

# Nuklearne reakcije $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ i građa lakih atomskih jezgara

Deni Nurkić, F4142

(Datum: 20.1.2017.)

## Sažetak

U ovom se radu proučava nuklearna reakcija  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$  s ciljem istraživanja građe lakih atomskih jezgara oko nukleonskog broja  $A=10$ . Za jezgre iz tog masenog područja, poznate su mnoge energije pobuđenja koje se moraju opisivati različitim modelima, od običnih ljuskastih do egzotičnih modela nuklearnih molekula i Bose-Einsteinovih kondenzata. S ciljem pronalaženja novih takvih stanja, izabrana je jezgra  $^{10}\text{B}$  kao projektil, s obzirom da su već njena niskoležeća stanja kombinacija ljuskastih i klusterskih konfiguracija<sup>1</sup>, a spin je osnovnog stanja iznimno visok  $J^\pi = 3^+$ .

Mjerenja su provedena na dvije energije snopa  $^{10}\text{B}$ , 50 i 72.2 MeV-a, dok su produkti reakcije bilježeni sustavom od 4 silicijska  $\Delta E$ -E detektora velikog prostornog kuta, koji omogućava mjerenja jednostrukih događaja, ali i dvo- i tročestičnih koincidencija.

U sklopu ovog rada, razmatraju se prvenstveno jednostruki događaji uz pojedine dvočestične koincidencije te se diskutira selektivnost pobuđivanja pojedinih stanja i struktura samih jezgara na koju oni ukazuju.

## 1 Uvod

Cilj je ovog rada proučavanje nuklearne reakcije  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ . Većina produkata te reakcije, kao i sami reaktanti, pripadaju masenom području oko nukleonskog broja  $A=10$ . Navedeno je područje zanimljivo zbog izrazito različitih struktura jezgara, koje se manifestiraju na bliskim energijama pobuđenja. Dakle, jako je teško većinu tih jezgara opisati unutar jednog modela. Zbog toga je prvi dio slijedećeg poglavlja posvećen kratkom opisu nekoliko mogućih modela, od standardnog modela ljusaka koji pretpostavlja neovisno gibanje nukleona, do raznih klusterskih modela koji pretpostavljaju grupiranje nukleona i veliku deformaciju jezgre. Preostali dio 2. poglavlja sadrži teorijska razmatranja potrebna za prepoznavanje detektiranih čestica i izračun odgovarajućih energetskih spektara.

U 3. se poglavlju opisuje eksperimentalni postav, što uključuje opis akceleratorskog sustava i korištenih energija te opis detektorskog sustava i elektroničkog lanca potrebnog za prikupljanje podataka. Nakon toga slijedi poglavlje sa rezultatima mjerenja i njihovom diskusijom, dok se u Zaključku ukratko ponavlja metodologija i rezultati seminara.

---

<sup>1</sup>oblika  $^6\text{Li} + \alpha$

## 2 Teorijska razmatranja

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

U potpoglavlju 2.2., razmatra se kinematika nuklearnih reakcija potrebna za određivanje 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 seminar. Unutar njih se obično pretpostavljaju efektivne nuklearne sile, ograničene baze stanja ili unaprijed zadane strukture da bi se zaobišao višestruki račun s realističnim nuklearnim interakcijama. Potrebno je napomenuti da su u zadnjih petnaestak godina realistični *Ab initio* izračuni postali mogući napretkom računala i zasad su napravljeni za jezgre  $A \leq 15$ . Takvi se izračuni neće razmatrati u okviru ovog seminara, ali je bitno spomenuti da se u njima klusterske strukture prirodno pojavljuju iz razmatranja same interakcije među nukleonima.

#### 2.1.1 Model ljusaka

Osnovna je pretpostavka ovog modela neovisno gibanje nukleona u srednjem nuklearnom potencijalu koji dolazi od  $\text{NN}^2$  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 procjep, odnosno popunjavaju određenu ljusku, morale bi biti dobro opisane ovim modelom.

Eksperimentalno je takvo ponašanje uočeno kod jezgara koje sadrže "magični" broj protona i neutrona, odnosno 2,8,20,28,50,82,126 nukleona obe 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 kvadupolnih 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  $s$  i angularnog momenta gibanja  $l$

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

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

---

<sup>2</sup>nukleon-nukleon

spin orbit člana  $\vec{l} \cdot \vec{s}$

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

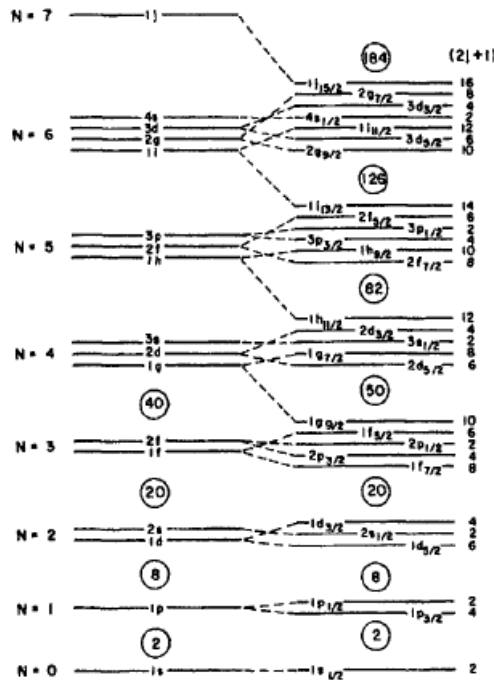
gdje je  $m$  masa nukleona, a  $\omega$  kružna frekvencija. Potonji je potencijal pogodniji za kvalitativna razmatranja s obzirom da je analitički rješiv i omogućava ilustrativno razmatranje energetske nivoe. Potrebno je samo, na dobro poznate svojstvene energije harmoničkog oscilatora s glavnim kvantnim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

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

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

$$\begin{cases} \frac{1}{2}l, & j = l + \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2}(l + 1), & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (4)$$

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 na slici 1. Precizan konačni rezultat, naravno, ovisi o odabiru radijalne ovisnosti koeficijenata  $f_u(r)$  i  $f_{ls}(r)$ , koje je potrebno integrirati s radijalnim dijelom valne funkcije.



Slika 1: prikaz jednočestičnih stanja nukleona u sferičnom modelu ljusaka. U drugom se stupcu stanja razdvajaju po vrijednosti  $l$  zbog centrifugalnog člana, uz standardne oznake razina po  $l-u^3$ . Daljnje razdvajanje u trećem stupcu,

<sup>3</sup>s,p,d,f,g,... razine odgovaraju  $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$  respektivno

posljedica je spin-orbit interakcije. Indeksi označavaju vrijednost ukupnog spina  $j$ . Preuzeto iz [1].

Osim za jezgre s dvostruko magičnim brojem nukleona, prethodno sferno-simetrično 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 sfernosimetričnog i njihova se jednočestična stanja ne uklapaju u prethodnu sliku. Za njih se može koristiti aksijalno simetrične efektivne potencijale npr. deformirani oblik potencijala (1)

$$V(r, \theta, \phi) = -V_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R(\theta, \phi)}{a(\theta, \phi)}\right) \right]^{-1} + f_{Is}(r, \theta, \phi)(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (5)$$

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

$$V(r, \theta, \phi) = \frac{m\omega^2 r^2}{2} + f_u(r, \theta, \phi)(\vec{l} \cdot \vec{l}) + f_{Is}(r, \theta, \phi)(\vec{l} \cdot \vec{s}) + V_\delta(r, \theta, \phi) \quad (6)$$

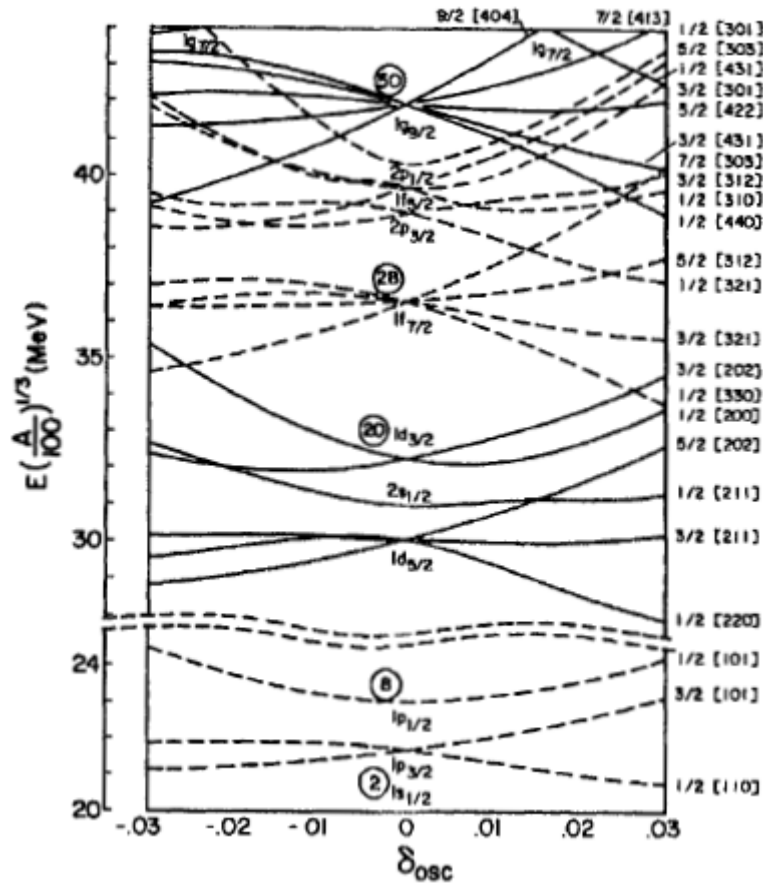
gdje je  $V_\delta$  potencijal koji uzrokuje deformaciju, a za koji se najčešće uzima kvadrupolni oblik

$$V_\delta(r, \theta, \phi) = -\frac{1}{3}\delta_{osc} \cdot m \cdot \omega^2 r^2 \sqrt{\frac{16\pi}{5}} Y_{20}(\theta, \phi) \quad (7)$$

gdje je  $\delta_{osc}$  mjera deformacije, a  $Y_{20}(\theta, \phi)$  kuglina funkcija. Model ljustaka koji koristi takav anizotropni potencijal harmoničkog oscilatora, obično se naziva Nilssonovim modelom. Njime se posebno dobro opisuju jezgre u području  $150 \leq A \leq 190$  i  $A \geq 230$ . Na slici 2, prikazana su jednočestična stanja dobivena unutar tog modela, u ovisnosti o parametru deformacije jezgre. Značenje oznaka za pojedina stanja razlikuju se u odnosu na Sliku 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 harmoničkog oscilatora -  $N$ , pod pretpostavkom da se pri konstrukciji baze prostora deformiranih stanja pomoću sferičnih stanja, ne dozvoljava miješanje sferičnih stanja različitih glavnih  $N$  ljustaka
- projekcija ukupnog spina  $j$  na os simetrije -  $\Omega$
- broj kvanata harmoničkog oscilatora u smjeru osi simetrije -  $n_3$
- projekcija orbitalnog kutnog momenta  $l$  na os simetrije -  $\lambda$ .

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



Slika 2: Nillsonova jednočestična stanja u ovisnosti o parametru deformacije. Oznake stanja nalaze se na desnom kraju. Preuzeto iz [1].

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

$$H \Psi_{\alpha}(r_1, \dots, r_A) = E_{\alpha} \Psi_{\alpha}(r_1, \dots, r_A) \quad (8)$$

gdje su  $E_{\alpha}$  i  $\Psi_{\alpha}$  A-čestične svojstvene energije i stanja, a  $H$  je ukupni hamiltonijan koji se može zapisati pomoću jednočestičnog  $h$  kao

$$H = \sum_{i=1}^A h(r_i) + \tilde{V} \quad (9)$$

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 odgo-

varajuću antisimetrizaciju

$$\Phi_k(r_1, \dots, r_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1) & \cdots & \varphi_1(r_A) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_A(r_1) & \cdots & \varphi_A(r_A) \end{vmatrix} \quad (10)$$

- zapis svojstvenih stanja kao linearne kombinacije vektora baze s koeficijentima  $C_k^\alpha$

$$\Psi_\alpha(r_1, \dots, r_A) = \sum_k C_k^\alpha \Phi_k(r_1, \dots, r_A) \quad (11)$$

- rješavanje (8) pomoću tako definiranih svojstvenih vektora, što se svodi na dijagonalizaciju matrice

$$\begin{pmatrix} H_{11} & \cdots & H_{1D} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{D1} & \cdots & H_{DD} \end{pmatrix} \quad (12)$$

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 je 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<sup>4</sup> koja se jako teško objašnjava na navedeni način. Njih se najčešće puno jednostavnije i prirodnije opisuje klsterskim modelima. Nekolicina tih modela, diskutira se u slijedećem potpoglavlju.

### 2.1.2 Klsterski modeli

Nukleonske nakupine dugog vremena poluživota<sup>5</sup>, koje su značajno<sup>6</sup> udaljene od ostalih nakupina ili pojedinačnih nukleona, nazivaju se klsterima. Pri opisu jezgre s takvim konstituentima, nužno se pretpostavlja jaka unutar-klsterska i

<sup>4</sup>uljezi - intruder states

<sup>5</sup>u odnosu na tipične vremenske skale gibanja nukleona u jezgri

<sup>6</sup>minimalno jedan promjer nakupine

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 klaster-ske strukture, danas se obično uzima jedan od tri mikroskopska modela:

- *Model rezonantnih grupa (RGM<sup>7</sup>)* - predefrirani klasteri među kojima se dopušta rezonantno osciliranje nukleona. Varijacijska stanja su antisimetrizirani produkt valnih funkcija pojedinih klastera<sup>8</sup> i njihovog relativnog gibanja. Rezultat je vrlo dobar opis pobuđenih klaster-skih stanja, a moguće je i dobiti određena ljuskasta stanja u granici čvrstog vezanja klastera. Međutim, primjena je modela ograničena na sustave s malim brojem klastera, primarno zbog netrivialnog postupka odvajanja unutarnjih i relativnih koordinata.
- *Model uvjeta ortogonalnosti (OCM<sup>9</sup>)* - 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<sup>10</sup>)* - 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 Slate-rove determinante sustava  $n$  klastera

$$\Psi(S_1, \dots, S_n) = n_0 \mathcal{A} \{ \Phi(C_1, S_1), \dots, \Phi(C_n, S_n) \} \quad (13)$$

gdje je  $n_0$  normalizacija,  $\mathcal{A}$  antisimetrizacijski operator, a  $C_i$  označava  $i$ -ti klaster na položaju  $S_i$ . Za valne funkcije pojedinih klastera  $\Phi$  najčešće se koriste funkcije harmoničkog oscilatora čiji su radijalni dijelovi prikazani na Slici 3.

$R_{1s}(r) = 2 \left( \frac{\nu^3}{\pi} \right)^{1/4} e^{-\nu r^2/2}$	$R_{1p}(r) = \sqrt{\frac{2^3}{3}} \left( \frac{\nu^5}{\pi} \right)^{1/4} r e^{-\nu r^2/2}$
$R_{1d}(r) = \sqrt{\frac{2^4}{15}} \left( \frac{\nu^7}{\pi} \right)^{1/4} r^2 e^{-\nu r^2/2}$	$R_{2s}(r) = \sqrt{\frac{2^3}{3}} \left( \frac{\nu^3}{\pi} \right)^{1/4} \left( \frac{3}{2} - \nu r^2 \right) e^{-\nu r^2/2}$
$R_{1f}(r) = \sqrt{\frac{2^5}{105}} \left( \frac{\nu^9}{\pi} \right)^{1/4} r^3 e^{-\nu r^2/2}$	$R_{2p}(r) = \sqrt{\frac{2^4}{15}} \left( \frac{\nu^5}{\pi} \right)^{1/4} \left( \frac{5}{2} - \nu r^2 \right) r e^{-\nu r^2/2}$
$R_{1g}(r) = \sqrt{\frac{2^6}{945}} \left( \frac{\nu^{11}}{\pi} \right)^{1/4} r^4 e^{-\nu r^2/2}$	$R_{2d}(r) = \sqrt{\frac{2^5}{105}} \left( \frac{\nu^7}{\pi} \right)^{1/4} \left( \frac{7}{2} - \nu r^2 \right) r^2 e^{-\nu r^2/2}$
$R_{3s}(r) = \sqrt{\frac{2^3}{15}} \left( \frac{\nu^3}{\pi} \right)^{1/4} \left( \frac{15}{4} - 5\nu r^2 + \nu^2 r^4 \right) e^{-\nu r^2/2}$	

<sup>7</sup> resonating group model

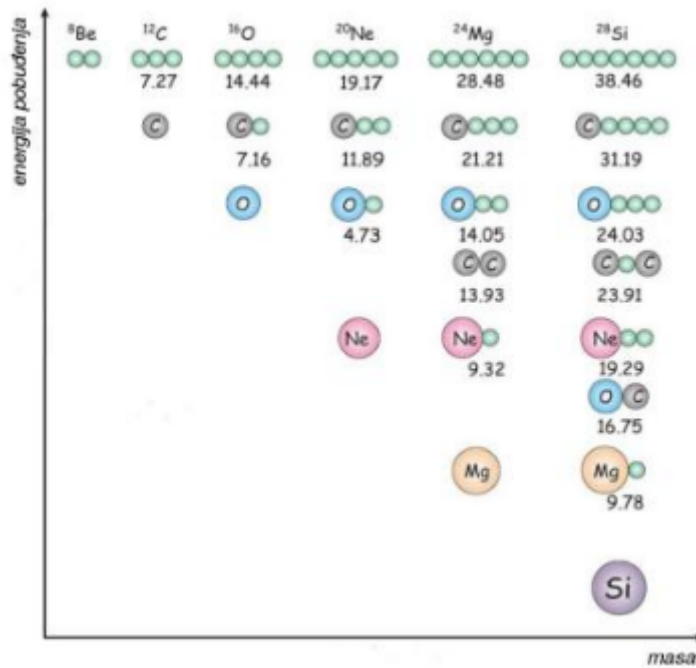
<sup>8</sup> najčešće se uzimaju valne funkcije harmoničkog oscilatora

<sup>9</sup> orthogonality condition model

<sup>10</sup> generator coordinate method

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

Valna funkcija (13), najčešće je korištena u modelima, a njen je najjednostavniji oblik onaj koji za sve klasterne pretpostavlja alfa<sup>11</sup> čestice u osnovnim 1s stanjima. Takva pojednostavljena funkcija, koristi se u Bloch-Brinkovom alfa klusterskom modelu koji jako dobro opisuje alfa-konjugirane<sup>12</sup> jezgre. Neke od njih su prikazane na slici 4. S obzirom da su alfa čestice najzastupljeniji, a je ujedno i prvi otkriveni klusterski oblik, navedeni model ima značajnu praktičnu, ali i povijesnu važnost<sup>13</sup>. Međutim, za jezgre koje nisu alfa-konjugirane, model je gotovo neupotrebljiv, primarno zbog toga što ne uključuje unutarnja pobudjenja klastera.



Slika 4: Ikedin dijagram alfa-konjugiranih jezgara. Energije pragova za raspad jezgara na pojedine klasterne u MeV-ima, prikazane su pokraj struktura. Klasteri se obično formiraju jako blizu tih pragova. Preuzeto iz [2].

Kao što je već spomenuto, prethodna su tri modela uglavnom polazišna točka modeliranja raznih mogućih klusterskih 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  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$  proučavane u ovom radu.

**Nuklearne molekule** Pa uzoru na molekularnu fiziku, pretpostavlja se da klasteri preuzimaju ulogu atoma, dok preostali nukleoni prate elektronsko ponašanje popunjavajući zajednička "molekularna" stanja. Takva stanja dolaze do izražaja

<sup>11</sup> $^4\text{He}$

<sup>12</sup>jezgre sastavljene od  $n$  alfa klastera,  $n \in \mathbb{N}$

<sup>13</sup>npr. opis Hoyleovog stanja jezgre  $^{12}\text{C}$



samo kod izrazito deformiranih jezgara, jer se inače efekti "molekularnog" vezanja ne mogu natjecati sa srednjim poljem. Najjednostavnije takve jezgre, izotopi su berilija koji se sastoje od dvije alfa čestice i jednog ili više valentnih nukleona. Njihova je struktura prikazana na Slici 5 zajedno sa raznim drugim mogućim kandidatima.

Eksperimentalno se takve strukture najčešće ispituju metodom rezonantne čestične spektroskopije<sup>14</sup>, 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.



Slika 5: prošireni Ikedin dijagram nuklearnih molekula sa alfa,  $^{16}\text{O}$  i  $^{14}\text{C}$  klasterima. Ispod struktura, prikazane su energije praga za raspad na konstituente. Preuzeto iz [3].

Slijede opisi dva modela koji najbolje opisuju molekulsku strukturu.

*Model molekulskih orbitala* - srednje polje klastera uzrokuje hibridizaciju<sup>15</sup> njihovih jednočestičnih orbitala što omogućuje vezanje klastera, odnosno stvaranje molekulskih orbitala. Njih se može graditi linearnim kombiniranjem jednočestičnih klusterskih orbitala  $\Phi_i$

$$\Psi = \sum_i C_i \Phi_i \quad (14)$$

<sup>14</sup>resonant particle spectroscopy

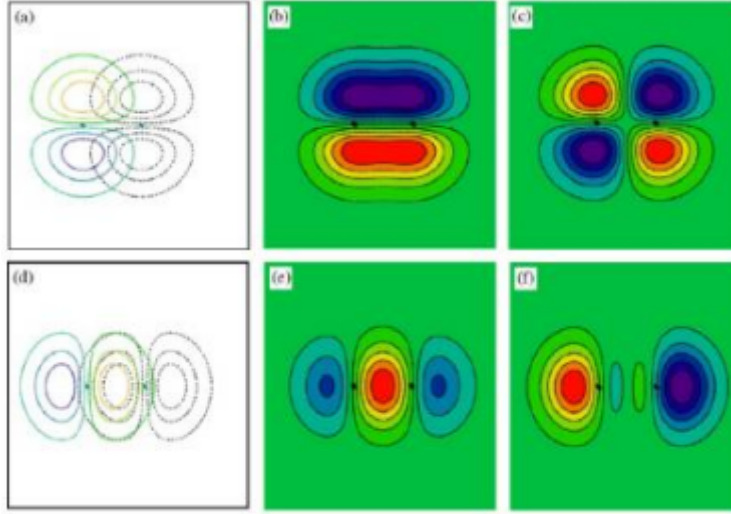
<sup>15</sup>stvaranje usmjerene orbitale kombiniranjem dostupnih jednočestičnih

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

Svojstva koja definiraju različite molekulske orbitale su projekcije  $m_l$  orbitalnog spina  $l$  i  $K$  ukupnog spina  $J$  na os simetrije te 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 6 su dane rezultatne molekulske orbitale u slučaju spajanja dviju čistih klusterskih  $p$ -orbitala. Takvo pojednostavljenje, dobar je početak razmatranja jezgara oko  $A = 10$ , s obzirom da su svi njihovi valentni nukleoni baš u području klusterskih  $p$ -orbitala. Rezultatne molekulske orbitale nazivaju se  $\sigma$  i  $\pi$ -orbitalama, ovisno o tome da li su klusterske orbitale usmjerene paralelno ili okomito na spojnicu klastera, respektivno. Posebno su zanimljive  $\sigma$  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 6: U prvom su stupcu prikazane dvije  $p$ -orbitale, okomite (a) i paralelne (d) na spojnicu klastera. Zbroj tih orbitala daje vezujuće orbitale  $\pi_u$  (b) i  $\sigma_g$  (e), dok razlika daje razvezujuće orbitale  $\pi_g^*$  (c) i  $\sigma_u^*$  (f). Projekcije orbitalnog spina su  $m_l(\pi) = 1$  i  $m_l(\sigma) = 0$ . Preuzeto iz [4].

*Antisimetrizirana molekularna dinamika (AMD<sup>16</sup>)* - 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  $\Phi_i$ , čime ukupna funkcija (13) za jezgru masenog broja  $A$  postaje

$$\Psi_{AMD}(\mathbf{Z}) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \mathcal{A} \{ \Phi_1, \dots, \Phi_A \} \quad (15)$$

<sup>16</sup>Antisymmetrized molecular dynamics

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

$$\varphi_{\mathbf{X}_i}(\mathbf{r}_j) \propto \exp \left[ -\nu \left( \mathbf{r}_j - \frac{\mathbf{X}_i}{\sqrt{\nu}} \right)^2 \right] \quad (16)$$

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

$$\chi_{\varepsilon_i} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} + \varepsilon_i \\ \frac{1}{2} - \varepsilon_i \end{pmatrix} \quad (17)$$

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  $\varepsilon_i$  i  $\mathbf{X}_i$ . U modernim se VAP<sup>17</sup> računima prije varijacije projiciraju spin i paritet čime valna funkcija poprima oblik  $\Psi = P_{MK}^{J\pm} \Psi_{AMD}(\mathbf{Z})$ . Svaka projicirana funkcija odgovara jednoj konfiguraciji.

Prednosti AMD-a je fleksibilnost, odnosno mogućnost dobivanja i ljuskastih i klusterskih konfiguracija što uvelike ovisi o izboru NN interakcije. Osim toga, korisna je i mogućnost odvojenog dobivanja neutronske i protonske gustoće koje jasno pokazuju raspodjelu klastera i valentnih nukleona, ako oni postoje.

Sličan, ali još fundamentalniji račun, daje fermionska molekularna dinamika (FMD<sup>18</sup>), koja dopušta i variranje širine gaussijana  $\nu$ . FMD sadrži i bazičniju NN interakciju što zajedno s dodatnim varijacijama, iznimno komplicira račun. Međutim dobivena rješenja, uglavnom se ne razlikuju značajno od AMD-ovih. Bez obzira na korištenje malog broja 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 računa.

**Bose-Einsteinovi kondenzati** Pretpostavlja se kondenziranje nukleona u skup slabo koreliranih alfa čestica, koje se nalaze u osnovnim 1s stanjima. Za opis tih stanja se može uzeti 1s funkcija harmoničkog oscilatora kao u već diskutiranom Bloch-Brinkovom alfa klusterskom 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  $\rho = 0.17/5 \text{ fm}^{-3}$ . Uništenje kondenzata uzrokuje odbojni alfa-alfa dio interakcije, i promjena u unutarnjoj strukturi alfa klastera zbog djelovanja Paulijevega 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, kad su u stanju najveće deformacije, odnosno najmanje koncentracije. Od njih je svakako najzanimljivije poznato rezonantno Hoyleovo stanje jezgre  $^{12}\text{C}^{19}$ ,

<sup>17</sup>variation after projection

<sup>18</sup>Fermionic molecular dynamics)

<sup>19</sup>drugo pobudeno  $0^+$  stanje

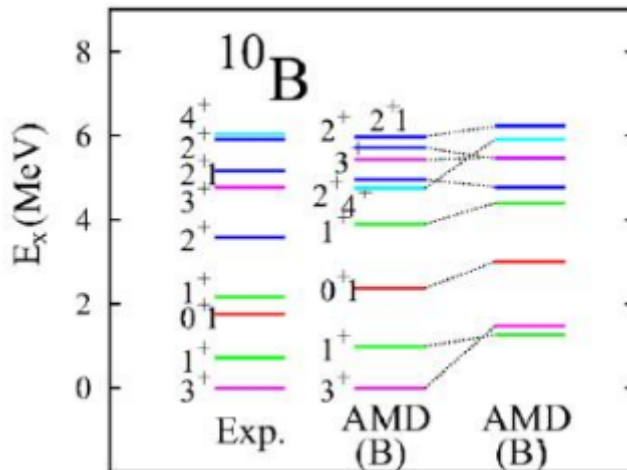
koje je ključno za nukleosintezu ugljika iz helija u crvenim divovima. Međutim, pojedini rezultati AMD računa pokazuju da su neka stanja jezgara koje nisu alfa-konjugirane, jako slična Hoyleovom stanju, odnosno da bi se formalizam alfa kondenzata mogao primjenjivati i na takve jezgre. To su primarno jezgre sa jednim nukleonom više ili manje od alfa-konjugiranih, primjerice  $^{13}\text{C}$  i  $^{11}\text{B}$ , koje bi imale mješavinu razrijeđenih i molekulskih stanja.

### 2.1.3 Primjer: jezgra $^{10}\text{B}$

Jezgra  $^{10}\text{B}$  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 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  $T = 1$ , na stanjima se javljaju rotacijske vrpce velikog momenta inercije. Ta činjenica, uz nemogućnost resproduciranja  $\text{EM}^{20}$  prijelaza među stanjima, zahtjeva upotrebu klusterskih modela.

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

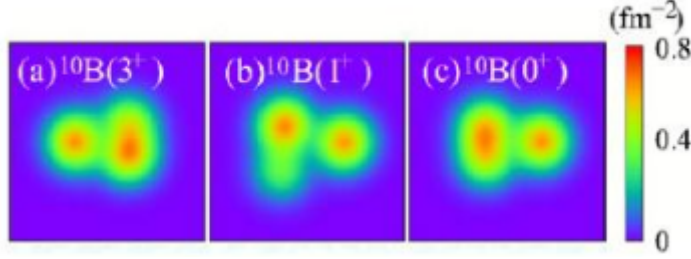
Najnoviji izračuni koriste već diskutirani AMD+VAP model, uz efektivnu NN interakciju prilagođenu na reproduciranje  $\alpha - \alpha$  raspršenja i spin orbit interakcije u jezgri  $^9\text{Be}$ . Prikaz dva takva izračuna s interakcijama B i B', dan je Slici 7. Razlika dviju interakcija, nalazi se u spin orbit članu, koji je u slučaju B veći za 300 MeV-a, odnosno točno odgovara onoj iz  $^9\text{Be}$ . 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 deuteronu gdje je T=0 vezanje iznimno favorizirano, u jezgri je populacija T=1 stanja donekle usporediva.



<sup>20</sup>elektromagnetski

Slika 7: spektar energija pobuđenja jezgre  $^{10}\text{B}$ . Prvi stupac prikazuje eksperimentalne vrijednosti, dok su druga dva dobivena AMD+VAP računom uz korištenje interakcija B i B'. Preuzeto iz [5].

Na Slici 8, prikazane su raspodjele gustoća za tri najniža stanja dobivena također AMD+VAP metodom. Sva imaju više ili manje izraženu klustersku strukturu, s time da spin-orbit interakcija značajno utječe na prostornu raširenost, odnosno razdvajanje  $pn$  para od klastera. Iz toga se vidi da je proučavanje  $d$  klastera, odnosno  $pn$  parova, iznimno bitno za pravilan opis klusterskih stanja.



Slika 8: raspodjela gustoće dobivena AMD+VAP modelom za prva tri stanja jezgre  $^{10}\text{B}$ . Redom stanja ( $J = 3^+, T = 0$ ), ( $1^+, 0$ ) i ( $0^+, 1$ ). Preuzeto iz [5].

## 2.2 Kinematika nuklearnih reakcija

U ovom se potpoglavlju razmatra izračun energije pobuđenja unutar dvočestičnih reakcija i relativna energija dviju čestica unutar tročestičnih reakcija. Zbog relativno malih energija korištenih u nuklearnim eksperimentima, koriste se nerelativističke relacije, a  $Q$  vrijednost reakcije je standardno definirana kao

$$Q = (m_{aA} - m_{bB}) \cdot c^2 \quad (18)$$

gdje je  $c$  brzina svjetlosti, a  $m_{aA}$  i  $m_{bB}$  su zbroj masa čestica prije i poslije reakcije, respektivno.

### 2.2.1 Energija pobuđenja u dvočestičnim reakcijama

Na slici 9, prikazana je shema dvočestične reakcije  $A(a, b)B^{21}$  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 da bi reakcija bila u potpunosti kinematički određena. Kosinusov teorem za osjenčani trokut impulsa čestica daje

$$|\vec{p}_b|^2 = |\vec{p}_a|^2 + |\vec{p}_B|^2 + 2|\vec{p}_a||\vec{p}_B|\cos\theta_B \quad (19)$$

što se može pretvoriti u izraz za energije, korištenjem  $|\vec{p}_i|^2 = 2M_i E_i$ . 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

$$E_x = Q_0 + E_a - E_b - E_B. \quad (20)$$

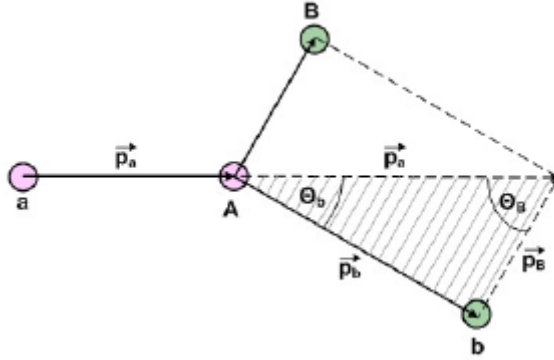
<sup>21</sup>a-projektil, A-meta, b i B produkti reakcije

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

$$E_x = Q_0 + \frac{M_B - M_a}{M_B} E_a - \frac{M_B + M_b}{M_B} E_b + \frac{2}{M_B} \sqrt{M_a M_b E_a E_b} \cos \theta_b \quad (21)$$

odnosno iz izmjerenih vrijednosti energije  $E_b$  i kuta  $\theta_b$  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 (21).



Slika 9: dvočestična nuklearna reakcija. Preuzeto iz [7].

### 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 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

$$E_{rel} = \frac{\mu}{2} (\vec{v}_1^2 - \vec{v}_2^2) = \frac{\mu}{2} (\vec{v}_1^2 + \vec{v}_2^2 - 2 |\vec{v}_1| |\vec{v}_2| \cos \theta_{12}) \quad (22)$$

gdje je  $\mu$  reducirana masa, a  $\theta_{12}$  kut između čestica za koje vrijedi

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (23)$$

$$\cos \theta_{12} = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (24)$$

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

$$E_x = E_{rel} + E_{prag} \quad (25)$$

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

Dvije detektirane čestice, naravno, ne moraju dolaziti iz složene jezgre. Moguće je da jedna od njih dolazi iz složenog stanja sa nedetektiranom česticom. U načelu je potrebno testirati sve opcije, no u okviru ovog seminara obrađuje se samo jedna tročestična reakcija za koju je očito porijeklo dviju detektiranih čestica.

### 2.3 Bethe formula

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

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I} \right) \right] \quad (26)$$

gdje je  $\epsilon_0$  permitivnost vakuumu,  $e$  jedinični naboj,  $m_e$  masa elektrona,  $v$  brzina čestice,  $z$  protonski broj čestice, a  $n$  elektronska koncentracija u materijalu za koju vrijedi

$$n = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A \cdot M_u} \quad (27)$$

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

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

## 3 Eksperimentalni postav i mjerenja

Na Slici 10, prikazana je generička 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<sup>22</sup> u talijanskom gradu Cataniji.

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

$$E = V(Z + 1)e \quad (28)$$

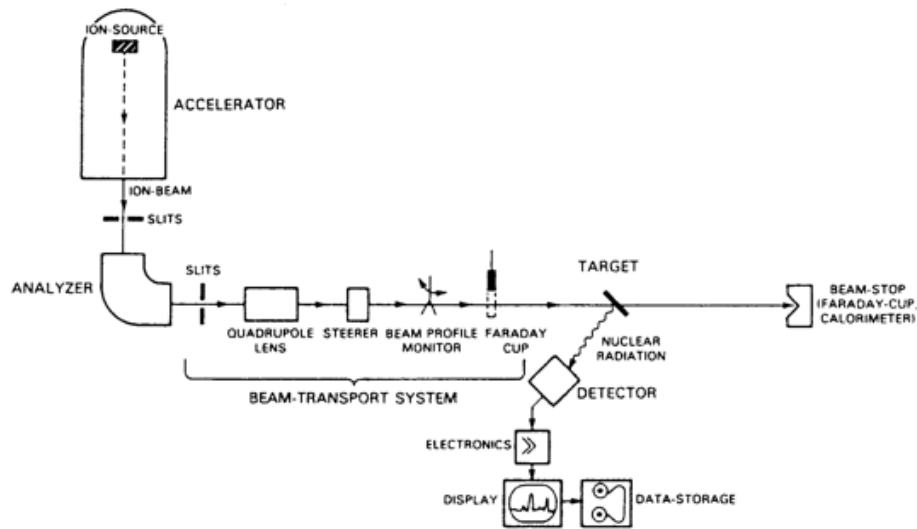
gdje je  $Z$  atomski broj elementa, a  $e$  iznos jediničnog naboja. Ovaj proces, prikazan je na Slici 11.

<sup>22</sup>Istituto Nazionale di Fisica Nucleare

<sup>23</sup>sputering source

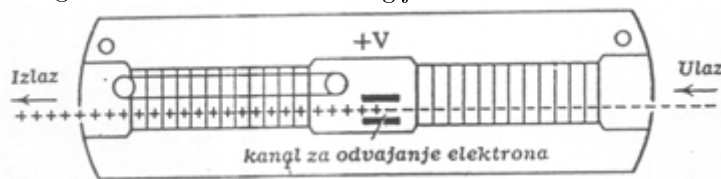
<sup>24</sup>visokonaponska elektroda

<sup>25</sup>stripper, tanka folija ugljika



Slika 10: generička shema eksperimentalnog postava za mjerenja u nuklearnoj fizici.

**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  $\approx 1\text{mm}$ . Mete se nalaze u komori za mjerenje tipa CT2000 promjera 2m i visine 1m što omogućava smještanje velikog broja detektora i lako rukovanje s postavom. Visoki vakuum  $\approx 0.1\text{mPa}$  u komori, održava se rotacijskim pred pumpama i dvjema turbomolekulskim pumpama. Držać<sup>26</sup> meta, nalazi se na postolju koje se može rotirati što omogućava postavljanje mete okomito na dolazni snop. Sve mete korištene u eksperimentu, prikazane su u Tablici 1. Podloge meta, ako postoje, uvijek su bile okrenute prema snopu. U njima se gubilo oko 0.007 MeV-a energije.



Slika 11: Tandem Van de Graaff akcelerator. Ioni se dvaput ubrzavaju istom razlikom potencijala, uz prolazak kroz ogoljivač elektrona u sredini. Najviša rezultatna energija jednaka je  $V(Z + 1)e$ .

<sup>26</sup>mesing



meta	debljina	podloga
$^{10}\text{B}$	$119 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	formvar ( $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ ) $4\mu\text{g}/\text{cm}^2$
$^{10}\text{B}$	$106 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	formvar ( $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ ) $4\mu\text{g}/\text{cm}^2$
$^{197}\text{Au}$	$111 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	-
$\text{CH}_2$	$64 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	-
$\text{TiO}$	$179 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	ugljik $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$

Tablica 1: mete korištene u eksperimentu. Preuzeto iz [6].

**Detektorski sustav** Detektorski je sustav sastavljen od četiri detektora, tzv. nuklearna teleskopa, koji su u parovima postavljeni na dvije nezavisne ploče<sup>27</sup> unutar komore, čiji se položaji kontroliraju vanjskim sustavom. To omogućuje mijenjanje kuteva otklona detektora tijekom eksperimenta. Odabrani iznosi kuteva, prikazani su u Tablici 2, a shema sustava na Slici 12.

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

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

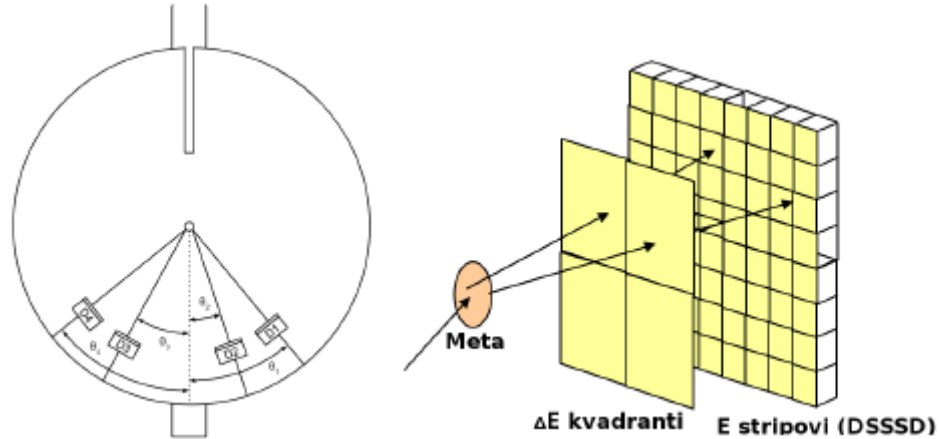
$$E_{diff} = 2 \left| \frac{E_f - E_b}{E_f + E_b} \right| \cdot 100 \quad (29)$$

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 13.

konfiguracija	$\Theta_1$	$\Theta_2$	$\Theta_3$	$\Theta_4$	oznaka detektora	debljina $\Delta E$ ( $\mu\text{m}$ )	debljina E ( $\mu\text{m}$ )
					D1	64	492
postav 1	$40^\circ$	$20^\circ$	$20^\circ$	$40^\circ$	D2	67	1003
postav 2	$40^\circ$	$20^\circ$	$30^\circ$	$50^\circ$	D3	59	998
postav 3	$46^\circ$	$26^\circ$	$33^\circ$	$53^\circ$	D4	57	498

<sup>27</sup>tzv. ruke<sup>28</sup>model MSQ25-65<sup>29</sup>double sided silicon strip detector, model W1(DS)<sup>30</sup>slojevi  $\text{SiO}_2$  širine  $100 \mu\text{m}$ <sup>31</sup>veza amplitude linearna i konstantna za vrijeme mjerenja

Tablice 2 i 3: postavi detektora u ovisnosti o kutevima i debljina pojedinih dijelova. Preuzeto iz [6]



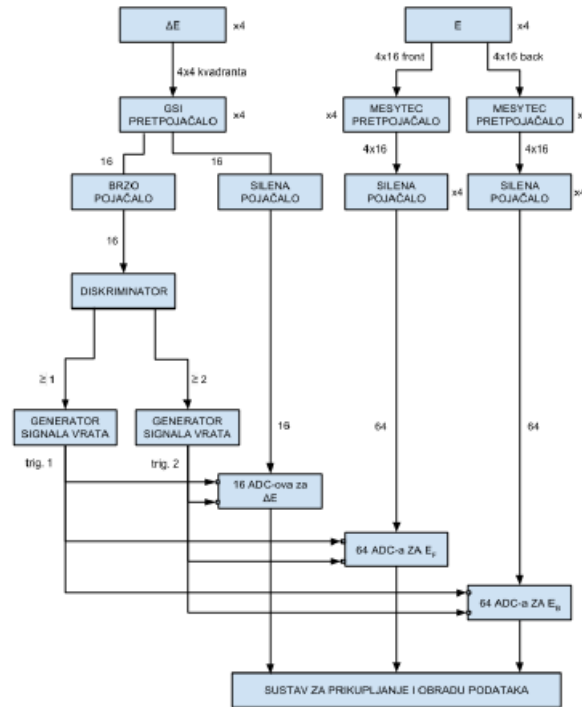
Slike 12 i 13: shema detektorskog sustava s kutevima otklona prema snopu i skica pojedinih teleskopa sastavljenih od tankih  $\Delta E$  i debelih E detektora. Preuzeto iz [6].

**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 14. Signali iz kvadranta tankog i stripova debelog detektora, vođeni su kroz sustav višekanalnih pretpojačala GSI ili MESYTECH i pojačala SILENA, do analogno-digitalnih pretvarača (ADC) spojenih na računalo.

Brzi signali iz tankog detektora vođeni preko brzog pojačala i diskriminatora, korišteni su kao okidači<sup>32</sup> za generiranje signala vrata. On aktivira sve slijedeće jedinice u sklopu, odnosno ADC-ove, i njegov je oblik i trajanje moguće podešavati. Dva odabrana principa rada su:

- jednostruki (single) - u kojem se signal vrata generira čim iz tankih detektora dolazi 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.

<sup>32</sup>triggeri



Slika 14: shema elektroničkog lanca. Preuzeto iz [6].

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 netrivialnim poslom, a cilj eksperimenta ionako nisu bili diferencijalni udarni presjeci, već primarno energetske spektri.

Svi skupovi mjernih podataka, dobiveni kombiniranjem raznih postavki navedenih u ovom poglavlju, dani su u Tablici 4. U okviru ovog seminara, korišteni su podatci iz skupova 1S i 1C, dobiveni na meti  $\text{CH}_2$ .

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

Tablica 4: svi izmjereni skupovi podataka. Preuzeto iz [6].

## 4 Rezultati i analiza mjerenja

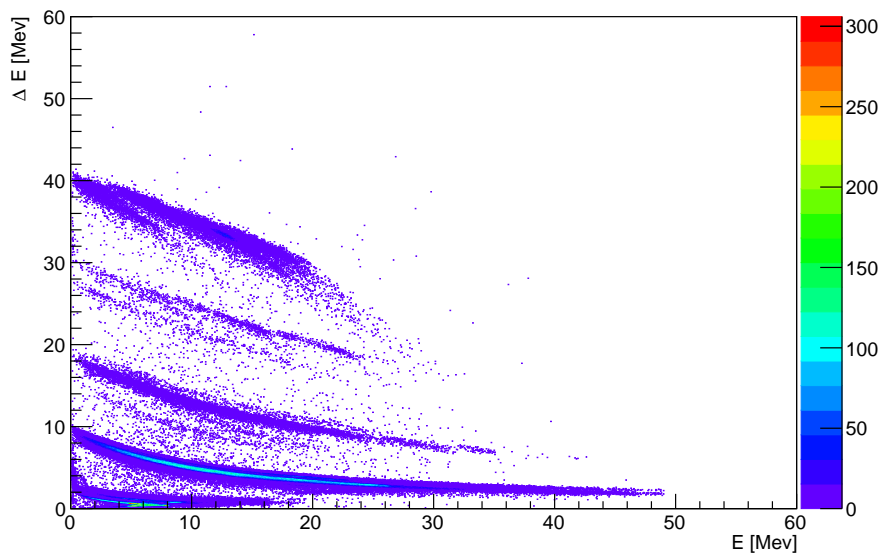
Potpoglavlje 4.1., posvećeno je identifikaciji čestica iz dobivenih podataka, dok se u potpoglavljima 4.2. i 4.3. prikazuju i diskutiraju energetske spektre dobiveni iz jednostrukih (single) i koincidentnih mjerenja, respektivno.

### 4.1 Identifikacija čestica

Identifikacija čestica se provodi na  $\Delta E$ - $E$  histogramima, koji za svaku česticu prikazuju ovisnost gubitka energije u tankom detektoru  $\Delta E$ , o gubitku energije u debelom detektoru  $E$ . Na Slici 15, prikazan je jedan takav histogram koji uključuje sve detektirane čestice. Na njemu su jasno vidljive odvojene linije, tzv. banane. Korištenjem Betheove formule (26), te linije se mogu pridjeliti različitim jezgrama i njihovim izotopima. Rezultat su jezgre u masenom rasponu  $^1\text{H}$ – $^{10}\text{B}$ .

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  $^1\text{H}$  i njegove izotope to uvijek vrijedi.

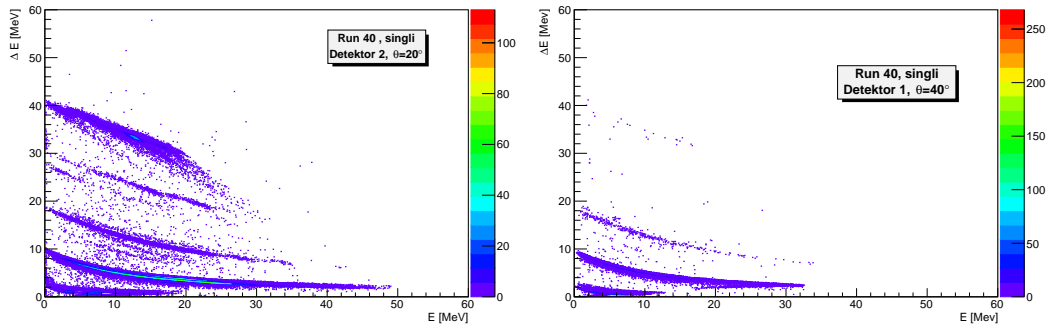
Uz vodik, alfa čestice dominiraju izlaznim kanalima. To uzrokuje efekt superpozicije signala, koji je vidljiv području između litija i helija, odnosno između 10 i 20 MeV-a  $\Delta E$  energije. Drugim riječima, nekoliko čestica istovremeno prolazi kroz kvadrant tankog detektora pa ih, u slučaju da se u debelom detektoru ne registriraju kao različite, sustav detektira kao jednu česticu. Najizgledniji kandidati za takve događaje su  $\alpha + \alpha$ ,  $\alpha + p$ ,  $\alpha + \alpha + p$  i slične reakcije.



Slika 15:  $\Delta E$ - $E$  histogram koji uključuje sve detektirane čestice.

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 16, prikazani su jednostruki događaji iz single

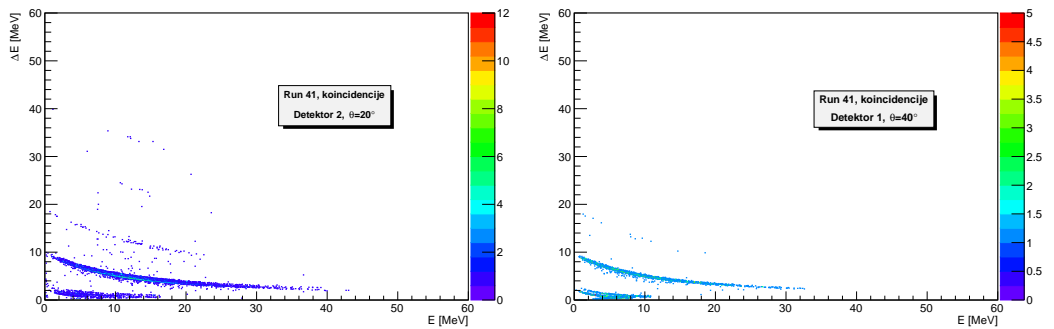
načina mjerenja, za dva različita detektora. Iz njih se jasno vidi kako se čestice veće mase slabije otklanjaju od smjera snopa, odnosno da ih uopće nema na detektoru 1 koji se nalazi na stražnjim kutovima.



Slika 16:  $\Delta E$ - $E$  histogrami za single način mjerenja. Lijevi podatci dolaze od detektora na prednjim kutevima, a desni od detektora na stražnjim.

Na Slici 17 je dana ista usporedba prednjih i stražnjih kutova, za slučaj dvočestičnih koincidentnih događaja uz koincidentni način mjerenja. Zbog samog načina mjerenja, teške se čestice uočavaju samo kad su u koincidenciji sa šumom u mjerenju. S obzirom da je prag za detekciju u eksperimentu postavljen relativno nisko, takvih događaja ipak ima.  $^6\text{Li}$  je najteža čestica koja sudjeluje u višestručnim reakcijama, ali u sklopu ovog seminara razmatrat će se samo određeni kanali daleko zastupljenijih alfa čestica.

Na oba grafa je jasno uočljiv pad statistike u odnosu na single mjerenja.



Slika 17:  $\Delta E$ - $E$  histogrami za single način mjerenja. Lijevi podatci dolaze od detektora na prednjim kutevima, a desni od detektora na stražnjim.

Dodatno pročišćavanje podataka, radi se razmatranjem samo pojedinih kvadranta tankih detektora, ali već i histogrami s prethodne dvije slike, dovoljno su dobri za obavljanje rezova podataka za pojedine čestice. U sklopu ovog seminara, daljna će se analiza obavljati nad  $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$  i  $^{10}\text{B}$  jezgama iz single mjerenja, i  $\alpha + \alpha$  detekciji iz oba mjerenja.

## 4.2 Jednostruki događaji

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

Na slici 18 je prikazan spektar  $^{12}\text{C}$  dobiven iz detekcije jezgri  $^{10}\text{B}$  pomoću relacije (21). Broj detektiranih čestica korišten u analizi je 25781. To je barem za red veličine više od bilo koje druge razmatrane reakcije, što je i očekivano s obzirom da se radi o (ne)elastičnom raspršenju. Dobiveni spektar je 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 nečistoća u meti, nehomogenosti mete ili nesavršenoj kalibraciji.

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

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

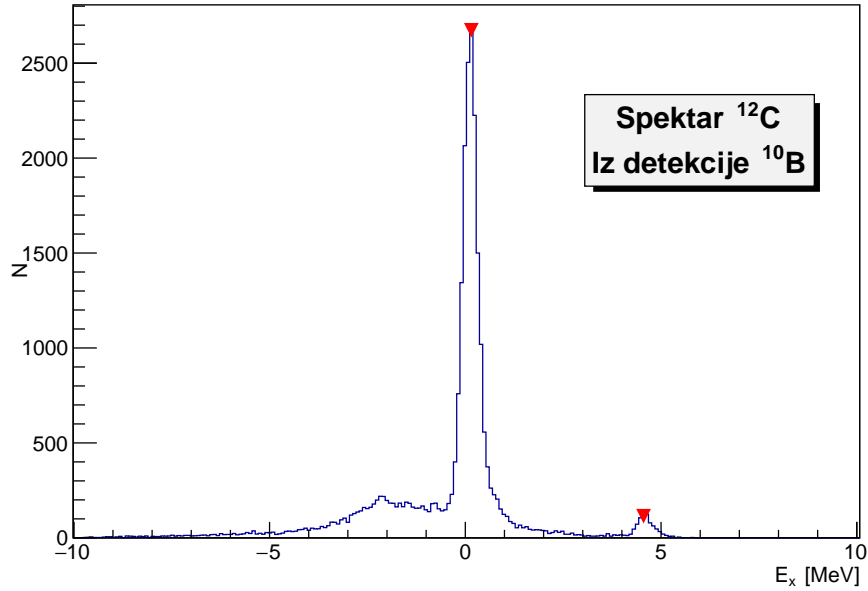
gdje su  $\sigma_i$  odgovarajuće standardne devijacije. Za usporedbu su uzeti spektri iz baze TUNL<sup>33</sup>, koji iznose

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

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja  $J^\pi$ . 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 vrh koji se nalazi u negativnom području, nije bilo moguće prilagoditi jednostavne gaussijane. Njegovo postojanje se vjerojatno može pripisati raspršenju na nečistoćama u meti. Vrstu nečistoće bi dalje bilo moguće pogađati, odnosno koristiti druge mase u izrazu (21) tako da rezultati pređu na pozitivne energije. Taj je postupak van dometa ovog seminara.

<sup>33</sup>Triangular Universities Nuclear Laboratory



Slika 18: spektar  $^{12}\text{C}$  dobiven iz detekcije jezgri  $^{10}\text{B}$ . Crvene strelice označavaju moguće vrhove.

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

Na slici 19 je prikazan spektar  $^{13}\text{N}$  dobiven iz detekcije jezgri  $^9\text{Be}$  pomoću relacije (21). Broj detektiranih čestica korišten u analizi je 1240. Iz tog broja je očit već spomenuti pad statistike u odnosu na (ne)elastična raspršenja. Dobiveni spektar je potrebno pomaknuti za 0.11 MeV-a ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV.

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

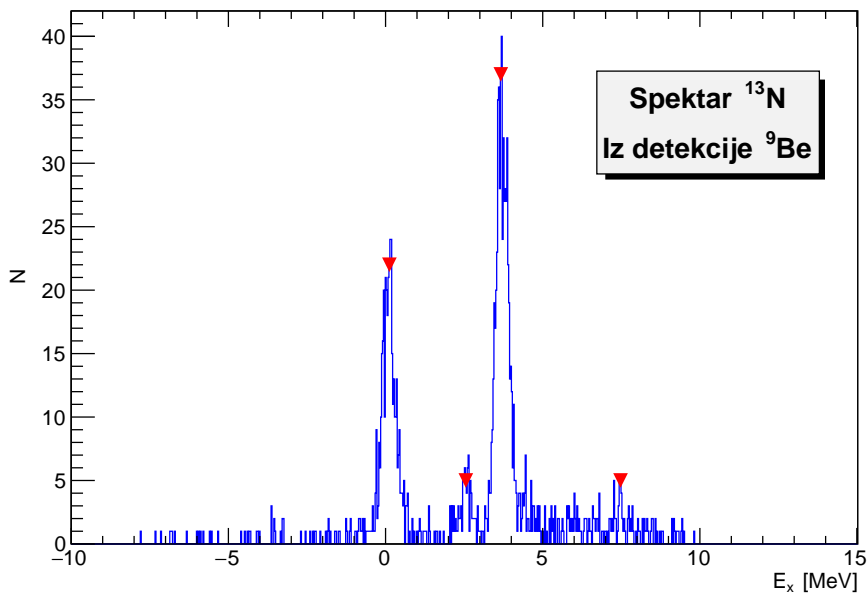
$$\begin{cases} E_1 = (0 \pm 0.01)\text{MeV}, & \sigma_1 = (0.23 \pm 0.01)\text{MeV} \\ E_2 = (2.46 \pm 0.03)\text{MeV}, & \sigma_2 = (0.21 \pm 0.04)\text{MeV} \\ E_3 = (3.61 \pm 0.01)\text{MeV}, & \sigma_3 = (0.20 \pm 0.01)\text{MeV} \\ E_4 = (7.4 \pm 0.1)\text{MeV}, & \sigma_4 = (0.3 \pm 0.1)\text{MeV}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

gdje su  $\sigma_i$  odgovarajuće standardne devijacije. Za usporedbu su uzeti spektri iz baze TUNL<sup>34</sup>, koji iznose

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

<sup>34</sup>Triangular Universities Nuclear Laboratory

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja  $J^\pi$ . U dva slučaja dani su parovi stanja na bliskim energijama, koji bi mogli odgovarati izmjerenim vrijednostima. U slučaju  $E_3$  gotovo sigurno je riječ o kombinaciji oba stanja iz para, dok je za  $E_4$  to teško tvrditi zbog puno manje statistike i većeg razmaka stanja u paru. Veća je vjerojatnost da vrh u potpunosti odgovara stanju na 7.38 MeV-a, koje se kao i sva niža stanja može objasniti u okviru modela ljusaka, pomicanjem valentnog protona u  $p_{1/2}$  i  $d_{5/2}$  ljuske.



Slika 19: spektar  $^{13}\text{N}$  dobiven iz detekcije jezgri  $^9\text{Be}$ . Crvene strelice označavaju moguće vrhove.

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

Na slici 20 je prikazan spektar  $^{15}\text{N}$  dobiven iz detekcije jezgri  $^7\text{Be}$  pomoću relacije (21). Broj detektiranih čestica korišten 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. Pogreške u rezultatima su stoga značajnije, a dobiveni spektar je potrebno pomaknuti za 0.206 MeV-a ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV.

Kao što je vidljivo sa slike, mogućih vrhova ima jako puno. Oni na kojima su se mogle prilagoditi funkcije gaussijanskog oblika su

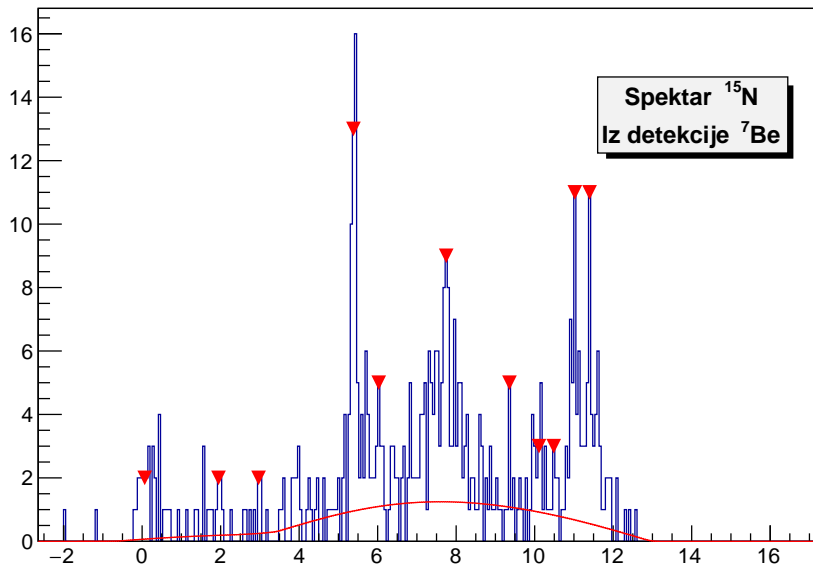
$$\begin{cases} E_1 = (0 \pm 0.2)\text{MeV}, & \sigma_1 = (0.3 \pm 0.2)\text{MeV} \\ E_2 = (5.20 \pm 0.05)\text{MeV}, & \sigma_2 = (0.3 \pm 0.1)\text{MeV} \\ E_3 = (7.52 \pm 0.05)\text{MeV}, & \sigma_3 = (0.2 \pm 0.1)\text{MeV} \\ E_4 = (11.02 \pm 0.04)\text{MeV}, & \sigma_4 = (0.11 \pm 0.04)\text{MeV}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



gdje su  $\sigma_i$  odgovarajuće standardne devijacije. Za usporedbu su uzeti spektri iz baze TUNL<sup>35</sup>, koji iznose

$$\begin{cases} E_1^T = 0 \text{ MeV}, & J^\pi = 1/2^- \\ E_2^T = 5.2702 \text{ MeV}, 5.2989 \text{ MeV}, & J^\pi = 5/2^+, 1/2^+ \\ E_3^T = 7.301 \text{ MeV}, 7.567 \text{ MeV} & J^\pi = 3/2^+, 7/2^+ \\ E_{4,5}^T = 10.804 \text{ MeV}, 11.29 \text{ MeV}, 11.615 \text{ MeV}, & J^\pi = 3/2^+, 1/2^-, 1/2^+ \end{cases}$$

gdje su dani i ukupni spinovi i pariteti stanja  $J^\pi$ . U 4 slučaja dano je više mogućnosti koje bi mogle odgovarati izmjerenim energijama. Za slučaj  $E_2$  gotovo sigurno je riječ o kombinaciji dvaju stanja, dok je za energije  $E_3$ ,  $E_4$  i  $E_5$  jako teško reći kojim bi točno kombinacijama stanja odgovarale. Spinovi prva 3 stanja, lako se uklapaju u sliku popunjene neutronske ljuske i valentnog protona koji popunjava stanja  $p_{1/2}$  ili  $d_{5/2}$ . Stanje sa  $J^\pi = 7/2^+$  bi zahtjevalo i istovremeno pobuđenje protona iz sredice na  $p_{1/2}$ , dok bi se svi ostali spinovi mogli objasniti u okviru  $d_{5/2}$ . Podatci s TUNL-a daju veliku napućenost stanja između 7 i 11 MeV-a, tako da je moguće da postoji i rotacijska vrpca koja bi obuhvaćala neka od tih stanja. Za to bi ipak bilo potrebno uključiti dodatne vrhove iz grafa, za što bi iznimno korisna bila dodatna statistika odnosno broj detekcija  $^7\text{Be}$ .



Slika 20: spektar  $^{15}\text{N}$  dobiven iz detekcije jezgri  $^7\text{Be}$ . Crvene strelice označavaju moguće vrhove. Crvena linija modelira pozadinu.

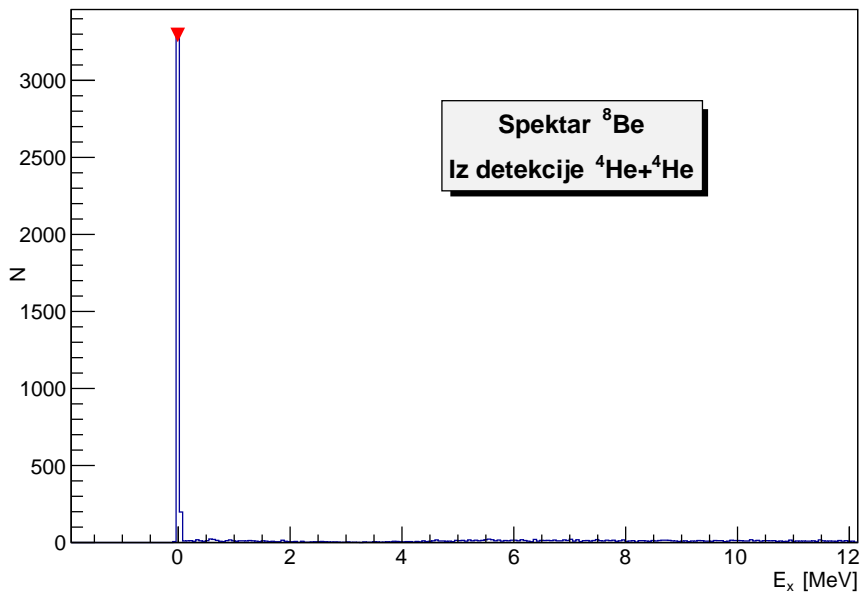
<sup>35</sup>Triangular Universities Nuclear Laboratory

### 4.3 Dvočestične koincidencije

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

Na slici 21 je prikazan spektar  $^8\text{Be}$  dobiven iz detekcije jezgri  $\alpha + \alpha$  pomoću relacija (22)-(25). Broj detektiranih čestica korišten u analizi je 6182, odnosno uočeno je 3096 koincidencija dvije alfa čestice. Dobiveni spektar je potrebno pomaknuti za 0.001 MeV-a ulijevo da bi osnovno stanje palo točno na 0 MeV. Taj pomak je za otprilike dva reda veličine manji od onih u prethodnim mjerenjima, što je vjerojatno posljedica razmatranja lakših jezgara na koje nehomogenosti i nečistoće manje djeluju.

Sa slike je jasno vidljiv samo jedan vrh, koji se nalazi u usnovnom stanju na 0 MeV-a. S obzirom da je  $^8\text{Be}$  jako 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. Mali broj detekcija koji se ravnomjerno raspoređuje po višim energijama, vjerojatno pripada alfa česticama iz nekih drugih reakcija.



Slika 21: spektar  $^8\text{Be}$  dobiven iz detekcije jezgri  $\alpha + \alpha$  Crvene strelice označavaju moguće vrhove.

## 5 Zaključak

U ovom je radu proučavana nuklearna reakcije  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$  u svrhu proučavanja raznih jezgara u masenom području oko  $A = 10$ .

U teoretskom dijelu, opisan je određen broj ljuskastih i klusterskih modela za strukturu jezgara. Također su dane nerelativističke relacije potrebne za kinematički opis reakcija, kao i Betheova formula koja opisuje gubitak energije

čestica pri prolasku kroz određeni materijal. Navedeno je korišteno za analizu podataka i diskusiju dobivenih rezultata.

Obrađeni podaci dolaze iz mjerenja naleta projektila  $^{10}\text{B}$  s energijom 50 MeV na metu  $\text{CH}_2$ , u dva moda mjerenja; jednostrukom i koincidentnom. Taj je skup podataka dio većeg eksperimenta, koji uključuje razne druge mete, energije i kutne postavbe, opisane u poglavlju 3.

Energetski spektri dobiveni iz jednostrukih događaja, uglavnom prikazuju selektivna pobuđenja jednočestičnih stanja čiji se spinovi mogu opisati modelom ljsaka. Moguće je da su kompleksnije strukture prisutne u spektru  $^{15}\text{N}$ , ali ih je potrebno dodatno analizirati uz drugačije pokušaje gaussijanske prilagodbe i modeliranje pozadinskog šuma. Taj proces nije jednostavan zbog relativno malog broja detekcija odgovarajućih čestica.

Jedna analizirana dvočestična koincidencija  $\alpha + \alpha$ , daje jasne naznake o porijeklu alfa čestica iz raspada osnovnog stanja složene jezgre  $^8\text{Be}$ . Nemogućnost pobuđenja viših stanja te jako nestabilne jezgre potvrđuje čvrstu vezanost alfa klastera od kojih se sastoji.

## Literatura

- [1] Samuel S.M. Wong, "Introductory Nuclear Physics, 2nd Edition"
- [2] Ikeda, N., K; Tagikawa, Horiuchi, H., "The ikeda diagram", Progress of Theoretical Physics Supplement, Vol. extra number, 1968,
- [3] von Oertzen, Wolfram, Milin, Matko, "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, Jun. 2003,
- [5] Kanada-En'yo, Y., Morita, H., Kobayashi, F., "Proton and neutron correlations in  $^{10}\text{B}$ ", Phys. Rev. C, Vol. 91, May 2015,
- [6] Deša Jelavić Malenica, "Nuklearne reakcije  $^{10}\text{B} + ^{10}\text{B}$  i građa lakih atomskih jezgara"
- [7] Matko Milin, "Nerelativistička kinematika nuklearnih reakcija"