije. Za usporedbu su uzete energije stanja iz baze

TUNL, koje iznose

$$\begin{cases} E_1^T = 0\,\text{MeV}, & J^\pi = 1/2^- \\ E_2^T = 5.2702\,\text{MeV}, 5.2989\,\text{MeV}, & J^\pi = 5/2^+, 1/2^+ \\ E_3^T = 7.301\,\text{MeV}, 7.567\,\text{MeV} & J^\pi = 3/2^+, 7/2^+ \\ E_{4.5}^T = 10.804\,\text{MeV}, 11.29\,\text{MeV}, 11.615\,\text{MeV}, & J^\pi = 3/2^-, 1/2^-, 1/2^+ \end{cases} \tag{4.23}$$

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja J^π. U četiri slučaja dano je više mogućnosti koje bi mogle odgovarati izmjerenim energijama. Prateći diskusiju spektroskopije za ^{15}N i zrcalnu jezgru ^{15}O iz [9] i [10], mogu se donijeti određeni zaključci o tim mogućnostima:

- Energija E_2 - za oba stanja, pretpostavljena je povezanost strukture sa prvim pobuđenim stanjem ^{16}O na 6.049 MeV-a, dodavanjem protonske šupljine; npr. za stanje na 5.2989 MeV-a
$$\left(^{16}\text{O}(0_2^+) \otimes (1d_{5/2})^{-1}\right). \tag{4.24}$$
Dakle razmatranje strukture, kao ni rezolucija detekcije, ne omogućava težinsko razdvajanje ova dva doprinosa.

- Energija E_3 - za oba stanja, pretpostavljena je povezanost strukture sa pobuđenim stanjima kisika ^{16}O(2^+) ili ^{16}O(3^-), dodavanjem protonske šupljine; npr. za stanje na 7.567 MeV-a
$$\left(^{16}\text{O}(3^-) \otimes (1p_{1/2})^{-1}\right). \tag{4.25}$$
Dakle razmatranje strukture ne omogućava težinsko razdvajanje, ali širina vrha ukazuje na relativno podjednaku prisutnost oba doprinosa.

- Energije E_4 i E_5 - spektroskopija na ovim energijama nije u potpunosti definirana i u bazi TUNL postoji još nekoliko mogućnosti uz ove navedene. Također, strukture pripadnih stanja nisu detaljno istražene; za stanje na 11.615 MeV-a postoje indikacije strukture modela ljusaka dok se za stanja na 10.804 MeV-a i 11.29 MeV-a pretpostavlja određena povezanost sa ^{16}O(2^+).

Uz gore navedena stanja, postoji i mogućnost doprinosa stanja na 10.70 MeV-a za koje se pretpostavlja da je dio rotacijske vrpce koja uključuje osnovno stanje i stanje na 5.30 MeV-a. Dodatnu komplikaciju pri interpretaciji spektra stvara mogućnost istovremenog pobuđenja ^{15}N i ^{7}Be zbog činjenice da je prvo pobuđeno stanje ^{7}Be na 0.43 MeV-a čestično stabilno. To uzrokuje određeni broj pomaknutih energija pobuđenja ^{15}N, što se u spektru vidi na nekoliko mjesta u obliku "zakašnjelih" vrhova. S obzirom da se vrhovi E_4 i E_5 nalaze na udaljenosti < 0.40 MeV, kao i pojedine vrijednosti iz baze TUNL, takva greška nije zanemariva.

Preostalo najniže stanje, ima jednostavnu poveznicu sa stanjem iz baze TUNL, a odgo-

varajuća struktura prema [9] i [10] izgleda

$$\left({}^{16}\mathrm{O(o.s.)}\otimes(1p_{1/2})^{-1}\right). \tag{4.26}$$

Potisnuće navedenog stanja, očito sa spektra na slici 4.10, ponovno se može razmotriti u okviru rasprave iz potpoglavlja 2.2.4. Optimalna Q-vrijednost ove reakcije iznosi

$$Q_{opt} \approx -12\,\mathrm{MeV} \tag{4.27}$$

što se jako razlikuje od Q-vrijednosti kada su sve čestice u osnovnom stanju

$$Q_0 = -3.82\,\mathrm{MeV} \tag{4.28}$$

zbog čega su preferirana pobuđena stanja ^{15}N .

Dakle, prethodna diskusija ukazuje na postojanje raznih deformiranih struktura ^{15}N. Čak i ona stanja za koje postoji mogućnost opisa u okviru modela ljusaka, građena su na već deformiranim pobuđenim stanjima ^{16}O. Za precizniju identifikaciju stanja, koja bi omogućila daljnu diskusiju, ipak je potrebna veća statistika od one dostupne u ovom radu.

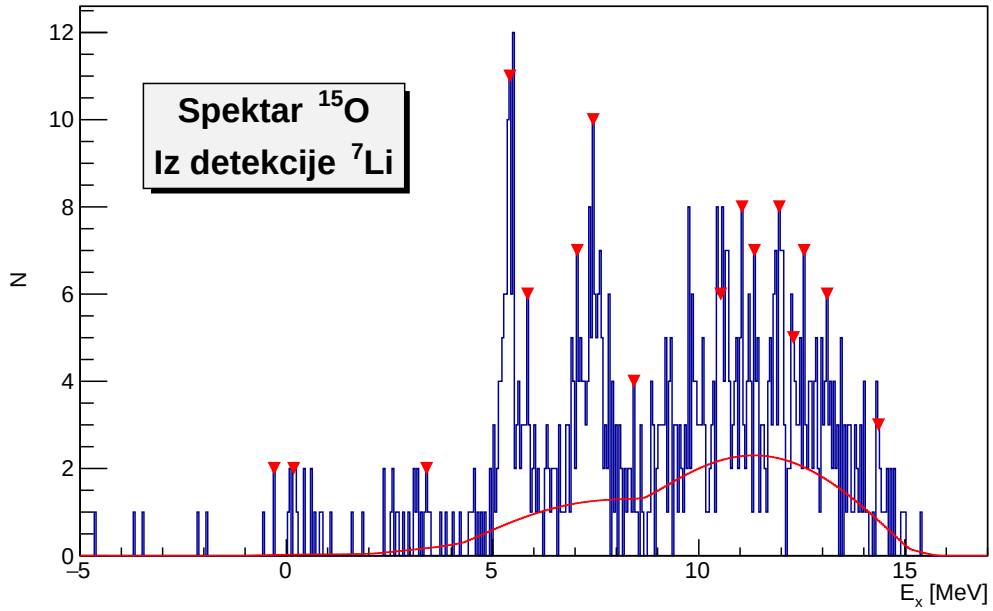
4.2.5 Reakcija ^{10}B+^{12}C $\rightarrow$ ^{7}Li+^{15}O

Ova se reakcija svodi na prijenos ^{3}He sa projektila na metu. Na slici 4.11 je prikazan spektar ^{15}O dobiven iz detekcije jezgri ^{7}Li pomoću relacije (2.21). Broj detektiranih čestica korišten u analizi je 782. Iako ova reakcija ima nešto veću statistiku od prethodne u kojoj se također prenose 3 nukleona, pozadina je u finalnom spektru jako velika što je vjerojatno posljedica netrivijalnog postupka razdvajanja detekcija ^{7}Li i ^{6}Li, ali i prethodno diskutiranog problema istovremenih detekcija većeg broja lakih čestica. Zbog toga ponovno postoji veća neprecizност pozicija samih vrhova, a i otežana je prilagodba gaussijana. Kao i u ostalim reakcijama, dobiveni je spektar potrebno pomaknuti ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV, u ovom slučaju za 0.155 MeV-a.

Kao što je vidljivo sa slike 4.11, mogućih vrhova ima jako puno. U području sa relativno malim doprinosom pozadine, na slijedećih je pet pozicija bilo moguće prilagoditi funkcije gaussijanskog oblika

$$\begin{cases} E_1 = (0 \pm 0.04)\mathrm{MeV}, & \sigma_1 = (0.09 \pm 0.05)\mathrm{MeV} \\ E_2 = (5.23 \pm 0.02)\mathrm{MeV}, & \sigma_2 = (0.17 \pm 0.03)\mathrm{MeV} \\ E_3 = (5.66 \pm 0.04)\mathrm{MeV}, & \sigma_3 = (0.08 \pm 0.04)\mathrm{MeV} \\ E_4 = (7.22 \pm 0.07)\mathrm{MeV}, & \sigma_4 = (0.4 \pm 0.1)\mathrm{MeV} \\ E_5 = (9.0 \pm 0.1)\mathrm{MeV}, & \sigma_5 = (0.3 \pm 0.1)\mathrm{MeV} \end{cases} \tag{4.29}$$

gdje su σ_i odgovarajuće standardne devijacije. Vidljiv je njihov porast sa približavanjem



Slika 4.11: Spektar ^{15}O dobiven iz detekcije jezgri ^{7}Li. Crvene strelice označavaju moguće vrhove. Crvena linija modelira pozadinu.

području izražene pozadine. Za usporedbu su uzete energije stanja iz baze TUNL, koje iznose

$$\begin{cases} E_1^T = 0\,\text{MeV}, & J^\pi = 1/2^- \\ E_{2,3}^T = 5.183\,\text{MeV}, 5.24\,\text{MeV}, & J^\pi = 1/2^+, 5/2^+ \\ E_4^T = 6.859\,\text{MeV}, 7.276\,\text{MeV} & J^\pi = 5/2^+, 7/2^+ \\ E_5^T = 8.92\,\text{MeV}, 8.982\,\text{MeV}, & J^\pi = 5/2^+, 1/2^+ \end{cases} \tag{4.30}$$

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja J^π. U četiri slučaja dano je više mogućnosti koje bi mogle odgovarati izmjerenim energijama. Kao i u prethodnom poglavlju, prateći diskusiju spektroskopije za ^{15}N i zrcalnu jezgru ^{15}O iz [9] i [10], mogu se donijeti određeni zaključci o tim mogućnostima:

- Energije E_2 i E_3 - za oba stanja, pretpostavljena je povezanost strukture sa prvim pobuđenim stanjem ^{16}O na 6.049 MeV-a, dodavanjem protonske šupljine; npr. za stanje na 5.24 MeV-a

$$\left(^{16}\text{O}(0_2^+) \otimes (1d_{5/2})^{-1}\right). \tag{4.31}$$

  Dakle, razmatranje strukture ne omogućava težinsko razdvajanje ova dva doprinosa. Ipak, veća statistika na višoj energiji, koja i daje vrh na 5.66 MeV-a mogla bi ukazivati na nešto veći doprinos stanja na 5.24 MeV-a ili čak na slabi doprinos stanja na 6.18 MeV-a sa $J^\pi = 3/2^-$, koje ima strukturu

$$\left(^{16}\text{O(o.s.)} \otimes (1p_{3/2})^{-1}\right). \tag{4.32}$$

- Energija E_4 - za oba stanja, pretpostavljena je struktura sa neutronom u ljusci $d_{5/2}$ i dvije neutronske šupljine u ljusci $p_{1/2}$, koju se može konstruirati iz pobuđenih stanja kisika $^{16}O(2^+)$ ili $^{16}O(3^-)$, npr. za stanje na 7.276 MeV-a dodavanjem neutronske šupljine

$$\left(^{16}O(3^-)\otimes(1p_{1/2})^{-1}\right). \tag{4.33}$$

  Dakle razmatranje strukture ne omogućava težinsko razdvajanje, ali sama pozicija vrha ukazuje na nešto veći doprinos stanja više energije.

- Energija E_5 - ova dva stanja nemaju istraženu strukturu, ali su viđena u nekoliko drugih reakcija sa metom ^{12}C. U većini tih reakcija, međustanje je bilo ^{16}O pa su strukture vjerojatno usko povezane uz pobuđena stanja te jezgre, kao i u prethodnim slučajevima. Rezolucija detekcije također ne omogućava težinsko razdvajanje ovih doprinosa.

U preostalom dijelu spektra doprinos pozadine, iznimno je velik. Funkcije gaussijanskog oblika, bilo je moguće prilagoditi na dodatnih 7 vrhova, no uz osjetno veće greške parametara. Također, spektroskopija na ovim energijama nije u potpunosti definirana i u bazi TUNL postoji jako puno mogućih kandidata. Dakle, za daljnu analizu navedenih vrhova, koja bi dovela do konkretnih zaključaka, potrebna je daleko veća statistika od one dostupne u ovom radu. Ono što se može primijetiti, činjenica je da dva vrha s najmanjim greškama parametara

$$\begin{cases} E_6 = (10.89 \pm 0.04)\text{MeV}, & \sigma_1 = (0.08 \pm 0.05)\text{MeV} \\ E_7 = (11.23 \pm 0.01)\text{MeV}, & \sigma_2 = (0.05 \pm 0.03)\text{MeV} \end{cases} \tag{4.34}$$

vjerojatno odgovaraju vrhovima E_4 i E_5 iz izraza (4.22) za zrcalnu jezgru ^{15}N što kompletira iznimno slaganje dvaju spektara. Dakle, za navedena se dva stanja može preslikati diskusija iz prethodnog poglavlja, odnosno pretpostaviti određena povezanost sa $^{16}O(2^+)$. Ekvivalentna prethodnom poglavlju je i diskusija dodatnih komplikacija pri interpretaciji spektra koju stvara mogućnost istovremenog pobuđenja ^{15}O i ^{7}Li zbog činjenice da je prvo pobuđeno stanje ^{7}Li na 0.48 MeV-a čestično stabilno.

Osnovno stanje, kao i stanje zrcalne jezgre, ima jednostavnu poveznicu sa stanjem iz baze TUNL, a odgovarajuća struktura prema [9] i [10] izgleda

$$\left(^{16}O(\text{o.s.})\otimes(1p_{1/2})^{-1}\right). \tag{4.35}$$

Potisnuće navedenog stanja, očito sa spektra na slici 4.11, ponovno je posljedica diskusije iz poglavlja 2.2.4. Optimalna Q-vrijednost ove reakcije iznosi

$$Q_{opt} \approx -12\,\text{MeV} \tag{4.36}$$

što se jako razlikuje od Q-vrijednosti kada su sve čestice u osnovnom stanju

$$Q_0 = -5.712\,\mathrm{MeV} \tag{4.37}$$

zbog čega su preferirana pobuđena stanja ^{15}O .

4.3 Dvočestične koincidencije

U ovom potpoglavlju obavljena je analiza jedine dvočestične koincidencije sa zadovoljavajućom statistikom. Radi se o $\alpha+\alpha$ koincidenciji, koja omogućuje rekonstrukciju i diskusiju spektara jezgri ^{8}Be i ^{14}N.

4.3.1 Reakcija ^{10}B+^{12}C $\rightarrow \alpha+\alpha+^{14}$N

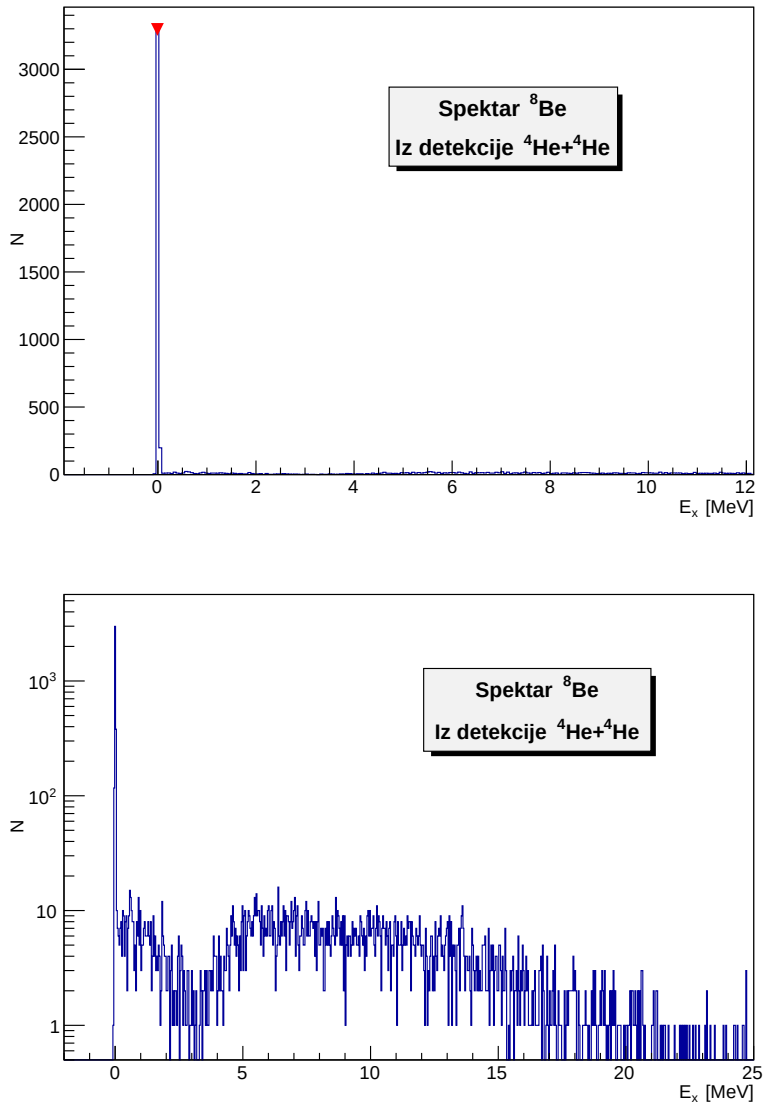
Na slici 4.12 je prikazan spektar ^{8}Be dobiven iz detekcije koincidencije $\alpha+\alpha$ pomoću relacija (2.22)-(2.25). Broj detektiranih čestica korišten u analizi je 6182, odnosno uočeno je 3091 koincidencija dvije alfa čestice. Kao i u ostalim reakcijama, dobiveni je spektar potrebno pomaknuti ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV, u ovom slučaju za 0.001 MeV-a. Taj pomak je za otprilike dva reda veličine manji od onih u prethodnim mjerenjima, što je posljedica procedure izračuna pomoću relativne energije čestica pri kojoj se greške u apsolutnim iznosima energija, koje dolaze od već spomenutih problema s kalibracijom i nehomogenostima, krate.

Sa slike je jasno vidljiv samo jedan vrh, koji se nalazi u osnovnom stanju na 0 MeV-a. S obzirom da je ^{8}Be čestično nestabilna jezgra, koja se lako raspada u dvije čvrsto vezane alfa čestice i koju je zbog toga jako teško pobuditi u viša stanja, ovaj rezultat je očekivan.

Radi daljne analize detekcija koje se ravnomjerno raspoređuje po višim energijama, na slici 4.12 je prikazan i spektar u logaritamskoj skali. Na njemu se u području $0 < E_x \lesssim 4\,\mathrm{MeV}$ vidi potpis takozvanog[41] "vrha duha", koji je posljedica raspada ^{9}Be ili ^{9}B na donji rub širokog prvog pobuđenog stanja jezgre ^{8}Be .

Radi provjere porijekla detekcija iz preostalog raspona energija koristi se metoda Romano dijagrama opisana u poglavlju 2.2.3, čiji je rezultat prikazan na slici 4.13. Prisutnost jasnih linija samo za jedan nagib, ukazuje na dominantnost jedne reakcije. Iznos nagiba prilagođenih pravaca, odgovara reakciji iz naslova potpoglavlja u kojoj je treća nedetektirana čestica baš ^{14}N. Na slici 4.14 su prikazani Q spektri dobiveni iz (2.28-29) uz pretpostavku $A_3 = 14$, sa i bez uvjeta na energije pobuđenja međustanja ^{8}Be. Uvjet na energije pobuđenja, postavljen je na granici "vrha duha" $E_x(^{8}\mathrm{Be}) \lesssim 4\,\mathrm{MeV}$, kako bi se potvrdilo porijeklo preostalih detekcija. Sa slike je jasno da je jedina značajna razlika dvaju spektara u jačini osnovnog stanja. Odnosno, kada se razmatraju samo međustanja ^{8}Be koja su blizu osnovnog stanja, jezgra je ^{14}N , zbog već detaljno diskutiranog efekta Q prozora, prisiljena biti u

[41] eng. ghost peak



Slika 4.12: *(gore)* Spektar ^{8}Be dobiven iz detekcije koincidencije $\alpha + \alpha$. Crvene strelice označavaju moguće vrhove. *(dolje)* Spektar ^{8}Be u logaritamskoj skali. Područje $0 < E_x \lesssim 4\,\text{MeV}$ odgovara "vrhu duhu".

pobuđenim stanjima. Time se ujedno potvrđuje da većina viših energija ^{8}Be također dolazi iz reakcije sa ^{14}N. Optimalna Q-vrijednost ove reakcije iznosi

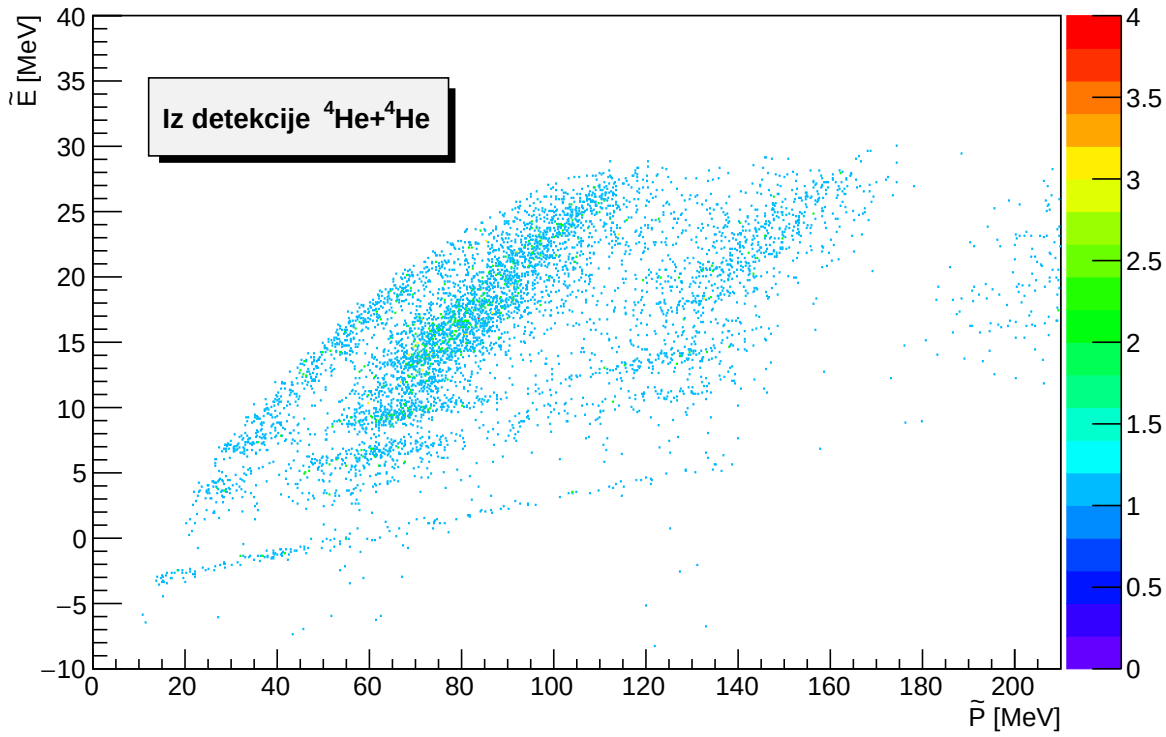
$$Q_{opt} \approx -8.57\,\text{MeV} \tag{4.38}$$

što se jako razlikuje od Q-vrijednosti kada su sve čestice u osnovnom stanju

$$Q_0 = 4.24\,\text{MeV} \tag{4.39}$$

što potvrđuje prethodna razmatranja.

Na slici 4.15 je prikazan spektar ^{14}N dobiven iz Q spektara uz pretpostavku $A_3 = 14.2$. Pretpostavka nešto više mase, donekle je smanjila širine detektiranih stanja, što potvrđuje već



Slika 4.13: Romano plot $\alpha + \alpha$ koincidencija. Linije jednakog nagiba odgovaraju događajima iz jedne te iste reakcije sa različitim energijama pobuđenja.

diskutirane greške u kalibraciji. Također, dobiveni je spektar potrebno pomaknuti ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV, u ovom slučaju za 0.235 MeV-a. U području sa relativno malim doprinosom pozadine, na slijedećih je šest pozicija bilo moguće prilagoditi funkcije gaussijanskog oblika

$$\begin{cases} E_1 = (0 \pm 0.02)\text{MeV}, & \sigma_1 = (0.24 \pm 0.02)\text{MeV} \\ E_2 = (3.93 \pm 0.05)\text{MeV}, & \sigma_2 = (0.32 \pm 0.06)\text{MeV} \\ E_3 = (5.2 \pm 0.1)\text{MeV}, & \sigma_3 = (0.4 \pm 0.1)\text{MeV} \\ E_4 = (5.98 \pm 0.04)\text{MeV}, & \sigma_4 = (0.3 \pm 0.1)\text{MeV} \\ E_5 = (6.40 \pm 0.06)\text{MeV}, & \sigma_5 = (0.4 \pm 0.1)\text{MeV} \\ E_6 = (8.94 \pm 0.02)\text{MeV}, & \sigma_6 = (0.51 \pm 0.03)\text{MeV} \end{cases} \tag{4.40}$$

gdje su σ_i odgovarajuće standardne devijacije. Vidljiv je njihov porast sa približavanjem području izražene pozadine. Za usporedbu su uzete energije stanja iz baze TUNL, koje

iznose

$$\begin{cases} E_1^T = 0\,\text{MeV}, & J^\pi = 1^+ \\ E_2^T = 3.948\,\text{MeV}, & J^\pi = 1^+ \\ E_3^T = 4.915\,\text{MeV}, 5.106\,\text{MeV} & J^\pi = 0^-, 2^- \\ E_{4,5}^T = 5.83\,\text{MeV}, 6.204\,\text{MeV}, 6.446\,\text{MeV}, & J^\pi = 3^-, 1^+, 3^+ \\ E_6^T = 8.91\,\text{MeV}, 8.96\,\text{MeV}, 9.17\,\text{MeV}, & J^\pi = 5^+, 2^+, 2^+ \end{cases} \tag{4.41}$$

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja J^π. U četiri slučaja dano je više mogućnosti koje bi mogle odgovarati izmjerenim energijama. Prateći diskusiju spektroskopije za ^{14}N iz [11] i [12], mogu se donijeti određeni zaključci o tim mogućnostima:

- Energija E_3 - razmatrajući samo spin, oba je stanja relativno jednostavno objasniti u okviru modela ljusaka baziranom na osnovnom stanju ^{12}C prigodnim dodavanjem dvaju nukleona u ljuske $p_{1/2}$ i/ili $\mathrm{d}_{5/2}$ npr.

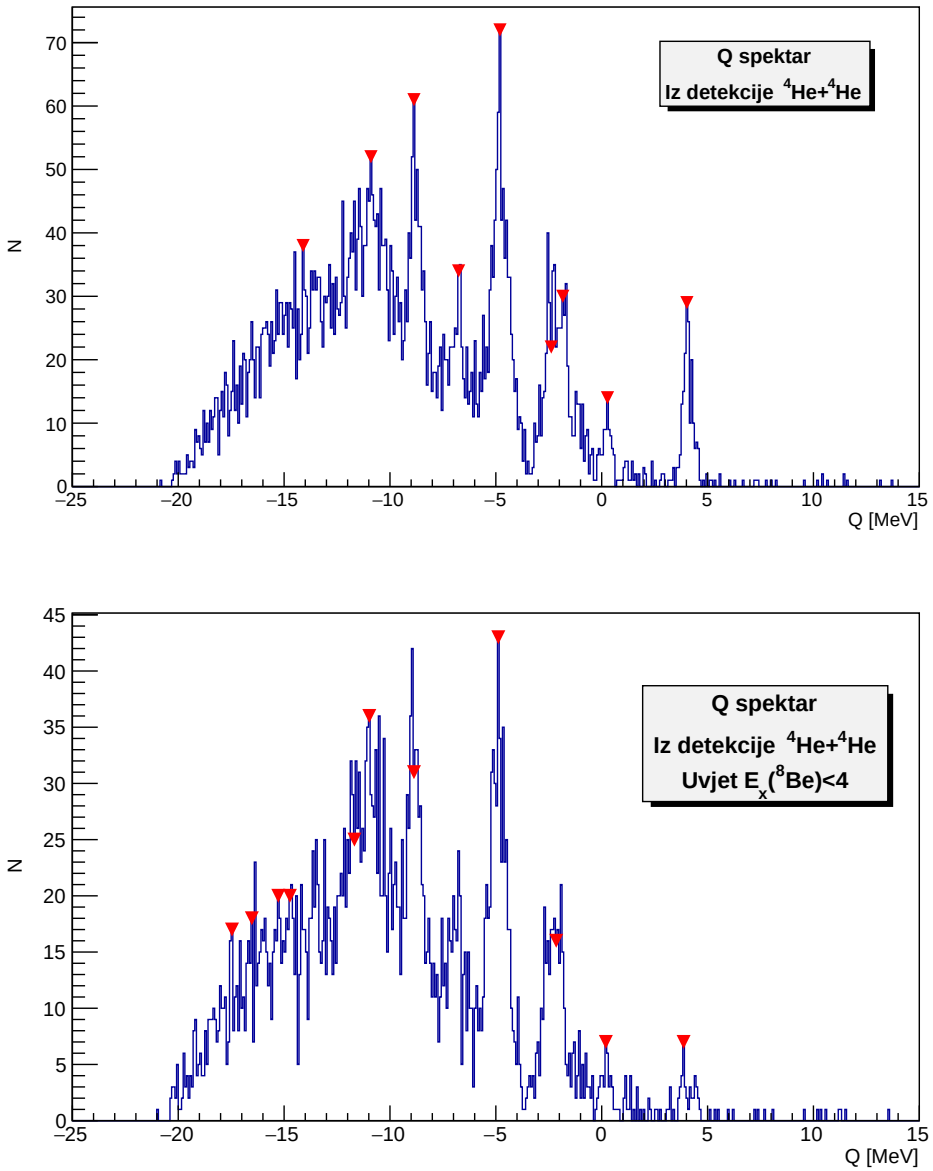
$$\left(^{12}\mathrm{C(o.s.)} \otimes (1d_{5/2}) \otimes (1p_{1/2})\right). \tag{4.42}$$

  Dakle, razmatranje strukture ne omogućava težinsko razdvajanje ova dva doprinosa. Ipak, veća statistika na višoj energiji, i činjenica da su izolirani vrhovi iznimno precizno detektirani, ukazuje na veći doprinos stanja na 5.106 MeV-a.

- Energije E_4 i E_5 - kao što je vidljivo sa slike 4.15, pripadni vrh je jako širok i prelazi i na stanja razmatrana u prošloj točki pa je na temelju toga teško precizirati doprinose. Sa spinskog stanovišta, sva se moguća stanja mogu opisati u okviru dvostrukog pobuđenja u ljusku $\mathrm{d}_{5/2}$

$$\left(^{12}\mathrm{C(o.s.)} \otimes (1d_{5/2})^2\right). \tag{4.43}$$

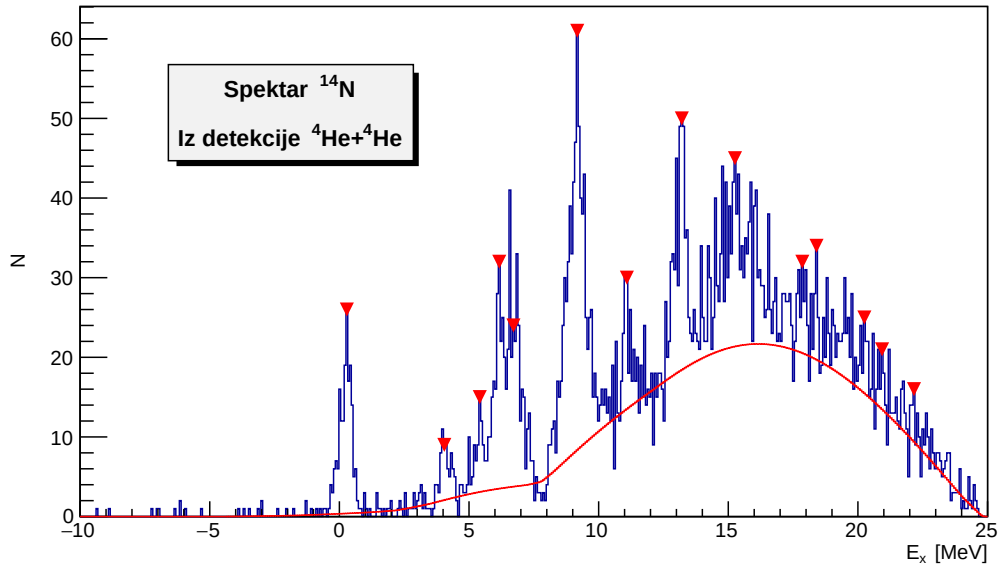
- Energija E_6 - rezolucija detekcije nije dovoljna za razdvajanje ovih jako bliskih doprinosa, ali razmatranje izospina bi moglo ukazati na njihovu jakost. Naime stanje na 8.91 MeV-a ima izospin T=0, dok druga dva stanja imaju $T = 1$. S obzirom da preostale tri čestice u reakciji imaju ukupni izospin T=0, takav izospin mora imati i jezgra ^{14}N. Činjenica da nijedno niže stanje sa $T = 1$ nije detektirano, potvrđuje takva razmatranja. Općenito, teorijski izračuni sa pretpostavkom modela ljusaka i u ovom području energija, relativno dobro reproduciraju iznose. Spinovi ukazuju na potrebu kombiniranju orbitala $\mathrm{d}_{5/2}$ i $\mathrm{s}_{1/2}$ u formi (4.42).



Slika 4.14: *(gore)* Q spektar dobiven iz detekcije koincidencije $\alpha+\alpha$. *(dolje)* Q spektar dobiven iz detekcije koincidencije $\alpha+\alpha$ uz rez na završetku "duha vrha"; $E_x(^8\mathrm{Be}) \lesssim 4\,\mathrm{MeV}$. Crvene strelice označavaju moguće vrhove. Pretpostavljena masa $A_3 = 14$.

Preostala dva stanja, jako su precizno detektirana i lako se objašnjavaju u modelu ljusaka, dodavanjem dvaju nukleona na osnovno stanje ^{12}C u ljuske $p_{1/2}$ za osnovno stanje, ili $d_{5/2}$ za stanje na 3.95 MeV-a. U preostalom dijelu spektra doprinos pozadine, iznimno je velik. Funkcije gaussijanskog oblika, bilo je moguće prilagoditi na dodatna 3 vrha, no uz veće greške parametara i same iznose standardne devijacije

$$\begin{cases} E_6 = (11.1 \pm 0.1)\mathrm{MeV}, & \sigma_1 = (0.9 \pm 0.2)\mathrm{MeV} \\ E_7 = (12.98 \pm 0.05)\mathrm{MeV}, & \sigma_2 = (0.6 \pm 0.1)\mathrm{MeV} \\ E_8 = (15.1 \pm 0.1)\mathrm{MeV}, & \sigma_3 = (1.3 \pm 0.3)\mathrm{MeV} \end{cases} \tag{4.44}$$



Slika 4.15: Spektar ^{14}N dobiven iz detekcije koincidencije $\alpha+\alpha$. Crvene strelice označavaju moguće vrhove. Crvena linija modelira pozadinu. Pretpostavljena masa $A_3 = 14.2$.

Uz to, spektroskopija na ovim energijama nije u potpunosti definirana i u bazi TUNL postoji jako puno mogućih kandidata. Međutim, na temelju nedavnih izračuna u [11] i [12] te činjenice da se sva tri stanja nalaze iznad praga za raspad na ^{12}C+d, mogu se donijeti određeni zaključci

- Energija E_6 - najvjerojatnije pripada stanju na 11.05 MeVa s predloženim spinovima $J^\pi = 1^+$ ili $J^\pi = 3^+$, uz $T = 0$. Izračuni u modelu ljusaka sa sredicom ^{12}C daju energiju unutar ≈ 1 MeV od navedene vrijednosti, no s obzirom da već spomenuti položaj iznad praga za raspad, može se pretpostaviti značajni doprinos klasterskih konfiguracija.

- Energije E_7 i E_8 - Izračuni u klasterskom modelu tipa $^{10}\mathrm{B}(3^+,\mathrm{o.s.})+\alpha$ predlažu rotacijsku vrpcu u kojoj je stanje na 13.2 MeV-a sa $J^\pi = 3^+$ glava vrpce, dok je stanje na 15.39 MeV-a drugo pobuđeno $J^\pi = 5^+$ stanje iste vrpce. Potonje stanje i pretpostavljeno prvo pobuđeno stanje $J^\pi = 4^+$, pripisuju se $L = 2$ relativnom gibanju alfa čestice u odnosu na $^{10}\mathrm{B}(3^+,\mathrm{o.s.})$. Dakle, pretpostavljene su strukture iste pa razlog prigušenja $J^\pi = 4^+$ stanja treba tražiti u primjesi strukture ^{12}C+d. Naime, detekcije na prednjim kutovima, koje prema rezultatima poglavlja 4.1 dominiraju statistikom, odgovaraju jezgri[42] ^{8}Be stvorenoj prijenosom deuterona sa projektila na metu zbog čega je prethodna struktura iznimno vjerojatna. Za pretpostaviti je, dakle, da je za takva stanja vjerojatniji spin $J^\pi = 5^+$, vrlo moguće u formi

$$\left(^{12}\mathrm{C(o.s.)}\otimes(1d_{5/2})^2\right) \tag{4.45}$$

[42] u formi $\alpha+\alpha$

sa maksimalnim iznosom uparenih spinova. S druge strane, detekcije na stražnjim kutovima odgovaraju jezgri ^{8}Be stvorenoj prijenosom alfa čestice sa mete na projektil. Dakle, razmatranjem isključivo stražnjih kutova, stvarale bi se gotovo isključivo $^{10}\mathrm{B} + \alpha$ strukture pa se razlika između intenziteta stanja $J^{\pi} = 4^{+}$ i $J^{\pi} = 5^{+}$ ne bi vidjela.

U konačnici, analiza iz ovog poglavlja jasno ukazuje na velik broj različitih struktura, za čije je objašnjavanje potrebna većina modela opisanih u drugom poglavlju ovog rada.

5 Zaključak

U ovom su radu proučavane nuklearne reakcije ulaznog kanala ^{10}B+^{12}C u svrhu razmatranja svojstava raznih jezgara u masenom području oko $A = 10$. Spektroskopija tih jezgara nije potpuna, odnosno postoji veliki broj nezavisnih rezultata i predloženih teorijskih modela. Dakle, krajnji je cilj rada, kao i ukupnog eksperimenta, davanje doprinosa sistematizaciji navedenih razmatranja u skladu sa tradicijom zagrebačke grupe.

U teorijskom dijelu, opisan je određen broj modela ljusaka i klasterskih modela za strukture jezgara. Također su dane nerelativističke relacije potrebne za kinematički opis dvo- i tročestičnih reakcija, kao i Betheova formula koja opisuje gubitak energije čestica pri prolasku kroz određeni materijal. Navedeno je, zajedno sa metodom *Romano dijagrama*, korišteno za analizu podataka i diskusiju dobivenih rezultata.

Obrađeni podatci dolaze iz mjerenja naleta projektila ^{10}B s energijom 50 MeV na metu CH_2, u dva eksperimentalna moda; jednostrukom i koincidentnom. Razlika je tih dvaju modova u kriteriju određivanja "dobrih" detekcija, odnosno koincidentni mod zahtjeva detekciju barem dvije čestice unutar kratkog vremenskog intervala, dok jednostruki mod takav uvjet ne postavlja. Tako definirani skupovi podataka, dio su većeg eksperimenta, koji uključuje razne druge mete, energije i kutne postave, detljano opisane u poglavlju 3. Rezultat obrade podataka, jezgre su u masenom rasponu ^{1}H$-^{11}$B iz kojih je bilo moguće rekonstruirati energetske spektre jezgri ^{12}C, ^{13}N, ^{15}N, ^{15}O, ^{16}O, ^{8}Be i ^{14}N. Spektri zadnje dvije navedene jezgre dolaze iz dvočestične koincidencije $\alpha + \alpha$, dok ostali dolaze redom iz jednostrukih detekcija jezgri ^{10}B, ^{9}Be, ^{7}Be , ^{7}Li i ^{6}Li.

Dobiveni energetski spektri, uglavnom prikazuju selektivna pobuđenja stanja opisivih bilo modelom ljusaka, bilo klasterskim modelima, ovisno o blizini broja nukleona "magičnim" brojevima, ali i o broju nukleona prenesenih s projektila na metu u svakoj pojedinoj reakciji. Sve su moguće strukture detaljno diskutirane, analizom samih spektara, ali i usporedbom s raznim recentnim eksperimentalnim i teorijskim radovima.

Daljna analiza, koja je van dometa ovog rada, uključivala bi detaljno modeliranje pozadine u spektrima. Iza pozadine se osim doprinosa šuma, kriju realni fizikalni procesi, neki od kojih su i diskutirani pri razmatranju pojedinih reakcija. Precizno modeliranje bi omogućilo usporedbu apsolutnih jakosti vrhova, posebno u području viših energija, što bi dovelo do dodatnih uvida o stanjima koja dijele slična[43] svojstva i strukturu.

[43] egzotična

Literatura

[1] Wong, S. S. M.; Introductory Nuclear Physics. 2nd ed. Weinheim : Wiley-VCH, 2004.

[2] Ikeda, N.; Tagikawa, K.; Horiuchi, H.; The Ikeda diagram. // Progress of Theoretical Physics Supplement. Vol. extra number, 1968.

[3] von Oertzen, W.; Milin, M.; Covalent binding on the femtometer scale: nuclear molecules. in Clusters in Nuclei. vol. 3. Springer, 2014.

[4] Freer, M.; Noyaux moléculaires. // Comptes Rendus Physique, Vol. 4 (2003)

[5] Kanada-En'yo, Y.; Morita, H.; Kobayashi, F.; Proton and neutron correlations in ^{10}B. Phys. Rev. C, Vol. 91(2015)

[6] Jelavić Malenica, D.; Nuklearne reakcije ^{10}B+^{10}B i građa lakih atomskih jezgara. Doktorski rad. Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2015.

[7] Milin, M.; Nerelativistička kinematika nuklearnih reakcija. Neobjavljeno.

[8] Milin, M.;von Oertzen, W.; Molecular states and complete spectroscopy of ^{13}C // Symposium on Nuclear Clusters 2002.

[9] Milin, M.; Spectroscopy of oxygen isotopes. Neobjavljeno.

[10] Schlotthauer-Voos, U. C.; Bock, R.; Boehlen, H. G.; Gutbrod, H. H., von Oertzen, W.; ^{16}O and ^{19}F induced multi-nucleon transfer reactions in light nuclei. Nuclear Physics A186 (1972)

[11] Maris, P.; Vary, J. P.; Navra´til, P.; Ormand, W. E.; Nam, H.; Dean, D. J.; Origin of the Anomalous Long Lifetime of ^{14}C. PRL 106, 202502 (2011)

[12] Kanada-En'yo, Y.; ^{10}B + α states with chain-like structures in ^{14}N. Physical Review C 92, 064326 (2015)

[13] Milin, M.; Kinematički efekti u reakcijama. Neobjavljeno.

[14] Belhout, A.; Ouichaoui, S.; Beaumevieille, H.; Boughrara, A.; Fortier, S.; Kiener, J.; Maison, J.M.; Mehdi, S.K.; Rosier, L.; Thibaud, J.P.; Trabelsi, A.; Vernotte, J.; Measurement and DWBA analysis of the ^{12}C(^{6}Li,d)^{16}O α transfer reaction cross sections at 48.2 MeV. R-matrix analysis of ^{12}C(α,γ)^{16}O direct capture reaction data. Nuclear Physics A 793 (2007) 178–211