

# Pobuđena stanja 24Mg na astrofizički relevantnim energijama

---

**Bićanić, Ivan**

**Master's thesis / Diplomski rad**

**2023**

*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://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:444604>

*Rights / Prava:* [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

*Download date / Datum preuzimanja:* **2025-02-06**



*Repository / Repozitorij:*

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Ivan Bićanić

Pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  na astrofizički  
relevantnim energijama

Diplomski rad

Zagreb, 2023.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Ivan Bićanić**

Diplomski rad

**Pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  na astrofizički  
relevantnim energijama**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Neven Soić

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2023.

Hvala mentoru Soiću na strpljenju, potpori i nesebičnom prenošenju znanja. Neću zaboraviti koliko se poduzeo da uspješno realiziramo ovaj rad.

Hvala profesoru Friščiću na aktivnoj podršci i ažurnosti u realizaciji ovoga rada.

Hvala kolegici Isabeli na pomoći u računima.

Hvala mojoj majci, ocu i sestrama na velikoj potpori, pomoći i ljubavi u svim danima tokom studiranja.

## Sažetak

U ovome radu su obrađeni podatci dva različita mjerenja rezonantnog elastičnog raspršenja  $^{20}\text{Ne}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{20}\text{Ne}$  na debeloj plinskoj meti  $^4\text{He}$ . Parametri eksperimentalnog postava su bili podešeni da bi se istražilo astrofizički relevantno područje energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . Iz eksperimentalnih podataka za detektirane  $^4\text{He}$  su izračunati spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  za svako mjerenje, koji su potom normirani kako bi se vidjela zastupljenost pojedinog prepoznatog rezonantnog stanja u spektru. Uspoređena su detektirana rezonantna stanja oba mjerenja. Dobiveni rezultati su u skladu s ranijim eksperimentalnim rezultatima. Uočeno je ukupno 19 različitih rezonantnih stanja u jezgri  $^{24}\text{Mg}$  u rasponu energija 12.50 MeV - 18.50 MeV. U drugom dijelu rada su Monte-Carlo simulacijama određeni parametri novog eksperimentalnog postava. U novom eksperimentalnom postavu bi se istom ulaznom nuklearnom reakcijom sintetizirao  $^{24}\text{Mg}$  u astrofizički relevantnom području energija pobuđenja čiji bi se produkti raspada detektirali u koincidenciji, što omogućuje identifikaciju kanala raspada. Postav je dizajniran da dobro u koincidenciji detektira produkte raspada putem kanala:  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$  i  $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$ .

Ključne riječi:

rezonantno elastično raspršenje, rezonantna stanja, eksperiment sa debelom plinskom metom, astrofizički relevantno područje energija, Monte-Carlo simulacija, fuzija ugljika.

# Excited states of $^{24}\text{Mg}$ at astrophysically relevant energies

## Abstract

This work reports results of two different measurements of resonant elastic scattering  $^{20}\text{Ne}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{20}\text{Ne}$  on a thick  $^4\text{He}$  gas target. The parameters of the experimental setup were adjusted to investigate the astrophysically relevant range of excitation energies of the  $^{24}\text{Mg}$  nucleus. From the detected  $^4\text{He}$  experimental data, excitation energy spectra were calculated for each measurement, which were then normalized to see the representation of a particular recognized resonance state in the spectrum. The detected resonance states of both measurements were compared. Obtained results are in agreement with available experimental results. A total of 19 different resonance states were observed in the  $^{24}\text{Mg}$  nucleus in the astrophysically relevant energy range 12.50 MeV - 18.50 MeV. In the second part of the work, Monte-Carlo simulations were used to determine the parameters of a new experimental setup in which  $^{24}\text{Mg}$  would be synthesized by the same input nuclear reaction in the astrophysically relevant range of excitation energies. Decay of  $^{24}\text{Mg}$  would be studied again, this time in coincident measurement which enables identification of the decay channel. The setup is designed to detect in coincidence the decay products of the channels:  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$  and  $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$ .

Keywords:

resonant elastic scattering, resonant states, thick gas target experiment, astrophysically relevant energy range, Monte-Carlo simulation, carbon fusion.

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
1.1	Modeli strukture jezgara . . . . .	3
1.1.1	Jednočestični model ljusaka . . . . .	3
1.1.2	Deformirani harmonički oscilator . . . . .	5
1.1.3	Nilsson-Strutinsky model . . . . .	6
1.2	Dvočestične reakcije . . . . .	7
1.2.1	Kinematičke varijable dvočestičnog raspada u sustavu centra mase . . . . .	9
1.2.2	Račun energije pobuđenja u dvočestičnoj reakciji . . . . .	10
1.2.3	Masa produkata u dvočestičnoj reakciji - detekcija koincidentnih događaja . . . . .	11
1.3	Eksperimentalne tehnike . . . . .	12
1.3.1	Debele mete i zaustavna moć . . . . .	12
1.3.2	Detektori . . . . .	16
1.3.3	Struktura vrpce u nedopiranim i dopiranim poluvodičima . . . . .	16
1.3.4	Simulacija detekcije produkata nuklearne reakcije . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Eksperimentalni postav</b>	<b>22</b>
2.1	Linearni ubrzivač . . . . .	24
2.2	Komora za mjerenje, meta i detektori . . . . .	26
2.3	Mjerni instrumenti . . . . .	29
2.4	Kalibracija sustava za mjerenje . . . . .	34
2.5	Analiza eksperimentalnih podataka . . . . .	35
2.6	Rezultati mjerenja . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Prijedlog novog eksperimentalnog postava Monte-Carlo simulacijom</b>	<b>52</b>
3.1	Parametri novog postava i simulacije . . . . .	54
3.2	Postupak i rezultati za $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ kanal . . . . .	56
3.3	Rezultati za $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ i $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$ kanale . . . . .	60
<b>4</b>	<b>Zaključak</b>	<b>63</b>
	<b>Literatura</b>	<b>65</b>

# 1 Uvod

Jezgra  $^{24}\text{Mg}$  pokazuje vrlo bogatu strukturu rezonantnih stanja [1–3] od kojih neka imaju jednočestičnu građu, koju opisujemo jednočestičnim modelom ljusaka, dok se za neka druga stanja pokazalo da imaju klustersku građu. Karakteristika jezgri klusterske građe je to da energija vezanja nukleona unutar takve jezgre nije jednaka između svih susjednih nukleona. Oni nukleoni koji se nalaze unutar pojedinog klastera su međusobno jače vezani nego što su međusobno vezani pojedini klasteri. Od klusterski građenih stanja  $^{24}\text{Mg}$  iznimno su zanimljiva ona u kojima jezgra ima građu “oblika molekule“, tj.  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  građu. Kako je i sama jezgra  $^{12}\text{C}$  također klusterske građe, sačinjena od  $^4\text{He}$  jezgara, pretpostavlja se da je moguća izmjena  $^4\text{He}$  jezgara između oba  $^{12}\text{C}$  klastera unutar ”molekulski” građene jezgre  $^{24}\text{Mg}$ .

Zbog tehničke zahtjevnosti u konstruiranju eksperimentalnog postava kojim bi se dobro istražila klusterska građa  $^{24}\text{Mg}$  u području energija pobuđenja jezgre ispod 19MeV, ovo područje nižih energija nije još dovoljno dobro istraženo. Ukoliko bi se pokazalo da klustersko stanje  $^{24}\text{Mg}$  građe  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  postoji i u spomenutom području nižih energija, to bi značilo da je moguća reakcija fuzije  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$  na energiji takvog stanja. Kako se već nalazimo u području poprilično niskih energija takvo stanje bi trebalo biti spina  $0^+$ , jer bi prisutnost centrifugalne barijere dodatno sputavala odvijanje kanala fuzije na ovako niskim energijama. Navedeno područje energija odgovara upravo energijama kakve nalazimo u astrofizičkom okruženju, unutar supermasivnih zvijezda, tijekom eksplozija supernova tipa Ia, tijekom super-proboja unutar binarnih sistema male mase. Dakle, postojanje ovakvog klusterskog stanja spina  $0^+$  unutar Gamovljevog prozora<sup>1</sup> reakcije fuzije  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$  značajno bi povećalo udarni presijek ovog procesa. To bi rezultirao ubrzanim gorenjem ugljika od dosadašnjeg standardnog objašnjenja u kojemu se daljnja nukleosinteza odvija primarno putem uhvata protona i uhvata  $^4\text{He}$  jezgre. U trenutačnim modelima se nukleosinteza u zvijezdama dalje od jezgre ugljika odvija prvenstveno reakcijama uhvata protona i uhvata  $^4\text{He}$  jezgre. Uvođenje reakcije fuzije  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$  kao dodatni mogući način gorenja ugljika uvelike ubrzava ovaj proces sinteze težih elemenata jer njome “preskačemo“ popriličan broj potrebnih reakcija uhvata. Dopri-

---

<sup>1</sup>Područje energija u kojem se promatrana nuklearna reakcija u zvijezdi određene temperature odvija optimalno. Određen je preklopom Maxwell-Boltzmanove distribucije interagirajućih čestica i vjerojatnošću tuneliranja kroz kulonsku barijeru na danoj temperaturi.



nos nukleosintezi može biti bilo deeksitacijom dobivene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  ili putem nekog od kanala kojim bi se složena jezgra magnezija mogla raspasti. Pokazano je da bi postojanje rezonantnog stanja  $^{24}\text{Mg}$  značajno povećalo stope reakcije za kanale  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^4\text{He})^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$  [4]. U svakom slučaju imamo “ubrzaniju“ nukleosintezu težih elemenata nego prvenstveno putem reakcija uhvata protona i  $^4\text{He}$ . O procesu gorenja ugljika ovisi evolucija masivnih zvijezda, hoće li otići u pravcu formiranja bijelih patuljaka, ili će doći do daljnjeg gorenja materijala do eksplozije supernove. U prilog postojanju neke dodatne reakcije (dodatnih reakcija) kojom se nukleosinteza odvija uz reakcije uhvata ide i primijećena veća koncentracija težih elemenata unutar pojedinih zvijezda. Ekstrapolirana koncentracija je veća od predviđanja koja daju modeli nukleosinteze u zvijezdama koji su rađeni na način da su primarne reakcije sinteze težih elemenata isključivo reakcije uhvata protona i reakcije uhvata  $^4\text{He}$  jezgara. Ovakva spoznaja o građi jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u području nižih energija bi nam omogućila bolje modeliranje njenog nuklearnog potencijala i time bolje razumijevanje i modeliranje njenog ponašanja u drugim uvjetima i reakcijama. Dosadašnja istraživanja pokazuju oprečne rezultate o postojanju rezonantnih stanja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u astrofizički relevantnom području energija. Izvođena su direktna mjerenja u kojima se upucavao snop  $^{12}\text{C}$  u metu  $^{12}\text{C}$  radi postizanja reakcije fuzije  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  [5–8, 10]. Međutim, zbog tehničke zahtjevnosti, sa sadašnjim snopovima i karakteristikama meta područje astrofizički relevantnih energija nažalost nije još dovoljno dobro istraženo. Konstantnim gađanjem ugljične mete snopom ugljika može doći do nagomilavanja ugljika na meti čime dolazi do neželjenog povećanja gubitka energije snopa kroz metu. Udarni presjek za ovakvu reakciju je bitno smanjen zbog blizine kulonske barijere. Provođeni su drugačiji eksperimenti u kojima se indirektnim metodama pokušalo postići pobuđena stanja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , a takve tehnike su uspješno pokrile i područje energija od astrofizičke važnosti [9, 11]. Generalno rezultati su oprečni, pojedina istraživanja daju potvrdne rezultate o postojanju rezonantnih stanja u ovom području energija [4, 9] (u području Gamovog prozora reakcije fuzije  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ), dok u drugima nisu primijećeni nikakvi signali koji bi išli u prilog postojanju ovakvih rezonantnih stanja [10, 12–14].

U ovome radu su obrađeni rezultati mjerenja provedenih u Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Laboratori Nazionali di Legnaro (INFN-LNL) izvedenih putem indirektno metode rezonantnog raspršenja  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ .

## 1.1 Modeli strukture jezgara

Atomska jezgra je vezani skup nukleona (protona i neutrona). Ukoliko želimo odrediti interakciju između dva nukleona moramo uzeti u obzir jaku, i ukoliko se radi o dva protona, elektromagnetnu silu. Čim počnemo promatrati sustave koji se sastoje od mnoštva nukleona trebali bi u računu ukupne interakcije uzeti u obzir sve parove nukleona unutar jezgre. Takav račun postaje izuzetno složen, a rezultati pokazuju da treba uzeti u obzir i tročestično međudjelovanje što čini račune još kompleksnijima. Također je i sam opis nukleon-nukleon međudjelovanja empirijski opisan. Korištenjem eksperimentalnih rezultata prilagođavaju se parametrizacije kojima opisujemo primijećene simetrije unutar jezgara. Kako bismo opisali strukture složenijih jezgara koristimo različite modele [17]. Za sferno simetrične jezgre, one koje imaju magičan broj svakog pojedinog nukleona (protona i/ili neutrona), koristimo model ljusaka. Ukoliko promatramo deformirane jezgre možemo koristiti modificirani model ljusaka, onaj u koji smo unijeli deformaciju, ili neki od klusterskih modela. Parametri svih navedenih modela su ponovno empirijski utvrđeni.

### 1.1.1 Jednočestični model ljusaka

Prema modelu ljusaka se svi nukleoni, koji čine jezgru, nalaze unutar nekog srednjeg nuklearnog potencijala i gibaju neovisno unutar tog potencijala [22]. Potencijalom opisujemo usrednjeno nukleon-nukleon međudjelovanje između svih parova. Efektivna nuklearna sila koju opisujemo putem potencijala jača od površine jezgre prema unutrašnjosti, te u samom središtu jezgre ukupna sila na nukleon iščezava. Uzima se također da efektivna nuklearna sila ima konačan doseg. Srednji nuklearni potencijal parametriziramo fenomenološki. Kao relativno dobar model potencijala koristi se Woods-Saxon potencijal. Schroedingerova jednačba nažalost nema analitičko rješenje ukoliko koristimo ovaj potencijal, međutim problem je rješiv numerički. Nešto jednostavniji primjer potencijala čija upotreba ima analitičko rješenje je potencijal harmoničkog oscilatora [17]. Radijalni dio Schroedingerove jednačbe u tome slučaju ima sljedeći oblik:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \left( \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} + \frac{1}{2} m\omega^2 r^2 \right) u(r) = Eu(r) \quad (1.1)$$

Uz rubne uvjete iščezavanja u beskonačnosti i ishodištu radijalni dio ima sljedeće rješenje:

$$u_{kl}(r) = N_{kl} r^{l+1} e^{-\nu r^2} L_k^{l+\frac{1}{2}}(2\nu r^2) \quad (1.2)$$

gdje je  $N_{kl}$  normalizacijska konstanta,  $\nu = \frac{m\omega}{2\hbar}$ , a  $L_k^{l+\frac{1}{2}}$  je Laguerrov polinom. Pripadajuće svojstvene energije su tada:

$$E = \hbar\omega \left( N + \frac{3}{2} \right) = \hbar\omega \left( 2k + l + \frac{3}{2} \right) \quad (1.3)$$

gdje je  $N$  glavni kvantni broj, broj ljuske, dok je  $l$  orbitalni kvantni broj, a  $k$  je vezan sa brojem čvorova radijalne valne funkcije. Sva stanja koja imaju jednak glavni kvantni broj  $N$  imaju jednaku energiju, međusobno su degenerirana, i kažemo da popunjavaju istu ljusku  $N$ . Ako zbrojimo ukupan broj nukleona (degeneracija po ljuskama) do ljusaka rednih brojeva  $N = 0, 1, 2, 3, \dots$  (dakle zbrojimo sve nukleone iz nižih ljusaka i ljuske rednog broja  $N$ ) imamo ukupno: 2, 8, 20, 40, 70, ... nukleona što se nakon prva tri člana više ne slaže sa empirijski utvrđenima magičnim brojevima.

Utvrđeno je da postoji dodatni kvantni relativistički efekt u interakciji u jednočestičnom nuklearnom potencijalu koji treba uzeti u obzir, spin-orbita međudjelovanje. Ukoliko gledamo na spin-orbita međudjelovanje kao na korekciju početnog Hamiltonijana interakcije, možemo koristiti prvi red računa smetnje kako bismo utvrdili učinak spin-orbita člana na energetske spektar jezgre. Tada je energija jednočestičnog stanja korigirana za doprinos smetnje:

$$\epsilon_{nlj} = \epsilon_{nlj}^{(0)} + \Delta\epsilon_{nlj} \quad (1.4)$$

gdje je  $\epsilon_{nlj}^{(0)}$  energija početnog neperturbiranog Hamiltonijana, a  $\Delta\epsilon_{nlj}$  energija korekcije. Kako je ukupni spin  $j = l \pm \frac{1}{2}$  perturbacija, uvođenje spin-orbita međudjelovanja, "cijepa" početna neperturbirana stanja na dva čime razbijamo degeneraciju oscilacijskih ljuski. Imamo energijski rascjep između dva "nova" stanja, pa je moguće da "novo" stanje čija je energija umanjena za dodatni član perturbacije efektivno prijeđe u područje stanja iz niže ljuske i time promjeni broj stanja (broj nukleona) koji zatvaraju pojedinu ljusku. Na ovaj način dobiveni brojevi nukleona koji zatvaraju pojedine ljuske odgovaraju empirijski utvrđenim magičnim brojevima 2, 8, 20, 28, 50, ...

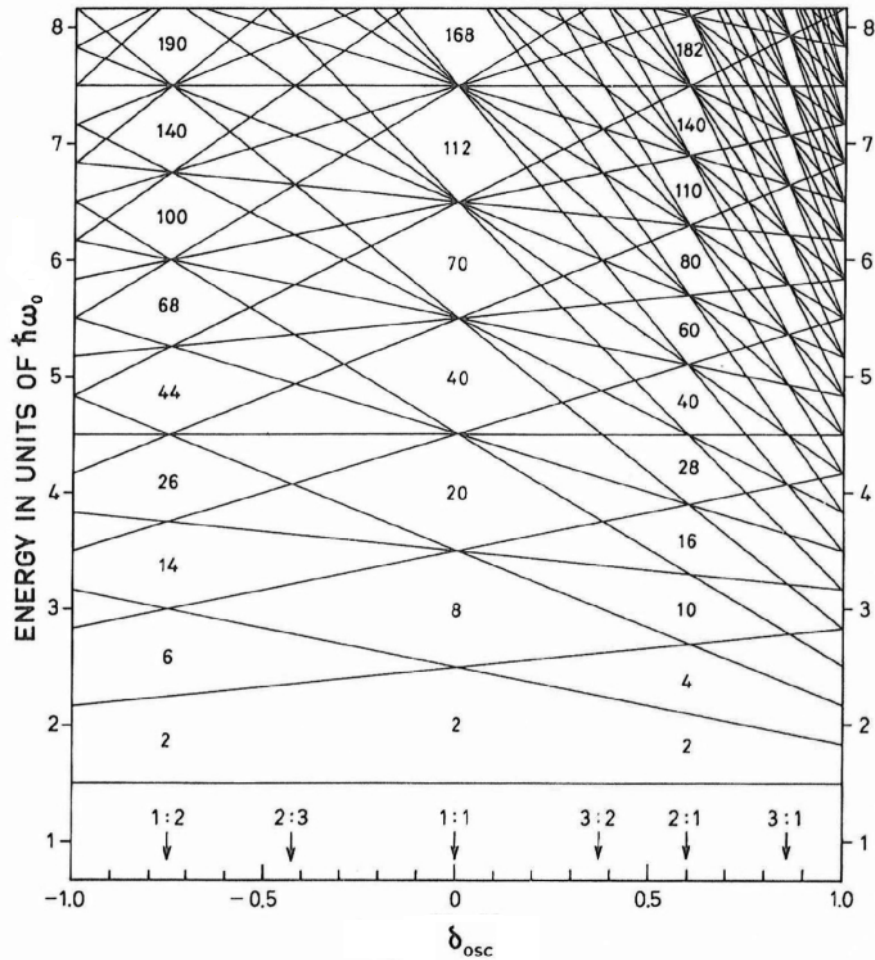
Jezgre koje imaju magičan broj nukleona su jezgre sferne simetrije čime im električni kvadropolni moment iščezava i imaju veću energiju vezanja od sebi susjednih jezgara.

### 1.1.2 Deformirani harmonički oscilator

Ukoliko pretpostavimo da je volumen jezgre nepromijenjen i deformiramo jezgru duž jedne njene osi (npr. izdužimo je duž z-osi) tada se proporcionalno promjene i dimenzije jezgre duž osiju koje su okomite na nju (u tome slučaju se duž x-osi i y-osi ona smanji). Ovakve se promjene dimenzija jezgre (uz očuvan volumen) manifestiraju i na potencijal duž svake od osi, duž osi gdje je dimenzija jezgre produžena snižava se oscilatorna frekvencija, dok se duž sužene osi ona povećava [17, 19, 23]. Stoga za nevelike deformacije radi istežanja duž z-osi imamo  $\omega_z \approx \omega_0 (1 - \frac{2}{3}\delta)$ , a zbog suženja duž x-osi i y-osi imamo  $\omega_{\perp} \approx \omega_0 (1 + \frac{1}{3}\delta)$ , gdje je  $\delta = \frac{\omega_{\perp} - \omega_z}{\omega_0}$  parametar deformacije. Srednja frekvencija duž sve tri koordinatne osi je onda jednaka nedeformiranoj frekvenciji

$$\frac{1}{3}(\omega_x + \omega_y + \omega_z) = \frac{1}{3}(2\omega_{\perp} + \omega_z) = \omega_0 \quad (1.5)$$

Kako više nemamo jednake frekvencije duž sve tri koordinatne osi nekog stanja, uvođenjem deformacije sferične jezgre smo narušili ovu degeneraciju za jednu koordinatnu os. Međutim ukoliko omjer okomite frekvencije i frekvencije duž z-osi postane oblika:  $(\omega_{\perp} : \omega_z) = (n : 1)$  ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) ponovno se “vraća“ degeneracija i to iz drugih kvantnih stanja (stanja drugačijeg glavnog kvantnog broja). Dakle, dodatnim deformiranjem već nepravilne jezgre u načelu možemo tu istu jezgru učiniti stabilnijom ukoliko ju dovedemo do ovakve strukture ljusaka. Ako promotrimo ovisnost energijskih nivoa aksijalno simetričnog oscilatora o parametru deformacije (slika 1.1) možemo primijetiti da se na deformaciji 2:1 odgovarajući magični brojevi mogu prikazati kao kombinacija dva magična broja na deformaciji 0, tj. da se sferični magični brojevi ponavljaju dva puta. Isto tako se na deformaciji 3:1 odgovarajući magični brojevi mogu prikazati pomoću tri magična broja, sferična magičnost se ponavlja tri puta, i tako dalje. Dakle možemo zaključiti da se deformirani harmonički oscilator može prikazati kao klasterska struktura koja je građena od niza sferičnih jednočestičnih harmoničkih oscilatora. Primjer jezgre s 3:1 deformacijom bi bila jez-



Slika 1.1: Energijski nivoi deformiranog harmoničkog oscilatora u ovisnosti o parametru deformacije  $\delta$  [19].

gra sa tri klusterske komponente poput  $^{12}\text{C}$  koji bi onda bio građen kao  $^4\text{He}-^4\text{He}-^4\text{He}$ .

### 1.1.3 Nilsson-Strutinsky model

Ukoliko za opis jezgre krenemo od makroskopskog modela potencijalne energije kapljice tekućine i pridodamo mu član koji opisuje mikroskopske varijacije u strukturi ljuske nastale zbog deformacije dolazimo do Nilsson-Strutinsky modela [17].

$$E = E_{macro} + \delta E_{micro} \quad (1.6)$$

Odgovarajuće korekcije iščitavamo iz Nilssonovog dijagrama kao promjene u stabilnosti jednočestičnih stanja jezgre o deformaciji.

Uvođenjem ovakvih korekcija potencijalna energija poprima različite minimume koji odgovaraju procjepima u ljuskama na pripadnim deformacijama Nilssonovog potencijala. Gustoće harmoničkog oscilatora se računaju pomoću valne funkcije odgo-

varajuće konfiguracije harmoničkog oscilatora. Kada se izračunaju pripadne gustoće može se iščitati da valne funkcije koje pripadaju navedenim minimuma potencijalne energije imaju simetrije koje odgovaraju različitim klusterskim strukturama, naravno ovo ovisi o prirodi uvedene deformacije.

## 1.2 Dvočestične reakcije

Dvočestične reakcije projektila  $p$ , mete  $t$ , te produkata 1 i 2 možemo prikazati u zapisu  $p(t, 1)2$ . Ukoliko se one odvijaju na niskim energijama ( $< 30$  MeV po nukleonu) dovoljno je zadržati se u ne-relativističkoj aproksimaciji [20]. Za ulazne i izlazne jezgre reakcije vrijedi zakon očuvanja energije, pa ako promatramo u laboratorijskom sustavu vrijedi:

$$E_p^L + Q = E_1^L + E_2^L \quad (1.7)$$

gdje je  $E_p^L$  kinetička energija projektila,  $E_i^L$  ( $i = 1, 2$ ) kinetička energija  $i$ -te jezgre dobivene u reakciji, a  $Q$ -vrijednost reakcije je razlika ukupnih kinetičkih masa u ulaznom i izlaznom kanalu.

$$Q = (m_p + m_t - m_1 - m_2) \cdot c^2 \quad (1.8)$$

Također mora vrijediti i zakon očuvanja količine gibanja prije i nakon reakcije, koji je u smjeru snopa:

$$p_p^L = p_1^L \cos \theta_1^L + p_2^L \cos \theta_2^L \quad (1.9)$$

a okomito na smjer snopa:

$$0 = p_1^L \sin \theta_1^L - p_2^L \sin \theta_2^L \quad (1.10)$$

gdje je  $p_p^L$  količina gibanja projektila, količina gibanja mete iščezava jer u laboratorijskom sustavu (u kojem trenutno razmatramo sustav) meta miruje,  $p_i^L$  te  $\theta_i^L$  ( $i = 1, 2$ ) količina gibanja te kut otklona od osi snopa  $i$ -te čestice dobivene u reakciji.

Dakle, zakoni očuvanja nam daju tri uvjeta na kinematičke varijable izlaznih čestica iz reakcije kojih ima ukupno četiri ( $p_i^L, \theta_i^L; i = 1, 2$ ). Stoga je dovoljno poznavanje jedne varijable kako bismo mogli reakciju u potpunosti kinematički odrediti, odnosno izračunati sve ostale varijable. Kvadriranjem obje komponente očuvanja

količine gibanja, te njihovim međusobnim zbrajanjem uz supstituciju  $p_i = \sqrt{2m_i E_i}$  svodimo problem na ovisnost o još samo jednoj nepoznatoj varijabli (veličini koja određuje neko od kinematičkih svojstava produkata):

$$E_i^L = \frac{m_p}{m_1} E_p^L + \frac{m_2}{m_1} E_2^L - 2 \frac{\sqrt{m_p m_2}}{m_1} \sqrt{E_p^L E_2^L} \cos \theta_2^L$$

Uvrštavanjem i očuvanja energije dobivamo konačan izraz za energiju jedne izlazne čestice iz nuklearne reakcije:

$$(E_1^L)_{1,2} = \alpha + 2\beta^2 \cos \theta_1^L \left( \cos \theta_1^L \pm \sqrt{\cos^2 \theta_1^L + \frac{\alpha}{\beta^2}} \right) \quad (1.11)$$

gdje smo uveli pokrate:

$$\alpha = \frac{(m_2 - m_p) E_p^L + m_2 Q}{m_1 + m_2}$$

$$\beta = \frac{\sqrt{m_p m_1 E_p^L}}{m_1 + m_2}$$

Iz zakona očuvanja energije možemo sada izračunati kinetičku energiju druge čestice izašle iz reakcije  $E_1^L$  (izraženu u laboratorijskom sustavu).

Prethodno rješenje će biti fizikalno isključivo ukoliko je argument pod korjenom veći ili jednak nuli. To se svodi na uvjet:

$$0 \leq \cos^2 \theta_1^L + \frac{\alpha}{\beta^2}$$

Što nam ujedno i definira maksimalan kut otklona prvog produkta:

$$\cos^2 \theta_1^L \geq \frac{m_2(m_1 + m_2)}{m_p m_1} \left( \frac{m_p}{m_2} - \frac{Q}{E_p^L} - 1 \right) \quad (1.12)$$

Minimalan otklon  $\theta_1^L = 0^\circ$  imamo kada je energija snopa najmanja potrebna za postizanje reakcije sa danom  $Q$  vrijednosti. Tada je  $\cos^2 \theta_1^L = 1$ , pa iz prethodnog izraza za spomenutu energiju praga imamo:

$$E_p^L(\text{th}) = -Q \frac{m_1 + m_2}{m_1 + m_2 - m_1} \quad (1.13)$$

### 1.2.1 Kinematičke varijable dvočestičnog raspada u sustavu centra mase

Često je korisno iz laboratorijskog sustava prijeći u sustav centra mase u kojem imamo isključivo relativno gibanje čestica prije i poslije reakcije [20]. Općenito, sustav centra mase je definiran sa:

$$\vec{r}_{\text{CM}} = \frac{\sum_i m_i \vec{r}_i}{\sum_i m_i} \quad (1.14)$$

Kako u sustavu centra mase imamo isključivo relativno gibanje između čestica prije i nakon reakcije, centar mase im miruje, vrijedi:

$$\vec{p}_p^{\text{CM}} + \vec{p}_t^{\text{CM}} = \vec{p}_1^{\text{CM}} + \vec{p}_2^{\text{CM}} = 0 \quad (1.15)$$

U situaciji gdje meta miruje u laboratorijskom sustavu, poput naše promatrane dvočestične reakcije, brzina centra mase je u laboratorijskom sustavu dana sa:

$$V_{\text{CM}} = \frac{m_p}{m_p + m_t} v_{p^L} \quad (1.16)$$

Tada su brzina projektila i mete u sustavu centra mase dani sa:

$$v_p^{\text{CM}} = v_p^L - V_{\text{CM}} = \frac{m_t}{m_p + m_t} v_p^L \quad (1.17)$$

$$v_t^{\text{CM}} = -V_{\text{CM}} = -\frac{m_p}{m_p + m_t} v_{p^L} \quad (1.18)$$

Posljedično su i poveznice između energija projektila i mete u sustavu centra mase i laboratorijskom sustavu dane sa:

$$E_p^{\text{CM}} = \frac{m_p (v_p^{\text{CM}})^2}{2} = \frac{m_t^2}{(m_p + m_t)^2} E_p^L \quad (1.19)$$

$$E_t^{\text{CM}} = \frac{m_t (v_t^{\text{CM}})^2}{2} = \frac{m_p m_t}{(m_p + m_t)^2} E_p^L \quad (1.20)$$

U sustavu centra mase  $Q$ -vrijednost reakcije određuje promjenu relativne energije gibanja čestica prije reakcije  $E_{\text{in}}$  i relativne energije gibanja čestica nakon reakcije  $E_{\text{out}}$ :

$$E_{\text{out}} = E_{\text{in}} + Q \quad (1.21)$$



gdje su reducirane mase prije i poslije reakcije:

$$\mu_{\text{in}} = \frac{m_p m_t}{m_p + m_t} \quad (1.22)$$

$$\mu_{\text{out}} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (1.23)$$

Za elastična raspršenja je  $Q = 0$  te stoga energija relativnog gibanja ostaje nepromjenjena  $E_{\text{out}} = E_{\text{in}}$ .

Promatrajući raspis kutova i brzina  $i$ -tog produkta reakcije moguće je pronaći relacije između energija i kuteva u laboratorijskom sustavu i sustavu centra mase za tu česticu:

$$E_i^{\text{CM}} = E_i^{\text{L}} - 2a_i \sqrt{E_i^{\text{L}}} \cos \theta_i^{\text{L}} + a_i^2 \quad (1.24)$$

$$\cos \theta_i^{\text{CM}} = \frac{\sqrt{E_i^{\text{L}}} \cos \theta_i^{\text{L}} - a_i}{\sqrt{E_i^{\text{CM}}}} \quad (1.25)$$

gdje smo uveli pokratu:

$$a_i = \frac{\sqrt{m_i m_p E_p^{\text{L}}}}{m_p + m_t}$$

### 1.2.2 Račun energije pobuđenja u dvočestičnoj reakciji

U dvočestičnim reakcijama u kojima neki od produkata izađu iz reakcije u nekom od svojih pobuđenih stanja, uvjet zakona očuvanja energije izgleda nešto drugačije:

$$E_p^{\text{L}} + Q_0 = E_1^{\text{L}} + E_2^{\text{L}} + E_x \quad (1.26)$$

gdje je  $E_x$  energija pobuđenja izlaznih čestica, a sa  $Q_0$  naglašavamo da je riječ o  $Q$ -vrijednosti reakcije u kojoj su sve izlazne čestice u osnovnom stanju. Koristeći zakon očuvanja količine gibanja dvočestičnog problema možemo izraziti iznos količine gibanja jedne izlazne čestice preko parametara druge (u laboratorijskom sustavu):

$$\vec{p}_2 = \vec{p}_p - \vec{p}_1 \quad (1.27)$$

$$|\vec{p}_2|^2 = |\vec{p}_p|^2 + |\vec{p}_1|^2 - 2|\vec{p}_p||\vec{p}_1| \cos \theta_2^{\text{L}}$$

Izrazivši količine gibanja čestica preko njihovih kinetičkih energija ( $p_i^2 = 2m_i E_i^L$ ) prethodni izraz se može zapisati u obliku:

$$E_2^L = \frac{m_p}{m_2} E_p^L + \frac{m_1}{m_2} E_1^L - \frac{2}{m_2} \sqrt{m_p m_1 E_p^L E_1^L} \cos \theta_2^L$$

Ako uvrstimo prethodni izraz u relaciju očuvanja količine gibanja možemo izraziti energiju pobuđenja preko kinematičkih parametara samo jedne čestice:

$$E_x = Q_0 + \frac{m_2 - m_p}{m_2} E_p^L - \frac{m_1 + m_2}{m_2} E_1^L + 2 \frac{\sqrt{m_p m_1}}{m_2} \sqrt{E_p^L E_1^L} \cos \theta_2^L \quad (1.28)$$

### 1.2.3 Masa produkata u dvočestičnoj reakciji - detekcija koincidentnih događaja

Koristeći sinusov teorem na vektore količine gibanja snopa i izlaznih čestica [21], možemo pronaći relaciju kojom izražavamo impuls svakog produkta preko kuteva pod kojim su izašli iz reakcije:

$$\frac{|\vec{p}_1|}{\sin(\theta_2^L)} = \frac{|\vec{p}_p|}{\sin(\theta_1^L + \theta_2^L)}$$

$$\frac{|\vec{p}_2|}{\sin(\theta_1^L)} = \frac{|\vec{p}_p|}{\sin(\theta_1^L + \theta_2^L)}$$

Izrazivši kinetičke energije čestica preko njihove količine gibanja ( $p_i^2 = 2m_i E_i^L$ ) možemo izračunati mase detektiranih čestica preko kuteva pod kojim su izašli iz reakcije i detektirane kinetičke energije pojedinog produkta:

$$m_1 = \frac{m_p E_p}{\sin^2(\theta_1^L + \theta_2^L)} \frac{\sin(\theta_2^L)}{E_1} \quad (1.29)$$

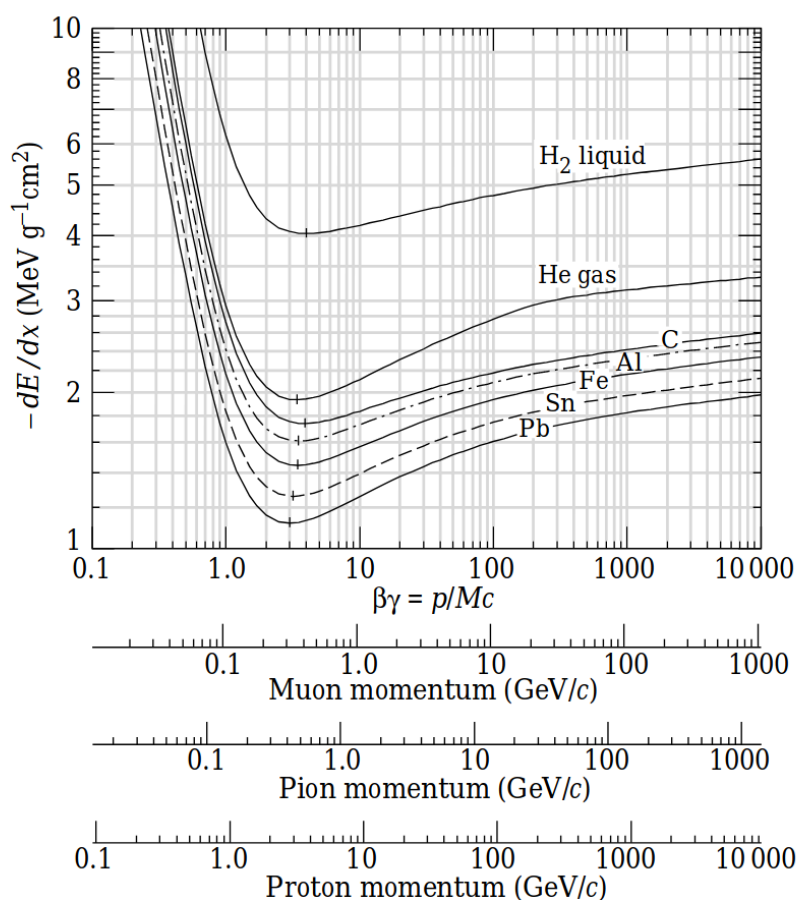
$$m_2 = \frac{m_p E_p}{\sin^2(\theta_1^L + \theta_2^L)} \frac{\sin(\theta_1^L)}{E_2} \quad (1.30)$$

Poznavanje masa nam govori o kojim je detektiranim česticama riječ i u konačnici jesmo li detektirali željeni kanal raspada u koincidentnom događaju, kada smo detektirali oba produkta nekog raspada u jednom mjerenju.

## 1.3 Eksperimentalne tehnike

### 1.3.1 Debele mete i zaustavna moć

U eksperimentu, čiji je dio mjerenja u ovome radu analiziran, pustili smo snop upadnih čestica u komoru ispunjenu plinom. Ovakav tip mete gdje upadni snop čestica mora proći kroz relativno velik volumen, nazivamo “debele mete“. U ovakvim eksperimentima nije cilj promatrati rezultate sudara snopa upadnih čestica sa jezgrama mete isključivo u uskom rasponu energija oko energije upadnoga snopa. Ovakvim debelim metama je moguće jednim eksperimentalnim postavom obuhvatiti/promatrati čitav niz energija istovremeno, počevši od energije upadnog snopa sve do zaustavljanja snopa (ili neke konačne odabrane energije ukoliko snop zaustavimo pomoću Faradejeve posude ili neke druge tehnike ranije). Naime, čestice upadnog snopa prolaskom kroz metu postepeno gube energiju prilikom sudara sa atomima plina mete. Što dublje čestice projektila prodru, manju energiju imaju.



Slika 1.2: Zaustavna moć miona, piona i protona u različitim materijalima [16].

Gubitak energije putujućih čestica kroz neki materijal je elektromagnetne prirode.

On ovisi o trenutačnoj relativnoj brzini projektila u meti, te o naboju projektila i mete. U pojednostavljenom opisu može se promatrati isključivo kulonska privlačna interakcija putujućeg projektila i elektrona atoma mete. Jednako tako dolazi do odbojnog međudjelovanja između projektila i jezgara atoma mete, što dodatno usporava putujući projektil (manje značajno). Interakcija je to izraženija što je broj protona u projektilu veći, tako da će zaustavna moć (gubitak energije) upadnog projektila biti to veća što je njegov broj protona  $Z$  veći. Isto tako je privlačenje veće što je broj elektrona u meti veći, tj. što atomi mete imaju više elektrona, pa će usporavanje svakako ovisiti i o naboju broju atoma mete  $ZM$  (pod pretpostavkom da je riječ o naboju neutralnim atomima). Svakako je bitna i učestalost naleta projektila u područje blisko atomima mete. Ukoliko pretpostavimo da je raspodjela atoma mete jednolika, tj. da je materijal mete homogen na promatranom području, to možemo izraziti preko gustoće materijala  $\rho$ . Što duže vremena nabijeni projektil provodi u području značajnijeg kulonskog međudjelovanja sa elektronskim omotačem atoma mete, to je gubitak energije projektila veći. Možemo reći da će gubitak energije projektila u nekom trenutku ovisiti o njegovoj trenutnoj brzini. Što se projektil brže kreće kroz metu to će imati manji gubitak energije, na nerelativističkim brzinama.

Model koji opisuje gubitak energije po jediničnoj udaljenosti zbog interakcije nabijenog propagirajućeg projektila kroz stacionarnu metu je *Bethe-Bloch jednadžba* [18]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e^2 v^2 \gamma^2 W_{\max}}{I} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (1.31)$$

gdje je  $N_A$  Avogadrov broj,  $m_e$  masa elektrona,  $r_e$  radius elektrona,  $z$  atomski broj nabijenog projektila,  $v$  trenutna brzina projektila, a  $\beta = \frac{v}{c}$  i  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  relativističke veličine.  $W_{\max}$  je maksimalna moguća energija prijenosa u jednom sudaru, dok je  $I$  je srednja energija pobuđenja mete za koju najčešće uzimamo  $I = Z \cdot 10 \text{ MeV}$ .

Jednadžba daje informaciju o tome koliku energiju  $dE$  nabijeni projektil trenutne energije  $E$  predaje meti po jedinici dužine  $dx$  propagirane kroz metu, odnosno kolika je *zaustavna moć* mete. Izvedena je krećući od djelovanja kulonske sile između projektila i jednog elektrona atoma mete. Potom bi pronašli koliku je kinetičku energiju projektil ostavio elektronu, te izrazili taj doprinos kao predanu energiju po jediničnom putu na gustoću elektrona.

Možemo primijetiti da usporavanje (gubitak energije) projektila koji prolazi kroz

“prirodan materijal“ neće značajno ovisiti o vrsti materijala jer je za većinu materijala koje pronalazimo u prirodi omjer  $\frac{Z}{A} \approx 0.5$ . Jedina ovisnost ostaje od gustoće materijala  $\rho$ , međutim sam oblik *Bethe-Block* krivulje za mete različitih gustoća ostaje nepromijenjen. Gubitak energije nabijenog projektila također neće ovisiti isključivo o ukupnoj masi samog projektila, već samo o njegovom atomskom broju  $z$ , jer do gubitaka energije dolazi zbog interakcije koja je kulonske prirode. *Zaustavna moć* će najviše ovisiti o trenutnoj energiji čestice, tj. o njoj trenutnoj brzini  $v$  (odnosno o relativističkim veličinama  $\beta$  i  $\gamma$ ). Za male (nerelativističke) brzine doprinos  $\beta^{-2}$  prevladava naspram logaritamskoga člana u jednadžbi, pa gubitak energije opada za veće brzine nabijenog projektila. Na određenim brzinama, brzina projektila postaje dovoljno velika da logaritamski član počinje “parirati” inverznom članu  $\beta^{-2}$ , te kao rezultat imamo minimum u gubitku energije. Za projekte sa većom brzinom bilježimo daljnje lagano povećanje u zaustavnoj moći zbog rastućeg logaritamskoga člana. Na ovim brzinama argument logaritamskog člana *Bethe-Bloch* jednadžbe postaje sve veći zbog brzorastućeg  $\gamma$  faktora.

Na nekoliko redova veličina većim energijama treba uračunati i relativistički efekt povećanja električnog polja nabijenog projektila. Polje postaje proporcionalno relativističkoj veličini  $\gamma$  prilikom prelaska u laboratorijski koordinatni sustav Lorentsovih transformacijama. Međutim promatrani eksperiment se ne nalazi u ovome području energija, niti se građa jezgara proučava na ovako visokim energijama.

Velika prednost debelih meta u odnosu na tanke mete je to što s jednom debelom metom možemo obuhvatiti relativno širok raspon energija, dok se za razliku u eksperimentima s tankim metama interakcija može odvijati isključivo na energiji kojom snop upada na metu. Ukoliko želimo istražiti određeni raspon energija u eksperimentima sa tankom metom, moramo podijeliti taj raspon na niz diskretnih energija, te za svaku energiju iz toga niza posebno prilagođavati upadnu energiju snopa. To znači da za pokriće nekog područja energija moramo napraviti velik broj promjena energija snopa ukoliko želimo detaljno istražiti to područje. Naravno, svaka tanka meta ima konačnu debljinu pa ne možemo reći da do interakcije dolazi točno na upadnoj energiji snopa. Obično se u eksperimentima sa tankim metama pretpostavlja da do interakcije dolazi u središtu mete, tako da debljina mete određuje kolika je rezolucija mjerenih podataka. Naime, ukoliko je tanka meta veće debljine onda će i raspon energija (oko promatrane energije snopa) u kojem je moguća interakcija biti

širi; jer do interakcije može doći na bilo kojoj dubini unutar mete, a snop postepeno gubi svoju energiju (time i energiju kojom može interagirati sa metom) kako prolazi kroz metu. Isti efekt trpe i izlazni produkti iz interakcije projektila i mete, kao rezultat imamo određenu nesigurnost u mjerenim energijama produkata zbog konačnosti debljine mete.

U slučaju debele mete efekt gubitka energije postaje glavna prednost ove metode. Zbog navedenog postepenog gubitka energije snopa prilikom prolaska kroz metu, i time energije kojom snop može interagirati sa metom, na različitim dubinama unutar mete odvijaju se interakcije na različitim energijama. Na taj način se jednim snopom projektila (određene energije) i jednom debelom metom (određene gustoće) pokriva čitav niz energija na kojima želimo proučiti moguće interakcije promatranog projektila i mete. Ukoliko postoje, sve ove interakcije se odvijaju istovremeno unutar mete što bitno komplicira detekciju produkata. Međutim identifikacijom čestica produkata, dobrim mjerenjem njihove energije prilikom detekcije te kuta pod kojim su detektirane, možemo računanjem kinematike reakcije i gubitka energije u meti odrediti poziciju unutar mete u kojoj je došlo do interakcije. Poznajući točku u kojoj je došlo do interakcije možemo pomoću početne energije koju je snop imao prilikom ulaska u metu odrediti energiju snopa u točki interakcije. Samim time znamo i energiju interakcije snopa i mete. Prilikom izračuna treba voditi brigu i o gubitku energije produkata reakcije sa atomima mete na svome putu do detektora. Dobrim modelom ovaj gubitak energije se može izračunati.

U tehnici s uporabom debele mete dolazi i do neželjenog raspršenja snopa projektila i produkata prilikom propagacije kroz metu. Zbog raspršenja čestice projektila na elektronima mete dolazi do neželjenog otklanjanja trajektorije projektila prilikom propagacije kroz metu. Stoga dio projektila, i upadnog snopa i produkata reakcije, biva otklonjen od glavne trajektorije. Ovaj efekt nije velik ali ga nažalost ne možemo otkloniti i može umanjiti rezoluciju prilikom detekcije upadnih kutova produkata i same energije detektiranih produkata. Posljedično, smanjuje se nešto i preciznost u izračunu same energije na kojoj je došlo do interakcije projektila i mete. Ovaj efekt je minimiziran u tehnici s tankom metom, jer je područje u kojemu projektili snopa i produkata putuju kroz metu (materijal koji usporava projektil) vrlo malo. Valja naglasiti da u tankim metama tijekom odvijanja eksperimenta dolazi do neželjene deformacije mete, bilo uništavanja, bilo nagomilavanja dodatnog materijala pod utje-

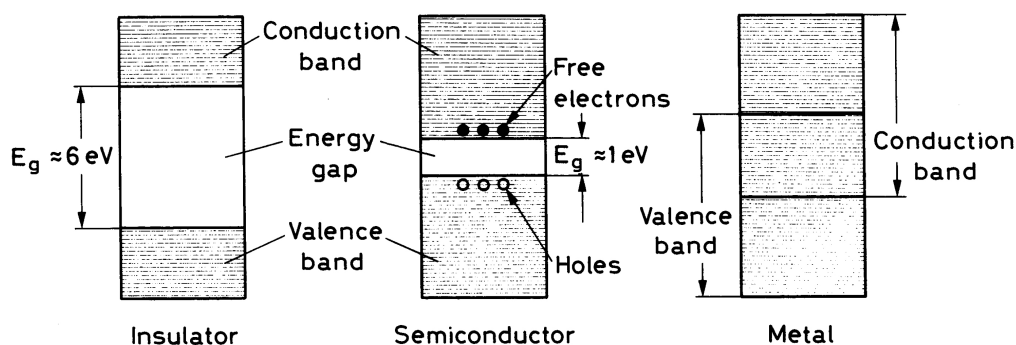
cajem upadnog snopa. Ove deformacije značajno utječu na preciznost mjerenja jer imamo manjka (ili viška) zaustavljanja produkata reakcija u odnosu na pretpostavljano. Također je moguće da se zbog deformacija i nagomilavanja nečistoća počnu odvijati nepredviđene reakcije koje mogu izazvati dodatne signale na detektorima. Kod metoda sa debelim plinskim metama ovakvih problema nema, te uz dovoljno dobre modele gubitaka energije projektila kroz metu i smicanja trajektorije projektila možemo dovoljno dobro rekonstruirati interakciju projektila i mete.

### **1.3.2 Detektori**

Poluvodički detektori [18] su uređaji građeni uglavnom od silicija kojima možemo detektirati nabijene čestice. Prilikom prolaska nabijene čestice kroz detektor generiraju se parovi elektron-šupljina koje potom "kupimo" narinutim električnim poljem. Prosječna energija potrebna za generiranje signala (jednog ovakvoga para) je red veličine manja nego li za detektore koji koriste ionizaciju plina za detekciju nabijenih čestica, stoga poluvodički (silicijski) detektori imaju veću rezoluciju detektirane energije. Zbog velike gustoće imaju veliku zaustavnu moć, što omogućuje potpuno zaustavljanje nabijene čestice unutar detektora u rasponu energija od interesa. Broj elektron-šupljina parova je proporcionalan energiji koju nabijena čestica ostavi unutar detektora prilikom prolaska, tako da u slučaju potpunog zaustavljanja čestice signal na detektoru odgovara ukupnoj kinetičkoj energiji koju je nabijena čestica imala. Ovisnost signala o energiji je za silicijski detektor linearna. Vrijeme potrebno za pojavu signala od trenutka upada nabijene čestice je vrlo malo, detektor ima brz odaziv. Međutim kako je kristalne građe detektor je podložan mehaničkim oštećenjima od strane velikog intenziteta čestica koje detektira, tako da imaju konačan vijek trajanja.

### **1.3.3 Struktura vrpce u nedopiranim i dopiranim poluvodičima**

Zbog bliskog i periodičkog uređenja atoma unutar kristalne strukture dolazi do preklapanja valnih funkcija elektrona vanjskih ljusaka, što rezultira pojavom vrpčaste strukture stanja tih elektrona. Zbog Paulijevog principa dva različita elektrona ne mogu popuniti isto energetska stanje, stoga se degeneracija u vanjskim atomskim energetskim nivoima (stanjima) slama na način da se formiraju gusto uređeni dis-



Slika 1.3: Struktura energetskeg vrpci (valentnih i vodljivih) za izolatore, poluvodiče i vodiče [18].

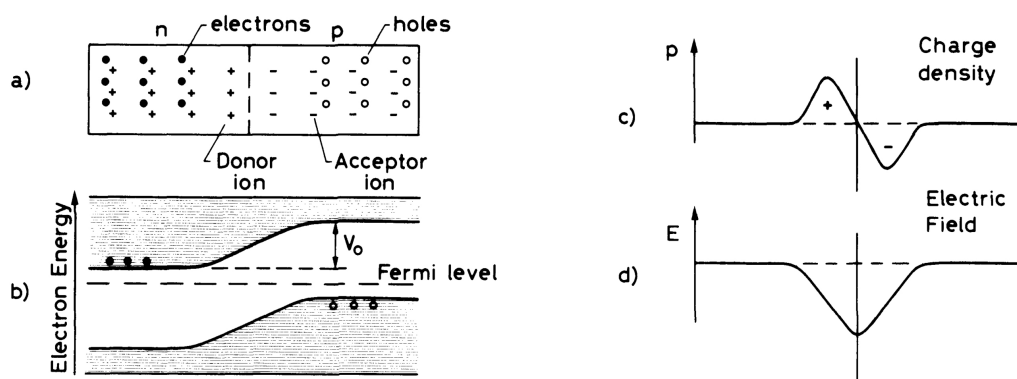
kretni nivoi. Te gusto poredane nivoe možemo tretirati kao kontinuum. Elektroni koji su vezani uz jezgru, oni koji se inače nalaze u valentnim ljuskama, u kristalnoj strukturi bivaju vezani uz svoj atom koji gradi kristal i popunjavaju valentnu vrpcu. Ova vrpca je odvojena od najviše vrpce, vodljive vrpce, sa energetskeg procjepom (zabranjenim pojasom energija) u kojemu nema nikakvih stanja koja bi elektron mogao zaposjesti. Elektroni koji zaposjednu nivoe vodljive vrpce imaju dovoljnu energiju da više nisu vezani za atom iz kojega potječu, te se mogu slobodno kretati kroz kristal. Kod vodiča ovaj energijski procjep (zabranjeni pojas energija) ne postoji pa elektroni lako prelaze u vodljivu vrpcu i slobodno putuju kristalom. Kod izolatora je ovaj procjep dovoljno velik da na sobnim temperaturama elektroni i dalje nemaju potrebnu energiju za prelazak u vodljivu vrpcu. Kod poluvodiča je energetskeg procjep dovoljno malen da na sobnim temperaturama (radnim temperaturama) termalne fluktuacije prebace nekoliko elektrona u vodljivu vrpcu.

Svaki ovakav prelazak iz valentne vrpce u vodljivu vrpcu ostavi jednu šupljinu ("slobodno mjesto") u valentnoj vrpci. Elektron sa susjednog atoma može lako popuniti tu novonastalu šupljinu čime ostavlja slobodnu šupljinu na svome atomu. Sukcesivnim takvim prelascima šupljina se efektivno "kreće" kroz kristalnu rešetku. Kako je efektivan naboj šupljine pozitivan (zbog nedostatka jednog elektrona) imamo i tok pozitivnih naboja u poluvodičima, tok elektrona vodljivom vrpcom i tok šupljina valentnim vrpcama.

U čistom poluvodiču je broj šupljina jednak broju elektrona u vodljivoj vrpci. Ukoliko mu želimo povećati broj elektrona ili šupljina moramo ga obogatiti (dopirati) nečistoćama. Kako je silicij element četrnaeste skupine (ima četiri valentna elektrona), ako želimo povećati broj vodljivih elektrona dopiramo ga elementima petna-



este skupine koji imaju elektron više u valentnoj ljusci. Uvođenje ovakvih nečistoća generira novo elektronsko stanje izuzetno blizu vodljivoj vrpci tako da peti valentni elektron koji ova nečistoća ima zaposjeda to stanje (jer su sva ostala stanja u valentnoj vrpci već zauzeta). Termalne fluktuacije su sasvim dovoljne da podignu ovaj elektron u vodljivu vrpcu, čime imamo jedan elektron više nego li u čistom kristalu silicija. Efektivno smo proširili vodljivu vrpcu za još jedno popunjeno stanje. Ovakav poluvodič zovemo n-tipa. Ako želimo povećati broj šupljina, silicij dopiramo elementima trinaeste skupine koji imaju jedan elektron manje u valentnoj ljusci. Ovakva nečistoća generira pojavu novoga stanja vrlo blizu valentnoj vrpci, tako da će elektroni preskakat u novonastalo energetsko stanje ostavljajući šupljinu za sobom. Efektivno smo proširili valentnu vrpcu za još jedno nepopunjeno stanje. Ovakve poluvodiče nazivamo p-tipa.



Slika 1.4: *pn*-spoj na slici a), energijske vrpce kroz *pn*-spoj na slici b), gustoća naboja u *pn*-spoju na slici c) i intenzitet generiranog električnog polja na slici d) [18].

Poznavajući prethodno, možemo se osvrnuti na princip rada modernih silicij-skih (poluvodičkih) detektora. Specijalnim tehnikama dopiranja konstruiraju se *pn*-spojve. To su kristali silicija na čijem je jednom kraju *p*-tip poluvodiča, a na drugom kraju *n*-tip poluvodiča. Zbog razlike u koncentracijama elektrona i šupljina između *n*-tipa i *p*-tipa poluvodiča, dolazi do difuzije elektrona iz *n*-tipa u *p*-tip. Kao rezultat, elektroni iz *n*-tipa poluvodiča popunjavaju šupljine *p*-tipa, dok isto tako efektivno šupljine *p*-tipa zauzimaju elektrone u *n*-tipu. Kako su u početnom stanju *p*-tip i *n*-tip poluvodiča bili električno neutralni, sada nakon prelaska elektrona u *p*-tip i šupljina u *n*-tip generira se električno polje unutar *pn*-spoja zbog redistribucije naboja (slika c) 1.4). Nastalo električno polje usporava, i u konačnici zaustavlja, daljnju difuziju naboja između *p*-tipa i *n*-tipa poluvodiča, ostavljajući zonu nepokretnog naboja koju

zovemo “zona osiromašenja“. Ukoliko dođe do generiranja elektron-šupljina para u zoni osiromašenja, električno polje razdvaja generirane naboje sukladno smjeru polja. Postavljanjem kontakata na krajevima pn-spoja na ovaj način možemo bilježiti signale nastale od generiranja ovakvih parova. Prilikom prolaska nabijene čestice kroz zonu osiromašenja generiraju se parovi elektron-šupljina.

Zonu osiromašenja možemo proširiti narinutim dodatnim naponom na pn-spoj. Negativan polaritet postavimo na p-spoj, a pozitivan na n-spoj. Na taj način dodatno djelujemo u smjeru generiranog električnog polja i dodatno odmičemo šupljine van zone osiromašenja ka negativnom polaritetu te elektrone van zone osiromašenja ka pozitivnom polaritetu. Na ovaj način proširujemo zonu osiromašenja unutar koje može doći do stvaranja elektron-šupljina parova prilikom prolaska nabijene čestice, odnosno povećavamo aktivno područje detektora. Broj generiranih parova je linearno proporcionalan gubitku energije nabijene upadne čestice unutar aktivnog dijela detektora. Elektroni iz generiranih parova budu prebačeni u vodljivu vrpcu i povučeni narinutim naponom formiraju negativan puls, a šupljine u suprotnom smjeru formiraju pozitivan puls. Analogno postoji linearna ovisnost između zabilježenog pulsa i gubitka energije nabijenog projektila u zoni osiromašenja. Potrebna energija za generiranje jednoga para elektron-šupljina je reda veličine eV, tako da silicijski detektori imaju izuzetno veliku rezoluciju u mjerenju energija nabijenih čestica u području energija relevantnih za istraživanja nuklearne strukture. Maksimalan napon koji možemo narinuti na pn-spoj radi postizanja potpunog osiromašenja spoja je ograničen otporom poluvodiča. Ako narinemo prevelik napon poluvodič postaje vodljiv.

#### **1.3.4 Simulacija detekcije produkata nuklearne reakcije**

Prilikom analize eksperimentalnih rezultata stvarno mjerene energije detektiranih produkata se uspoređuju sa rezultatima simulacija detekcije produkata nuklearne reakcije. Također je prilikom formiranja novog eksperimentalnog postava potrebno prethodnim simulacijama odrediti efikasnost i karakteristike takvog postava. U tu svrhu je dizajniran programski paket REXpp [25] (*Resonant EXcitation simulation plus plus*) koji je korišten za ove simulacije. Program je pisan u programskom jeziku C++ koji spada u kategoriju jezika srednjeg nivoa što omogućuje izuzetno dobro optimiziranje rada programa, odnosno program se može napisati na način da vrlo

efikasno koristi resurse (*hardware*) na kojima se odvija. Za potrebe svih nasumičnih odabira tijekom kalkulacija program se koristi *Monte Carlo* metodom. U programu se mogu vrlo jednostavno definirati uvjeti eksperimentalnog postava koji se želi simulirati: pozicije i tipovi detektora, tlak i vrsta plina mete, volumen komore, debljina i tip materijala od kojega je načinjen ulazni prozor, energija i vrsta upadnog snopa i svakako energija na kojoj se pretpostavlja da postoji rezonantno stanje. Također je moguće promatrati različite izlazne kanale putem kojih se rezonantna jezgra raspada na način da se definiraju produkti raspada. Definirane uvjete je moguće promatrati u proizvoljnom broju ponavljanja. Izlazni rezultati su zapisani u *.root* formatu (*ROOT: Data Analysis Framework* [24]) i sadrže sve informacije o događajima za sva ponavljanja (ukupan broj, energije i kutovi raspada produkata; koji je detektor i točan položaj na detektoru gdje je određen produkt registriran...). Podatke je moguće pregledati i obraditi pomoću frameworka za analizu podataka *ROOT* tako da je vrlo lako usporediti dobivene podatke simulacijama sa onima iz stvarnih eksperimenata.

Programom se nastoji eksperiment simulirati što vjernije, stoga je moguće odabrati da se na početku svakog pojedinog događaja promatrana energija pobuđenja (na kojoj se smatra da postoji rezonantno stanje) odredi putem Gaussove distribucije centrirane oko energije koju je korisnik uneo kao zadanu ili se pak unesena može uzeti kao egzaktna.

Snop se promatra od samog upada u ulazni prozor pa nadalje kroz komoru sa plinom u koracima dužine definirane od strane korisnika. Energija i položaj snopa započinju od zadane energije snopa i ulaznog prozora, te se u svakom sljedećem koraku računaju tri veličine: gubitak energije snopa nastao zbog prolaska kroz materijal  $\Delta E$ , rasap energije  $E_{rasap}$  i kutni rasap  $\theta_{rasap}$ . Gubitak energije  $\Delta E$  računamo numeričkim integriranjem iz izračunatih *SRIM* [26] tablica za promatrani medij u prethodno definiranom koraku integracije. Rasap energije  $E_{rasap}$  u nekoj točki iteracije se određuje nasumičnim odabirom energije iz Gaussove raspodjele centrirane oko nule. Isto se ponovi i za kutni rasap koji se definira i za kut u smjeru snopa i za kut na površini okomitoj na snop. Sve tri izračunate veličine se potom dodaju energiji i položaju snopa u Kartezijevom koordinatnom sustavu čime se određuje početna energija i položaj snopa za sljedeći korak iteracije. Svrha uvođenja ovih rasapa je da se energije i kutovi snopa "razmrljaju" za nasumični iznos, kako se i događa u stohastičkoj interakciji iona sa elektronima materijala. Nakon što se snop tako isprati iz

ulaznog prozora on se dalje prati kroz plin sve dok mu energija ne poprimi vrijednost koja odgovara zadanoj energiji rezonancije. Potom se simulira željeni kanal raspada na način da je kut raspada proizvoljan te se na jednak način kao i za ulazni snop produkti nastavljaju pratiti. Kut i energija drugog produkta se izračunaju iz kinematike reakcije. Produkti se prate sve dok: ne izađu iz promatranog volumena, ne izgube svu svoju energiju prolazanjem kroz metu ili pak ne udare u definirane detektore. Signal na detektoru se registrira samo u slučaju ako čestica upadne u aktivni dio detektora. Moguć je također ishod u kojemu čestica ne padne na poluvodički dio detektora i tada događaj na detektoru neće biti registriran. Također energija čestice prilikom upada na detektor mora biti veća od energije praga detektora jer u suprotnom isto neće biti registrirana. Energijom praga određujemo iznad koje energije registrirani signali bivaju detektirani, na taj način izoliramo neželjeni šum.

Udari čestica u aktivni dio detektora se utvrđuju konstantnim uspoređivanjem udaljenosti promatrane čestice od ishodišta i kuta koji zatvara vektor položaja čestice sa z osi (kojom prolazi snop) u nekom koraku sa udaljenostima i kutom koji pokriva aktivni dio detektora. Ukoliko je kut vektora položaja čestice pokriven nekom trakom detektora uspoređuju se udaljenosti od ishodišta čestice i detektora (pod kutem na kojemu se nalazi čestica). Ako je udaljenost čestice manja od udaljenosti detektora čestica neće još biti detektirana i računa se sljedeći korak, ali ako je udaljenost veća (čestica je prošla kroz detektor, što je moguće ovisno o izboru duljine svakog koraka) posljednji korak se ponavlja no sada sa pola definiranog koraka, sve dok udaljenosti detektora od ishodišta i čestice ne budu iste. Ukoliko su udaljenosti iste (uz dopuštenu toleranciju) registrira se udarac, pohranjuju se položaj, detektor i vrpca na detektoru te se prestaje pratiti ta čestica. Jednako tako se prati je li čestica udarila o okvir detektora.

## 2 Eksperimentalni postav

Strukturalni oblik atomskih jezgara najčešće se istražuje eksperimentima elastičnog i neelastičnog raspršenja projektila na meti. Potom se detektiraju i identificiraju fragmenti izlaznog kanala raspada koji mogu ukazivati na klustersku građu raspadnute jezgre.

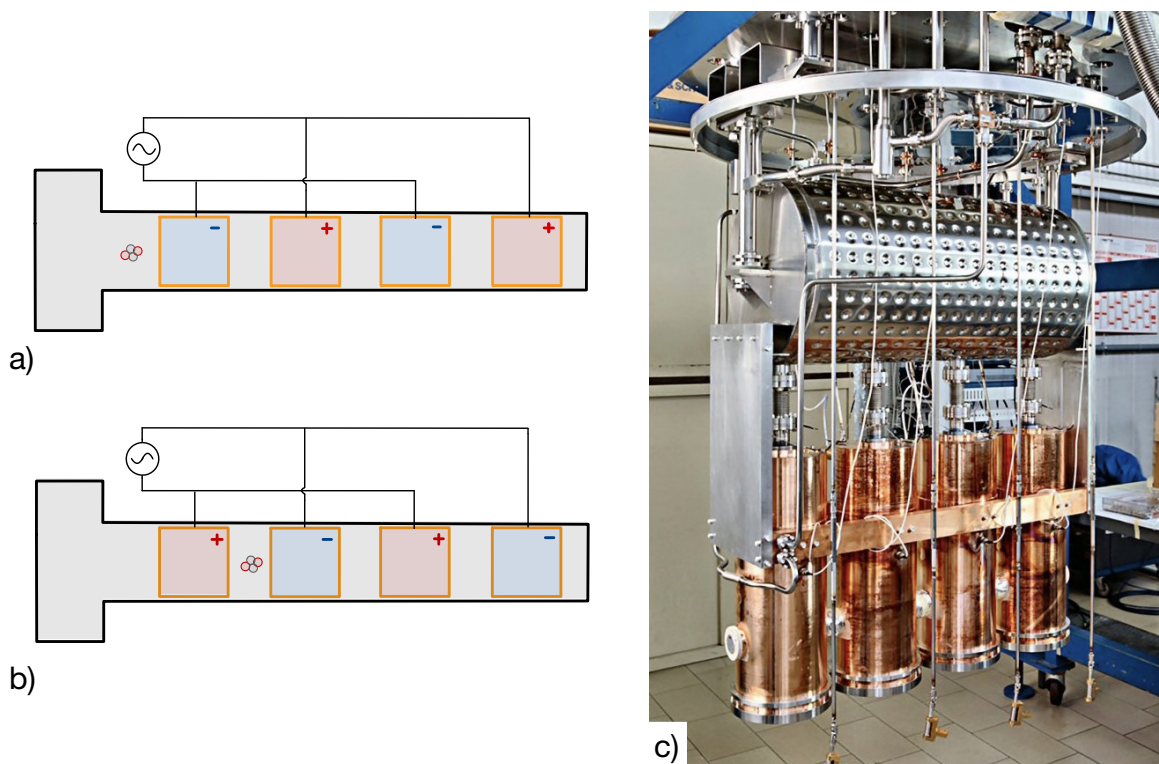
Rezonantno raspršenje s upotrebom debele plinske mete kao tehnika proučavanja strukture jezgara atoma ima izuzetni primat u količini podataka i informacija koje možemo prikupiti tokom jednog mjerenja. Jednom energijom snopa možemo pokriti relativno širok raspon spektra energija pobuđenja promatrane jezgre, te detekcijom produkata u koincidenciji smo u stanju pomoću kinematike identificirati te produkte i energije pobuđenja rezonantne jezgre. Odnosno, jednim mjerenjem možemo uspješno identificirati više različitih kanala raspada pobuđene jezgre na relativno širokom rasponu energija pobuđenja jezgre odjednom. Broj detektiranih događaja koji su rezultirali raspadom pobuđene jezgre sa određenim detektiranim produktima daje nam informaciju o parcijalnoj širini tog kanala raspada na toj energiji. Dodatno olakšanje koje imamo u slučaju težih projektila naspram mete jest što u takvim situacijama nastala složena jezgra, zbog očuvanja količine gibanja, prati smjer upadnog snopa te konus koji čine produkti njenog raspada u laboratorijskom sustavu pokriva manji prostorni kut nego li u njihovom sustavu centra mase (bez obzira raspadali se produkti u sustavu centra mase uniformno ili ne). Zbog toga možemo vrlo efikasno detektirati produkte raspada postavljanjem nekoliko detektora na dobro predviđena mjesta. Međutim zbog "zgušnjavanja" konusa produkata reakcije prelaskom u laboratorijski sustav, bitno je da dimenzije pojedinih piksela detektora nisu prevelike kako bi kutna rezolucija u detekciji bila dovoljno dobra. U rezonantnom raspršenju može doći do problema u detekciji produkata raspadnutih na kutu  $0^\circ$  u odnosu na os snopa. Zbog naglaska u detekciji što više kompletnih kanala raspada neke pobuđene jezgre cilj je omogućiti svim (barem većini) produkata propust kroz metu do detektora. To nam ograničava gustoću medija mete, pa nismo u mogućnosti u potpunosti zaustaviti snop upadnih čestica do detektora postavljenog na  $0^\circ$  u odnosu na os snopa. Zbog velikog intenziteta snopa može doći do brzog oštećenja i u konačnici uništenja detektora. Ovaj kut detekcije lakšeg produkta reakcije odgovara kutu raspada na  $180^\circ$  u sustavu centra mase, na kojemu obično imamo maksimalan broj događaja (maks-

malan udarni presjek) u raspadu jezgre (rezonantnom raspršenju).

Problem možemo riješiti ukoliko odustanemo od detekcije na  $0^\circ$  u odnosu na os snopa u laboratorijskom sustavu, ili ako se ograničimo samo na reduciraniju tehniku, *rezonantno elastično raspršenje*. Ovom tehnikom nismo u mogućnosti prikupiti toliko informacija o izlaznim kanalima raspada, ali zato možemo povećati tlak plina mete (i ujedno medija usporivača snopa) na dovoljan iznos da se teži produkti reakcije i sam snop zaustave prije detektora. Da se prisjetimo, iz Bethe-Blochove jednadžbe (1.31) možemo iščitati da je zaustavna moć težih više nabijenih jezgara veća nego li za one lakše, te će se one prije zaustaviti u mediju (meti). Prigušivanjem težih produkata više nismo u mogućnosti bilježiti sve produkte pojedinih kanala raspada u koincidenciji, stoga trebamo na drugačiji način identificirati produkte reakcija. Kao što smo već vidjeli, zaustavna moć kojom medij djeluje na putujuću nabijenu česticu ovisi o njenoj masi, naboju i njenoj brzini. Dakle gubitak energije koji čestica ostavi u mediju na neki način definira energetske potpis koji određuje karakteristike te čestice, masu, naboj, brzinu. Ako stavimo u omjer energiju koju neka takva čestica ostavi u materijalu na putu poznate dužine  $\Delta E$ , te ukupnu energiju koju je ta čestica imala  $E$ , omjer  $\Delta E/E$ , možemo identificirati tu česticu. Ovaj omjer mjerimo na način da postavimo dva silicijska detektora u teleskop. Prvi detektor bude tanji, uglavnom jednostrani silicijski detektor (SSSD, *Single sided silicon detector*), koji nam služi za ostavljanje energije nabijene čestice  $\Delta E$  na putu poznate debljine (debljine detektora). Jednostrani silicijski detektor ima aktivni dio podijeljen na trakice jednake širine. Ovaj detektor ne smije biti predebeo, kako ne bi došlo do potpunog zaustavljanja projektila u detektoru. Drugi detektor bude dovoljne debljine da se svi očekivani projektili u njemu zaustave i pri tome ostave preostalu energiju  $E$ . Ovaj detektor uglavnom bude dvostrani silicijski detektor (DSSD, *Double sided silicon detector*) na kojemu je sa jedne strane područje detekcije podijeljeno u horizontalne trakice, a pozadina podijeljena u vertikalne trakice. Presjecište svake trakica definira pojedini piksel detektora. Nakon što smo uspješno identificirali produkte raspada, izmjerili njihove energije i odredili upadne kutove produkata u odnosu na os snopa, na kojoj je svoj život provela i pobuđena složena jezgra, možemo iz položaja interakcije izračunati i energiju pobuđenja jezgre. Ponovno, znajući točku u kojoj je došlo do sinteze pobuđene jezgre i njenog raspada (ako pretpostavimo da je vrijeme poluživota pobuđene jezgre izuzetno kratko) pomoću Bethe-Bloch formule možemo izračunati i energiju pobuđenja

te jezgre, naravno ako nam je energija snopa također poznata.

U ovome radu je indirektnom metodom proučavana reakcija fuzije  $^{12}\text{C}$  u  $^{24}\text{Mg}$  pomoću istraživanja strukture  $^{24}\text{Mg}$  u astrofizički relevantnom području energija. *Rezonantnim elastičnim raspršenjem* je mjerena nuklearna reakcija  $^{20}\text{Ne}(^4\text{He}, ^{20}\text{Ne})^4\text{He}$  u ovom rasponu energija. Snopom  $^{20}\text{Ne}$  energije 64 MeV je gađana debela plinska meta  $^4\text{He}$ .



Slika 2.5: Princip rada linearnog ubrzivača:

- Pozitivno nabijeni ion biva privučen od strane prve *rezonantne šupljine*.
- Nakon što ion prođe prvu *rezonantnu šupljinu* RF izvor okrene polaritet *rezonantnih šupljina* i ion biva odbijen od prve te privučen od druge *rezonantne šupljine*.
- Fotografija unutrašnjosti *kriostata* sa četiri *rezonantne šupljine* u ALPI linearnom ubrzivaču.

## 2.1 Linearni ubrzivač

Eksperimentalni postav je bio smješten u *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Laboratori Nazionali di Legnaro* (INFN-LNL-u) u kojemu se nalazi linearni ubrzivač *Acceleratore Lineare Per Ioni* (ALPI) [27] pomoću kojega je generiran snop  $^{20}\text{Ne}$ . Linearni ubrzivači ubrzavaju nabijene čestice pomoću alternirajućeg električnog polja. Ubrzivač se sastoji od ravne metalne cijevi kojom putuje nabijena čestica i *rezonant-*

nih šupljina koje su razmještene u kaskadu duž ove prethodne cijevi. *Rezonantne šupljine* su načelno cilindrične elektrode na koje narinemo električni napon, te kroz njih također prolaze nabijene čestice snopa. Dakle možemo reći da su *rezonantne šupljine* područja duž pravca kretanja snopa, cijevi kojom putuju nabijene čestice, gdje postoji električna interakcija sa nabijenim projektilima snopa. Naponima na šupljinama upravlja *radio-frekvencijski izvor (RF izvor)* koji uz to što narine napon na neku od *rezonantnih šupljina* može i obrnuti njen polaritet napona. *Šupljine* su odvojene od usmjerne cijevi izolatorom, a sama cijev je uzemljena kako bi se odstranilo bilo kakvo neželjeno električno djelovanje okoline na sustav (cijev djeluje kao Faradayev kavez).

Nabijena čestica, nakon što dospije iz ionskog izvora u usmjernu cijev linearnog ubrzivača, biva privučena od strane prve *rezonantne šupljine* koja u slučaju našeg pozitivno nabijenog projektila  $^{20}\text{Ne}$  bude negativno nabijena. Stvara se privlačno kulonsko privlačenje i čestica ubrzava. U trenutku kada nabijeni projektil uđe unutar *šupljine*, *RF izvor* okrene polaritet i *rezonantna šupljina* poprima pozitivan polaritet, dok prva sljedeća *rezonantna šupljina* u kaskadi poprima negativan polaritet. Sada imamo odbojno međudjelovanje između projektila i prve *rezonantne šupljine*, te privlačno između projektila i sljedeće *rezonantne šupljine*. Kao rezultat projektil ponovno ubrzava dok ne uđe u drugu *rezonantnu šupljinu*, nakon čega se postupak inverzije polariteta *rezonantnih šupljina* ponavlja. Kako čestica ubrzava svakim prolaskom kroz *rezonantnu šupljinu*, sljedeće *šupljine* u kaskadi mogu biti sve duže i duže. Sa nekoliko takvih sukcesivnih inverzija polariteta *rezonantnih šupljina*, odnosno ubrzavanja projektila, snop poprima željenu energiju i usmjeravamo ga dalje u komoru sa metom.

Kako bi se spriječio gubitak snopa u zraku, unutar usmjerne cijevi ubrzivača je vakuum. Ovakvim ubrzavanjem imamo izuzetno malen rasap u energiji snopa i u mogućnosti smo ubrzati i pozitivno nabijene čestice i negativno nabijene čestice. Jedina razlika će biti u pomaku u fazi polariteta *rezonantnih šupljina* u ubrzivaču, prva bi *šupljina* trebala biti pozitivnog polariteta za negativne projekte, a negativnog za pozitivne projekte (kao u našem primjeru).

ALPI ubrzivač se sastoji od 20 grupa koje zovemo *kriostatske jedinice* i svaka grupa (*kriostatska jedinica*) ima četiri *rezonantne šupljine*. Kako bi se smanjio otpor prilikom izmjena polariteta *rezonantnih šupljina*, koje se odvijaju u rasponu frekvencija od



MHz do GHz tokom rada, ubrzivač se održava u supravodljivom režimu. *Rezonantne šupljine* su građene od niobija koji je supravodljiv na temperaturama ispod 9.2 K. Stoga su sve četiri *rezonantne šupljine* jedne *kriostatske jedinice* uronjene u tekući He koji ih drži na 4 K. Ovime se postižu bitno veća elektromagnetna polja prilikom rada ubrzivača od onih koja bi se mogla postići u radu na sobnim temperaturama. Također se ukupni troškovi rada ubrzivača na ovaj način smanjuju unatoč potrebnoj električnoj energiji za održavanje supravodljivog režima rada. Kako bi se smanjila potrošnja tekućeg He za hlađenje *rezonantnih šupljina*, sami *kriostati* su izolirani od okoline vakuumskom izolacijom, te su dodatno hlađeni tekućim dušikom. Ukupna razlika potencijala koju ovaj ubrzivač može postići je 40 MV.

Prije ulaska u ALPI ubrzivač snop  $^{20}\text{Ne}$  je ubrzavan u pred-ubrzivaču PIAVE (*Positive Ion Accelerator for Very Low velocity ions*) koji se sastoji od ukupno osam *rezonantnih šupljina* koje također rade u supravodljivom režimu.

Uz precizno upravljanje *RF* izvora u snazi, frekvenciji i fazi ovakvim linearnim ubrzivačkim postavom je moguće postići tražene energije snopa  $^{20}\text{Ne}$  bez prevelikih oscilacija u radu. Relevantna karakteristika ovakvih ubrzivača za naš eksperiment je i to što linearni ubrzivači mogu generirati snop pozitivnih iona.

## 2.2 Komora za mjerenje, meta i detektori

Nakon što je snop  $^{20}\text{Ne}$  postigao željenu energiju od 64 MeV, iza zadnje *rezonantne šupljine*, usmjerava se u komoru za mjerenje ispunjenu plinom mete unutar koje je postavljen detektorski postav. Komora je cilindričnog oblika sa promjerom od 75 cm. Kako bi se uklonile elektromagnetne smetnje na detektorski postav od strane okoline komora (i poklopac) je bila uzemljena.

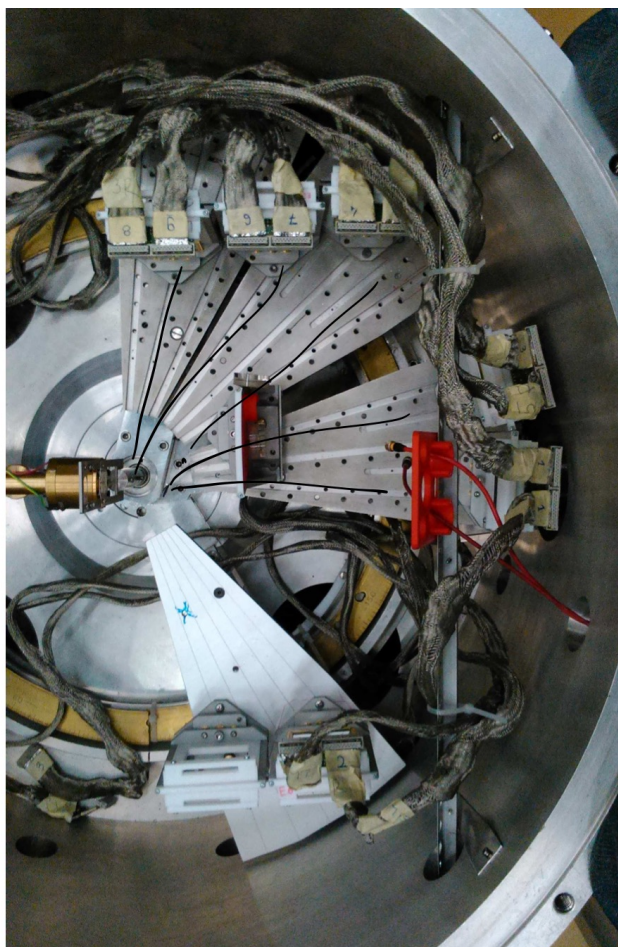
Komora za mjerenje je odvojena od linearnog ubrzivača sa specijalno dizajniranom folijom. Folija mora biti što propusnija za snop  $^{20}\text{Ne}$  i izdržati intenzitet snopa tokom kompletnog trajanja eksperimenta. Također ne smije mijenjati svoju strukturalnu građu kako ne bi došlo do promjene energije snopa unutar komore (nakon što uračunamo gubitak energije snopa u foliji). Osim navedenoga, folija mora izdržati razliku u tlaku između plina u komori i vakuuma unutar usmjerne cijevi koja dovodi snop iz linearnog ubrzivača s druge strane. Za to je korišten *Havar*, materijal velike čvrstoće koji može izdržati navedene uvjete uz malu debljinu folije. Debljina folije je

bila  $2.25 \mu\text{m}$ .

Kao metu smo koristili plin  $^4\text{He}$  kojim smo ispunili komoru. Tlak plina je bio odabran da zaustavna moć mete zaustavi upadni snop  $^{20}\text{Ne}$  do kraja komore te ujedno i teže produkte elastičnog raspršenja  $^{20}\text{Ne}$ . Također je vođena briga da isti tlak plina mete ne bi bio prevelik pa da zaustavna moć mete ne bi zaustavila raspršene lakše produkte  $^4\text{He}$  u prodiranju do silicijskih detektora. Tlakovi koji su uzeti za plin mete u komori su 869 mbar i 579 mbar.

Plin  $^4\text{He}$  djeluje kao usporivač i kao meta pa analogno svakom eksperimentu sa debelom plinskom metom snop  $^{20}\text{Ne}$  prolaskom kroz metu postepeno gubi energiju. Time i energija koja je na raspolaganju snopu za sintezu  $^{24}\text{Mg}$  u nekom od pobuđenih stanja sa jezgrama mete postaje manja. Što dublje propagira u metu to je prosječna energija snopa manja, tako da ukoliko dođe do sinteze u  $^{24}\text{Mg}$  njegova energija pobuđenja će biti veća duž osi snopa bliže u meti, a manja duž osi snopa dublje u meti.  $^{24}\text{Mg}$  se sintetizira na različitim energijama pobuđenja na različitim dubinama unutar mete. Navedena energija snopa, tlakovi plina mete i debljina *Havar* folje su dovoljni kako bi se duž komore pokrilo astrofizički interesantno područje energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Za složenu jezgru pretpostavljamo da se raspada na produkte gotovo odmah nakon sinteze.

Na donjoj bazi komore se nalazio nosač na kojemu je bilo pričvršćeno 6 silicijskih dvostranih detektora (DSSD-a) i jedan teleskop (slika 2.6). Teleskop je bio građen od tanjeg jednostranog silicijskog detektora (SSSD-a) i debljeg dvostranog silicijskog detektora (DSSD-a). Namjena teleskopa je bila za identifikaciju detektiranih produkata putem  $\Delta E-E$  grafa. Aktivno područje svih detektora (SSSD i DSSD) je  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ . SSSD je bio podijeljen na 16 trakica širine 3 mm i nominalne debljine  $20 \mu\text{m}$ . DSSD detektori, u kojima su produkti raspada trebali ostaviti svu svoju energiju, su bili nominalne debljine  $1000 \mu\text{m}$ . Oni su podijeljeni sa svoje prednje strane u 16 horizontalnih trakica širine 3 mm te sa svoje pozadinske strane u 16 vertikalnih trakica širine također 3 mm. Na taj način imamo adresiranih  $16 \times 16 = 256$  piksela dimenzija  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  koje možemo identificirati preko rednog broja prednje trakice i rednog broja pozadinske trakice. Ovakva relativno gusta piskelizacija čini DSSD detektore dobrim izborom za detekciju čestica u zadovoljavajućoj kutnoj rezoluciji u velikom prostornom kutu, te kao silicijski detektori, u dobroj energetske rezoluciji. To nam omogućuje precizno mjerenje smjera raspada složene jezgre što nam daje informaciju



Slika 2.6: Fotografija komore za mjerenje sa postavljenim detektorima na nosačima. Ima ukupno samostojećih 6 DSSD detektora i jedan teleskop sastavljen od jednog DSSD i jednog SSSD detektora.

o kutnoj distribuciji toga pobuđenog stanja. Svi detektori su postavljeni na način da su okomiti na ravninu na kojoj leži os snopa, te da ih ta ravnina presjeca na pola njihove visine. Ukupno je pet DSSD-a postavljeno paralelno uz os snopa. Tri DSSD-a su postavljena lijevo od osi snopa, dok su dva DSSD-a postavljena desno od osi snopa. Šesti DSSD je bio postavljen pod kutom od  $9^\circ$  naspram osi snopa. Svi ovi DSSD-i su se nalazili na pomičnim postoljima, dok je teleskop bilo moguće smicati bez otvaranja komore. Teleskop se u prvome mjerenju nalazio na kutu od  $0^\circ$ , odnosno okomit na os snopa. U drugome mjerenju je bio otklonit na  $8.8^\circ$ . Točni položaji teleskopa u detektorskom postavu svakog mjerenja se nalaze u tablici 2.1. Položaji su određivani naspram ulaza u komoru za mjerenje.

Tablica 2.1: Parametri svakog mjerenja eksperimenta u *INFN-LNL*-u.

Energija snopa $^{20}\text{Ne}$		64 MeV
Debljina Havar folije		2.25 $\mu\text{m}$
Tlak plina mete $^4\text{He}$	Mjerenje 1	869 mbar
	Mjerenje 2	579 mbar
Udaljenost teleskopa	Mjerenje 1	35.28 mm
	Mjerenje 2	35.28 mm
Otklon teleskopa	Mjerenje 1	0°
	Mjerenje 2	8.8°

### 2.3 Mjerni instrumenti

Prolaskom nabijenog projektila kroz aktivni dio silicijskog detektora (prisjetimo se, kroz zonu osiromašenja u *pn*-spoju) generiraju se parovi elektron-šupljina koji se potom pod utjecajem električnog polja odmiču van zone osiromašenja i skupljaju na elektrodama. Svaki prolazak lakšeg nabijenog produkta reakcije (nabijenog projektila) ostavlja ovakav jedan puls, signal, koji treba zabilježiti.

Signal prije nego što bude zabilježen najprije treba valjano obraditi. Signali sa većine detektora korištenih u nuklearnim istraživanjima su slabi i treba ih pravilno, po potrebi, pojačati. Za to se u prvom koraku koriste predpojačala. Ona se postavljaju na izlaze detektora kako bi se slabi signal iz detektora dovoljno pojačao prije daljnje obrade. Kako bi se otklonilo, tj. maksimalno umanjilo, pojačanje eventualnog šuma nastalog na dovodu signala iz detektora do predpojačala, predpojačala se postavljaju detektoru što je bliže moguće. Skraćivanjem dovodnih kabela umanjujemo mogućnost od neželjenog vanjskog elektromagnetnog utjecaja i smanjujemo njihovu impedanciju.

Postoji nekoliko vrsta predpojačala čija uporaba će ovisiti o prirodi signala koji dolazi iz detektora (je li signal naponski, strujni ili daje informaciju o nakupljanom naboju na detektoru). Kako je kod silicijskog detektora signal prouzročen zbog generiranih *elektron-šupljina* parova koristimo nabožno osjetljivo predpojačala. Silicijski detektori posjeduju i određeni intrinzični kapacitet pa zbog nagomilanog naboja na krajevima detektora imamo određeni napon ( $U = \frac{Q}{C_{det}}$ ). To nam dozvoljava korištenje i naponskih predpojačala za pojačanje signala. Međutim kako intrinzični kapacitet silicijskog detektora ovisi o temperaturi detektora, nastali napon na kra-

jevima detektora također ovisi o temperaturi, pa bi tako i onaj signal koji izađe iz naponskog predpojačala ovisio o temperaturi. Iz tog razloga se koriste nabojna predpojačala kod kojih se dospjeli naboj signala sakupljaju u kondenzatoru predpojačala, pa izlazni napon sada više ne ovisi o promjenjivom intrinzičnom kapacitetu detektora već samo o kondenzatoru predpojačala koji je neovisan o temperaturi. Zbog toga treba odabrati odgovarajuću impedanciju predpojačala korištenom detektoru.

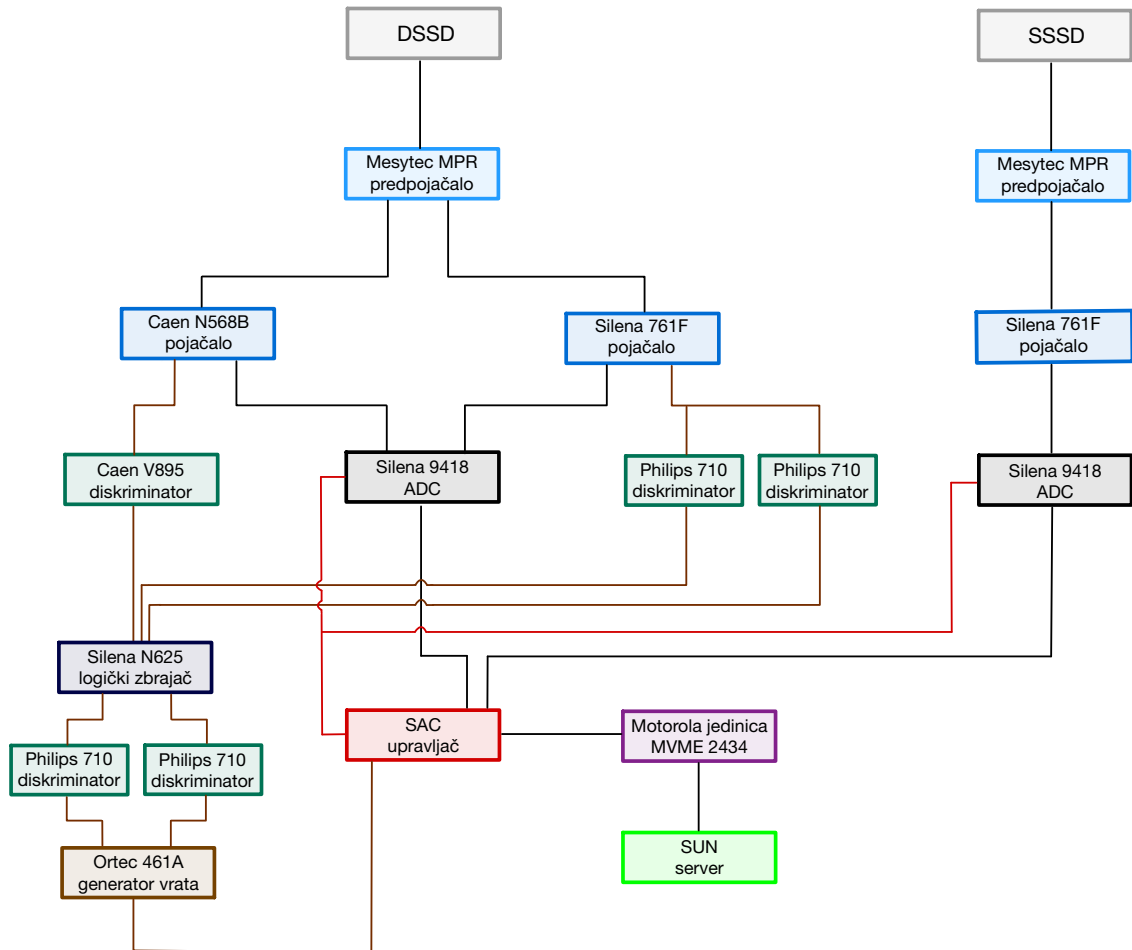
U drugom koraku signal pojačavamo i obrađujemo putem pojačala. Zavisno o potrebama vrši se pojačanje i oblikovanje signala. Ukoliko je naglasak na potrebi za brzim odazivom signala, tj. želimo precizno mjeriti vrijeme pojave signala, koristimo pojačalo za preciznu ekstrakciju vremenskog signala. Takva pojačala daju izlazni signal s vremenom porasta do nekoliko *ns*. Međutim tako brz porast signala u vremenu ide nauštrb linearnosti takvih signala i gubimo linearnu proporciju između energije događaja i signala događaja koji u konačnici bilježimo. Također su pojačanja ovakvih pojačala relativno manja, do svega nekoliko desetaka puta. Ovakva pojačala imaju prednost u mjerenjima u kojima je naglasak isključivo u brznoj registraciji detekcije događaja. U nekim slučajevima je za mjerenje vremena dolaska signala sasvim dovoljno velik signal sa dovoljno brzih predpojačala ili čak samog detektora tako da nema potrebe za postavljanjem pojačala za preciznu ekstrakciju vremenskog signala. Ukoliko nas zanima energija zabilježenog događaja onda nam je od najvećeg interesa zadržati proporcionalnost između ulaznog i izlaznog signala iz pojačala. Tada koristimo pojačala za preciznu ekstrakciju amplitude signala, odnosno *linearno pojačalo za oblikovanje pulsa*. Linearna pojačala zadržavaju linearnost ulaznog signala sa predpojačala, čime informacija o amplitudi signala ostaje očuvana. Međutim za precizno oblikovanje signala treba nešto više vremena pa izlazni puls postaje i nešto širi. To je u direktnoj suprotnosti sa potrebom mjerenja događaja velike učestalosti, pa je često potrebno određeno kompromisno rješenje. Moguće je provesti različite metode u oblikovanju pulsa kako bi se skratio izlazni puls i izbjeglo „propuštanje“ nekoga događaja za vrijeme procesiranja prvoga. Linearna pojačala obično povećavaju signal iz područja  $mV$  do  $0.1 V-10 V$ . Osim što povećavaju signal, linearna pojačala oblikuju signal često u neku unipolarnu formu u kojoj je informacija o amplitudi signala i dalje očuvana, oblik Gaussiana, trokutasti oblik ili neki drugi. Bitno je pri tome osigurati da svaki signal počinje i završava na istoj osnovnoj liniji, kako bi u daljnjoj obradi signala (u analogno-digitalnom pretvaraču) svaka izlazna amplituda imala do-

bru referentnu poziciju u donosu na koju se mjeri. Većina pojačala ima automatsko podešavanje ove osnovne linije signala.

Koliko god truda uložili u dizajniranju eksperimentalnog postava u kojemu bi smanjili pozadinski šum, on nekim dijelom opet ostaje prisutan u signalu. Za raspoznavanje stvarnih signala događaja od onih neželjenih niskih amplituda šuma koje mogu također nastati i u detektoru, koristimo diskriminatore. Diskriminator je uređaj koji za signale čija je amplituda veća od neke zadane veličine, veličine *praga*, vraća signal logičke jedinice. Ukoliko je amplituda signala manja od zadane veličine *praga* tada nema signala na izlazu diskriminatora, može se reći da vraća signal logičke nule. Veličinu *praga* možemo proizvoljno odrediti na uređaju isto kao i vrijeme trajanja izlaznog signala s diskriminatora. Važna karakteristika koja govori o performansama diskriminatora je najmanje vrijeme između dva ulazna pulsa za koja se mogu producirati dva izlazna pulsa iz diskriminatora. Ono je reda veličine nekoliko desetaka do stotina *ns*.

Kako bi rezultate mjerenja pohranili, i u konačnici dalje analizirali, treba ih najprije svesti u digitalan zapis. Za to se koriste *analogno-digitalni pretvarači* ili *ADC* jedinice (*Analog to Digital Converter*). One pretvaraju sve informacije sadržane u analognom zapisu signala (visinu naponskog pulsa) u digitalni oblik, nakon čega se nad njima mogu vršiti različite operacije putem računala. Puls koji se želi digitalizirati se uspoređuje s naponima iz niza referentnih napona te ovisno o rezultatu usporedbe, je li veći ili manji, dobije se logični odgovor 0 ili 1 za svaku usporedbu. Rezultat svake pojedine usporedbe se zatim pohranjuje u zaseban bit memorije. Na ovaj način niz bitova dobiven nakon usporedbe sa svim elementima niza referentnih napona jedinstveno opisuje početni analogni napon. Primijetimo, duljina dobivenog niza bitova odgovara duljini niza referentnih napona, te redni broj bita u nizu bitova odgovara rednom broju referentnog napona u nizu referentnih napona sa čijom usporedbom je taj bit dobiven. Kako bi se ubrzalo pretvaranje u digitalan zapis, usporedbe se vrše paralelno za svaki bit (odnosno za svaki napon u nizu referentnih napona). Broj bitova koji stoje *ADC*-u na raspolaganju za pohranu pojedinog pulsa određuje ujedno i broj mogućih usporedbi koji možemo prevesti nad tim pulsom prilikom digitalizacije. Dakle, što više bitova *analogno-digitalni pretvarač* ima na raspolaganju to mu je preciznost digitalizacije veća. Broj bitova pretvarača nam na taj način isto određuje rezoluciju mjerenja. U ovom eksperimentu su korišteni 16-bitni *ADC*-i, gdje su prva

4 bita popunjavale informacije o identifikatoru tog *ADC*-a, a u preostalih 12 bitova su se pohranjivale vrijednosti mjerenja. Također, konverzija se vrši vrlo brzo, ali i ne trenutačno tako da vrijeme konverzije isto treba uzeti u obzir kao „mrtvo vrijeme“ unutar kojega sustav nije u mogućnosti zabilježiti sljedeći događaj.



Slika 2.7: Shema elektronike korištene za mjerenje.

U eksperimentalnom postavu bilo je ukupno 7 DSSD detektora (6 zasebnih i jedan u sklopu teleskopa) te jedan SSSD sa kojih su se prikupljali podatci. DSSD detektor sa svake svoje strane ima po 16 vrpca pa imamo ukupno 32 kanala (izvora signala) sa kojih prikupljamo signal po DSSD-u. Kod SSSD-a imamo sve skupa 16 vrpca, odnosno kanala, sa kojih prikupljamo signal. Signal sa detektora treba najprije pojačati do prvoga stupnja putem predpojačala. Za SSSD detektor je korišteno predpojačalo *Mesytec MPR-16* (16-kanalno) na način da je signal sa svake vrpce pojačavan u zasebnom kanalu predpojačala. Za daljnje sekundarno pojačanje te oblikovanje signala je korišteno *Silena 761F* (16-kanalno) spektroskopsko pojačalo. Ponovno, svakom kanalu sa izlaza predpojačala pridružen je po kanal na pojačalu. Dalje bi signal bio

pretvoren u digitalni putem *Silena 9418* (32-kanalni) analogno-digitalnog pretvarača (*ADC*-a), naravno ukoliko bi bio prihvaćen (o postupku izbora prihvatljivih događaja biti će više opisano za nekoliko rečenica). Može se primijetiti da u ovom *ADC*-u koji ima 32 kanala pola njih (16 kanala) nije bilo korišteno prilikom pretvaranja signala sa *SSSD*-a. Za svaki *DSSD* detektor korišteno je po jedno *Mesytec MPR-32* (32-kanalno) predpojačalo koja su identična onome korištenome za *SSSD* samo imaju po 32 kanala. Isto tako je po jedan kanal korišten za pojačanje signala sa jedne vrpce, s tim da sada imamo 32 vrpce po detektoru. Za 32 izlazna kanala iz jednog *DSSD* detektora korištena su dva 16-kanalna pojačala, jedno pojačalo za signale sa prednjih vrpci i drugo pojačalo za signale sa stražnjih vrpci. Korišteno je jedno spektroskopsko pojačalo *Caen N568B* na koje su bili priključeni signali sa jedne strane *DSSD*-a (nakon što su najprije pojačani u predpojačalu), te drugo *Silena 761F* za signale dospjele sa druge strane *DSSD*-a (isto tako nakon što su prethodno pojačani na predpojačalu). Međutim bitno je napomenuti da su tvorničke specifikacije jednog i drugog spektroskopskog pojačala identične. Pojačan i obrađen signal sa oba navedena pojačala ide u 32-kanalni analogno-digitalni pretvarač *Silena 9418*.

Od interesa nam je zabilježiti samo one događaje u kojima imamo signal od projektila koji je u *DSSD* detektoru aktivirao obje vrpce (prednju i zadnju), tj. znamo točan piksel u koji je zašao. Kako bi se definirao elektronički okidač koji bi vodio računa da se zabilježe takvi događaji osim izlaza amplituda signala sa pojačala analiziramo i izlaze vremenskih signala sa oba pojačala *DSSD* detektora. Vremenski signali iz *Caen N568B* pojačala su odvedeni na 16-kanalni *Caen V895* diskriminator, dok su vremenski signali sa *Silena 761F* pojačala odvedeni na dva 8-kanalna *Philips 710* diskriminatora (dva 8-kanalna diskriminatora za 16 izlaznih vremenskih signala). Izlazi sa sva tri diskriminatora su zbrojeni u *Caen N625* logičkoj jedinici nakon čega se sumirani signal prosljeđuje u *Philips 710* diskriminator čiji izlaz definira elektronički okidač. Ovako izveden elektronički okidač osigurava da se izdvoje oni događaji gdje je signal zabilježen na prednjoj i stražnjoj strani *DSSD*-a.

Izlazni signal s diskriminatora se potom prosljeđuje logičkoj jedinici za generiranje signala vrata *Ortec 416A* čiji izlaz potom aktivira *SAC* jedinicu za kontrolu *ADC*-ova. Svi *Silena 9418* analogno-digitalni pretvarači su sinkronizirani i kontrolirani od strane *SAC* jedinice koja prosljeđuje podatke iz *ADC*-a procesorskoj jedinici *Motorola MVME 2434 VME* radi pohrane podataka na *SUN* server.



Ovakvom izvedbom pojačanja i obrade signala je omogućeno da signal koji je iznad praga zadanog u diskriminatorima, i koji zadovoljava uvjete elektroničkog okidača, biva uspješno pretvoren u digitalni zapis i pohranjen za daljnju analizu.

## 2.4 Kalibracija sustava za mjerenje

Kada ADC pretvarači digitaliziraju signale oni se putem *Motorola MVME 2434 VME* jedinice pohranjuju na *SUN* server kao jedan događaj. Svaki zabilježeni događaj sadrži informacije o energijama detektiranih produkata reakcije u događaju i identifikator ADC kanala. Međutim i dalje nemamo vezu između dobivenog signala i energija događaja koje su prouzročile te signale. Iz prirode mehanizma generiranja signala i odabira sustava predpojačala i pojačala znamo da je krajnji signal proporcionalan energiji koju je detektirana čestica ostavila u detektoru, međutim faktor proporcionalnosti nam je i dalje nepoznat. Zbog toga postav moramo kalibrirati, tj. pronaći faktor proporcionalnosti između krajnje digitaliziranog signala napona i energije koju je čestica imala kada je bila detektirana. Ponovimo, svaki signal sa silicijskih detektora je u cijeloj obradi sa predpojačalima i pojačalima zadržao proporcionalnost sa ostavljenom energijom nabijene čestice u detektoru.

Kako bismo pronašli faktor proporcionalnosti između zabilježenog signala i energije čestice obavlja se nekoliko kontrolnih mjerenja sa projektilima čija je energija od prije poznata. Potom se bilježe signali mjerenja i uspoređuju sa poznatim energijama nabijenih projektila. Kao izvore nabijenih čestica koristili smo tri izotopa:  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  i  $^{244}\text{Cm}$  koji emitiraju  $^4\text{He}$  jezgre na energijama 5.155 MeV, 5.486 MeV i 5.805 MeV u istom redoslijedu kako su nabrojani. Kako su energije dovoljno udaljene jedna od druge možemo koristiti sva tri izotopa od jedanput prilikom mjerenja. Izvor se postavi unutar komore za mjerenje te se evakuira sav zrak iz komore (maksimalno koliko je moguće postići sa vakuumskom pumpom,  $10^{-6}$  mbar) kako bi otklonili gubitak energije testnih projektila ( $^4\text{He}$  jezgara) prilikom prolaska do detektora. Vrhovi mjerenog histograma se baždare sa prethodne tri poznate energije.

Kao dodatna točka u kalibraciji promatrano je elastično raspršenje snopa  $^{20}\text{Ne}$  energije 64 MeV na meti  $^{197}\text{Au}$ . Korištenje mete sa ovako velikim atomskim brojem

uzrokuje vrlo veliko Rutherfordovo raspršenje koje ostavlja vrlo jasan vrh pogodan za kalibraciju.

Najprije je proveden postupak kalibracije sa obje navedene metode za samo DSSD detektore, a potom je dodan SSSD detektor u teleskop i cijeli postupak je ponovljen. Na ovaj način su određene kalibracijske točke za sve pojedinačne detektore i teleskop. Analiza i prilagodba mjerenja za kalibraciju je provedena u programskom paketu *ROOT*.

Usporedbom kalibracijskih mjerenja na DSSD-u, koji je bio korišten u teleskopu, bez postavljenog SSSD-a i onih sa postavljenim SSSD-om u teleskop, određen je profil debljine SSSD detektora korištenog u teleskopu. Gubitak energije  $\Delta E$  prilikom prolaska nabijene čestice kroz SSSD je proporcionalan debljini detektora u toj točki prolaska. Ostatak energije koju čestica ima nakon prolaska kroz SSSD bilježi se na odgovarajućem pikselu DSSD-a. Ako usporedimo izmjerene kalibracijske energije sa postavljenim i bez postavljenog SSSD-a možemo u području svakog piksela DSSD-a odrediti prosječnu debljinu pripadnog područja na SSSD detektoru. Vođeno je računa o događajima u kojima je projektil prošao kroz određenu vrpcu SSSD-a, ali prilikom prolaska kroz DSSD nije završio u pripadajućoj preklapajućoj vrpici već u nekoj od susjedne dvije. U postupku kalibracije i analize podataka uzet je u obzir i efekt mrtvog sloja na detektorima, neaktivnog sloja debljine  $0.5 \mu\text{m}$  na svakoj površini detektora.

## **2.5 Analiza eksperimentalnih podataka**

Obrađena su dva seta mjerenja sa različitim tlakovima plina  $^4\text{He}$  mete i s različitim pozicijama teleskopskog detektora. Prvi set mjerenja (*Mjerenje 1*) je rađen na tlaku plina mete na  $p_1 = 869$  mbar i teleskopskim detektorom okomitim na os snopa  $^{20}\text{Ne}$  (vektor površine teleskopa paralelan sa osi snopa  $\theta_1 = 0^\circ$ ). U drugom setu mjerenja (*Mjerenje 2*) tlak plina mete je bio  $p_2 = 579$  mbar, a površina (vektor površine) teleskopa je bila otklonjena za azimutni kut  $\theta_2 = 8.8^\circ$  od osi snopa. Pomak je proveden tako da je nosač teleskopa zarotiran za potreban kut oko svoje osi rotacije da bi se postigao prethodni otklon  $\theta_2$ . Os rotacije nosača se nalazi u centru komore za mjerenje, tj. nosač detektora je učvršćen na pomični krak koji ima osovinu za rotaciju

u središtu komore. Kraj kolimatora sa *Havar* folijom također završava u središtu komore. Kao rezultat, prilikom rotacije nosača detektora udaljenost središta teleskopa od *Havar* folije ostaje nepromijenjena. U oba slučaja energija snopa  $^{20}\text{Ne}$  je držana na  $E_{snop} = 64 \text{ MeV}$ . Točne pozicije teleskopa i ostali parametri svakog seta mjerenja mogu se pronaći u tablici 2.1.

Nakon što su mjerenja izvršena trebalo im je iz kalibracijskih podataka pridružiti vrijednosti energije. Konačna kalibrirana mjerenja su spremljena u *root* formatu.

Postupak obrade podataka se vrši inverzno, detektirani produkti se prate od svoga zaustavljanja u DSSD detektoru teleskopa prema svome izvoru (rezonantnoj jezgri).

Izlazni podatci (mjerenja) su zapisani u formi zabilježenih signala po svakoj vrpici detektora. Nakon kalibriranja svaki izmjereni signal je zamijenjen sa adekvatno pridruženom energijom. Za daljnju obradu trebalo je najprije svakom zabilježenom događaju na DSSD detektoru pridružiti točan piksel koji mu odgovara, te tom pikselu pridružiti ukupnu energiju koju je produkt raspada u njemu ostavio. Također je bilo potrebno prepoznati pravu vrpicu SSSD-a kroz koju je četica prošla prije upada u DSSD detektor teleskopa. Ne možemo uzeti zdravo za gotovo da je vrpca kroz koju je prošla čestica upravo ona vrpca SSSD-a koja odgovara vrpici koja se podudara sa aktiviranom vrpcom (iste orijentacije) DSSD detektora. Moguće je da je čestica prošla kroz jednu vrpicu lijevo ili jednu vrpicu desno na SSSD-u od one koja odgovara aktiviranom pikselu na DSSD-u. Zatim je bilo potrebno pridružiti signal energije ostavljen u pravilno identificiranoj vrpici SSSD-a ovome događaju. Energija koju detektirana čestica ostavi u svim detektorima (uključujući i mrtve slojeve detektora) odgovara njenoj kinetičkoj energiji netom prije detekcije, upada u detektor. Ideja je bila svakom detektiranom događaju pridružiti redni broj prednje vrpce i redni broj stražnje vrpce DSSD-a gdje je bio detektiran (time smo mu ujedno i odredili piksel detekcije) te energije koje su ostavljene na svakoj vrpici, i isto tako pridružiti pravu vrpicu SSSD-a (njen redni broj) kroz koju je čestica prošla sa energijom koju je ostavila. Također je svaki događaj sadržavao rekonstruiranu kinetičku energiju čestice netom prije detekcije i informaciju o strukturi čestice (njen atomski i maseni broj).

Kako bismo iz mjerenja uredili i izdvojili ovako formulirane zasebne događaje bilo je potrebno promatrati kalibrirana mjerenja, detektirani događaj po detekti-

rani događaj. Analizirane su zabilježene energije (signali) sa svih vrpce (prednjih i stražnjih) DSSD detektora i SSSD detektora u tom promatranom mjerenom događaju. U prvom koraku izdvojeni su svi signali (energije) zasebno sa prednje strane DSSD-a, zasebno sa stražnje strane DSSD-a i zasebno sa SSSD-a. Prilikom izdvajanja ignorirani su signali ispod referentnog kako bi se dodatno eliminirali signali šuma. U drugom koraku su uspoređivana sva mjerenja prednjih vrpce DSSD detektora sa mjerenjima stražnjih vrpce DSSD detektora i izdvajani su samo oni događaji u kojima je razlika detektirane energije produkta reakcije unutar prihvatljive razlike energija od 2%, a ostali su odbačeni. Na ovaj način osiguravamo valjanu identifikaciju različitih detekcija u slučaju kada imamo dva ili više detektiranih produkata raspada u jednom mjerenom događaju. Točnije, iz jednog događaja mjerenja u kojemu je registrirano više detekcija izdvajamo svaku detekciju kao zaseban događaj. Ovime izbjegavamo gubitak podataka te osiguravamo valjano pridruživanje vrpce u kojima je čestica detektirana, umjesto da smo jednostavno prihvatili samo najintenzivnije signale (najveće energije) detektirane na prednjim i stražnjim vrpce kao valjane koordinate piksela ovog mjenog događaja. Također ovim uvjetom priječimo neispravne identifikacije mogućeg prevelikog signala nastalog zbog šuma kao valjano mjerenje i odbacujemo događaje gdje je signal podjeljen između dvije susjedne vrpce.

Kako bi pohranjena informacija o zabilježenoj energiji čestice promatranog događaja bila potpuna, treba pridodati i izgublenu energiju u mrtvom sloju detektora koji uključuje elektrodu i nedopirani tanak sloj detektora. Poznajući kinetičku energiju nakon prolaka kroz mrtvi sloj (izmjerena energija čestice u aktivnom dijelu detektora) i karakteristika mrtvog sloja (debljina i materijal koji su dani od proizvođača) rekonstruirali smo izgubljenu energiju unutar mrtvog sloja koja je potom prilikom pohrane ukupne energije toga događaja bila pridodana detektiranoj u DSSD detektoru.

Svakom ovako izdvojenom događaju treba pridružiti i informacije sa vrpce kroz koju je čestica prošla u SSSD detektoru. Dovoljno je pretpostaviti da je čestica prije detekcije u DSSD detektoru prošla kroz podudarajuću ili jednu od njoj susjednih vrpce SSSD detektora. Stoga su za svaki izdvojeni događaj sa DSSD-a promatrana mjerenja na odgovarajućoj vrpce i njoj susjednim vrpce SSSD-a. Bira se ono mjerenje koje ima najveću zabilježenu energiju u dozvoljenom rasponu energija. Informacije o energiji i rednom broju vrpce se zatim pridružuju tom događaju.

Treba naglasiti da prilikom pohranjivanja energija sa svake od vrpce (DSSD i SSSD detektora) u nekom izdvojenom događaju, mi dodjeljujemo kalibrirane energije, ali i one nekalibrirane signale („sirova mjerenja“). Tako da u svakome pohranjenom događaju držimo zabilježene sve informacije koje o njemu posjedujemo.

U ovako izdvojenom skupu događaja i dalje ne znamo koji događaji potječu od ciljanog kanala raspada pobuđene jezgre  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ , a koji od ostalih mogućih kanala raspada. Iz rezultata mjerenja ovako formuliranog eksperimentalnog postava ne možemo putem koincidentnih događaja identificirati produkte raspada jer smo se detekcije jednog produkta raspada (onog težeg) namjerno odrekli kako bi omogućili mjerenja na samoj osi snopa. Zbog odabranog tlaka plina mete i pozicije detektora osigurali smo „probijanje“ samo lakših produkata raspada, dok zbog veće zaustavne moći oni teži bivaju zaustavljeni unutar mete. Drugi lakši mogući produkt raspada pobuđene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  bi mogao biti proton (putem kanala  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{23}\text{Na} + ^1\text{H}$  ili  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{23}\text{Na}^* + ^1\text{H}$ ) tako da je dovoljno samo ukloniti detektirane događaje nastale od protona kako bismo osigurali tražene događaje nastale od produkta  $^4\text{He}$ . Događaji koji pripadaju detektiranim protonima su identificirani iz  $\Delta E - E$  potpisa koji projektili protona ostavljaju na korištenim SSSD i DSSD detektorima u teleskopu. Ukoliko bi im izmjerene vrijednosti energija u SSSD i DSSD detektorima odgovarale  $\Delta E - E$  području točaka kakve ostavljaju protoni, ti događaji bi bili identificirani kao protonski.

Nažalost tijekom analize je utvrđena velika nepouzdanost u kalibracijskim mjerenjima na SSSD detektoru, tako da su kalibrirana mjerenja sa ovoga detektora morala biti u daljnjoj analizi zanemarivana. To međutim nije utjecalo na „sirove“ podatke (nekalibrirane) koji su ovim detektorom mjereni tako da je prepoznavanje protonskih događaja  $\Delta E - E$  potpisom bilo rađeno preko nekalibriranih mjerenja energija (signala sa detektora). Slično kao i u slučaju mrtvog sloja, za rekonstrukciju gubitka energije detektirane čestice u SSSD detektoru korišten je poznati profil debljine tog detektora. Izračunao se gubitak energije pomoću zaustavne moći detektirane čestice s istom početnom kinetičkom energijom kakvu je ostavila u DSSD detektoru, a put prolaska kroz SSSD je izračunat pomoću profila debljine tog detektora. Ovaj gubitak se potom dodijelio ukupnoj detektiranoj kinetičkoj energiji u DSSD detektoru. Rekonstruirana kinetička energija detektirane čestice se potom čuvala kao zasebna varijabla tog događaja.

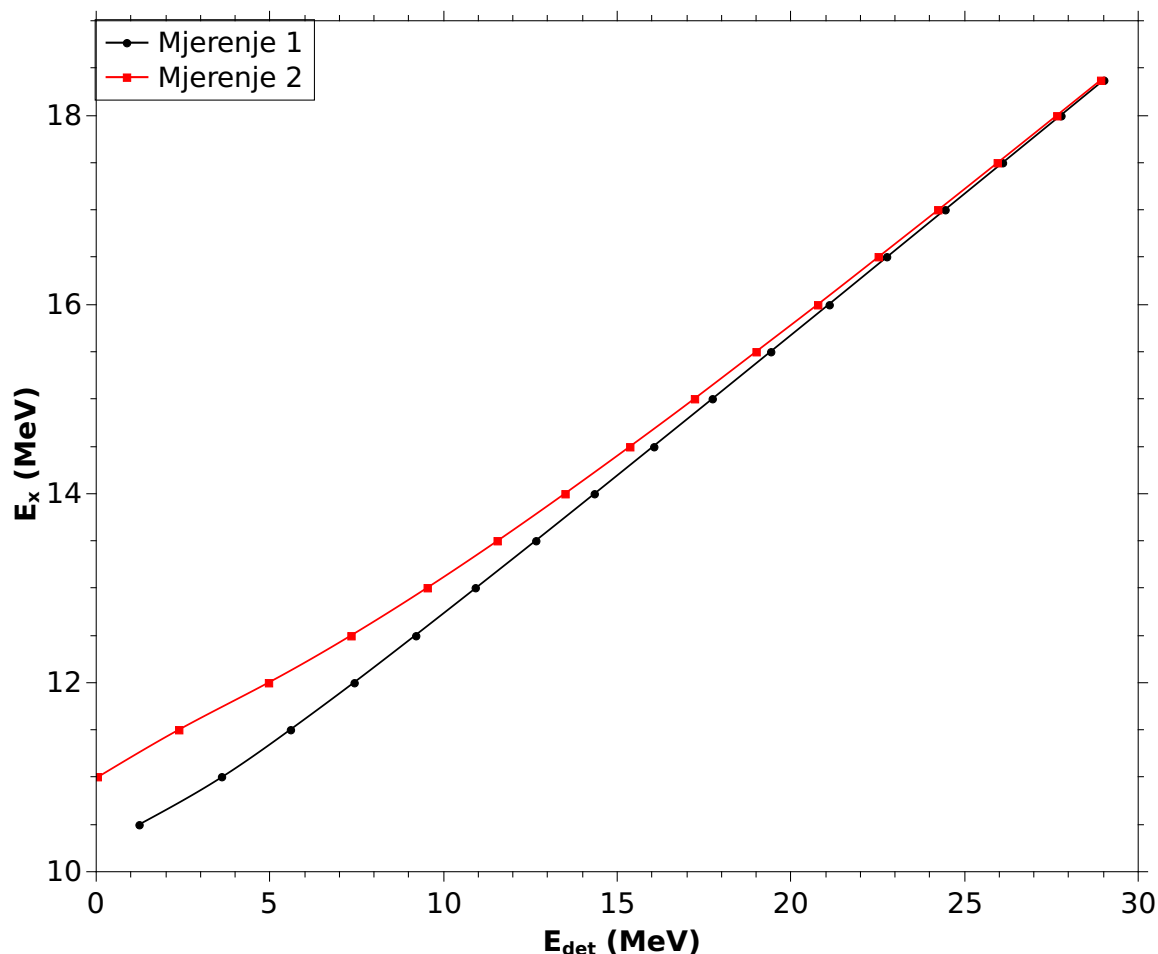
Nakon raščlanjivanja pojedinačnih događaja, izdvajanja onih događaja koji odgovaraju produktu raspada  ${}^4\text{He}$  i rekonstrukciji njegove energije netom prije detekcije, sada nam preostaje utvrditi koja je bila energija pobuđenja složene jezgre  ${}^{24}\text{Mg}$  koja se raspala na detektirani  ${}^4\text{He}$  i  ${}^{20}\text{Ne}$ . Za svaki pojedini piksel želimo pronaći poveznicu između detektirane energije  $E_{\text{det}}$  lakšeg produkta i energije pobuđenja složene jezgre  $E_x$ . Kao što smo rekli, energija pobuđenja složene jezgre je izravno povezana sa dubinom unutar mete na kojoj je došlo do interakcije jezgara snopa sa jezgrama mete. To znači da iznos energije pobuđenja složene jezgre također određuje i put koji će produkt raspada proći kroz metu nakon što bude oslobođen (do detektora), a time možemo zaključiti i da energija pobuđenja jezgre utječe na gubitak energije produkta pod utjecajem zastavne moći na prijeđenom putu do detektora. Ovaj gubitak energije zbog razlike u putevima neće biti jednak za svaki piksel, jer su potrebni različiti putevi prolaska produkata do pojedinog piksela. Dodatno, na prijeđeni put produkta ovisi i kut pod kojim je došlo do raspada složene jezgre.

Kako bi se pronašle jednoznačne ovisnosti detektirane  $E_{\text{det}}$  o energiji pobuđenja složene jezgre  $E_x$  za svaki piksel detektora te koje bi uzele u obzir sve ove efekte rađen je velik broj simulacija oba ova eksperimentalna postava. Svaka simulacija prati jezgru snopa kako sa početnom zadanom energijom (energijom snopa 64 MeV) prolazi najprije kroz *Havar* prozor na kojemu izgubi dio energije pod utjecajem zaustavne moći, te potom prolazi kroz plin mete. Čestica se prati u koracima po 1 mm i u svakom koraku se izračuna gubitak energije čestice na tome putu  $\Delta E$  numeričkom integracijom pomoću *SRIM* tablica te položaj čestice nakon toga koraka. Kinetička energija koja se uzima kao aktualna u promatranom koraku je ona kakvu je čestica imala u trenutku kada je izašla iz prethodnog koraka. Tada se kinetičkoj energiji čestice oduzima gubitak nastao pod utjecajem zaustavne moći, pridodaju stohastički efekti  $E_{\text{rasap}}$  i  $\theta_{\text{rasap}}$ , te se tako umanjena energija uzima kao početna za sljedeći korak. Iteracija se ponavlja sve dok kinetička energija jezgre snopa ne poprimi iznos potreban za sintezu složene jezgre  ${}^{24}\text{Mg}$  sa prethodno zadanom energijom pobuđenja. Zatim se simulira raspad na  ${}^4\text{He} + {}^{20}\text{Ne}$  sa nasumično odabranim kutom raspada u sustavu centra mase vodeći računa da je kutna distribucija raspada uniformna. Nakon raspada produkt  ${}^4\text{He}$  se na jednak iterativan način prati kroz metu sve dok ne bude detektiran na detektoru (ili ne dospije do stjenke komore, ili ne izgubi svu

energiju). Prilikom detekcije pohranjuju se podatci o njegovoj trenutnoj energiji (detektiranoj energiji), koordinati upada na detektor (piksel koji ga je detektirao), energija pobuđenja složene jezgre, te kut raspada složene jezgre. Simulacije su rađene u 1 000 000 ponavljanja za zadanu energiju pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Zatim su izračunate prosječne detektirane energije  $^4\text{He}$  na svakom pojedinom pikselu detektora na toj energiji pobuđenja. Postupak je ponovljen za svaku energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  iz raspona od interesa, 9.5 MeV – 18.37 MeV u razmacima po 0.5 MeV. Gornju granicu određuje maksimalna energija snopa nakon ulaska u komoru za mjerenje kroz *Havar* foliju debljine 2.25  $\mu\text{m}$ . Maksimalna energija dostupna za sintezu složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u sustavu centra mase iznosi upravo 18.37 MeV. To nam je omogućilo pronalazak parova  $(E_{\text{det}}, E_x)$  za svaki pojedini piksel, odnosno točke na grafu ovisnosti detektirane energije o energiji pobuđenja. Točke su međusobne spajane kubnom funkcijom (*spline*) pri čemu se vodilo računa da se iznosi dviju susjednih funkcija i njihove prve derivacije međusobno podudaraju u točki  $(E_{\text{det}}, E_x)$  koja ih „veže“. Na ovaj način smo modelirali kontinuiranu poveznicu između detektirane energije  $^4\text{He}$  i energije pobuđenja pobuđene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  za svaki piksel pojedinačno (slika 2.8). Možemo primjetiti gotovo linearnu ovisnost, nakon određene energije pobuđenja složene jezgre u oba slučaja.

Cijeli postupak je zasebno rađen za obje konfiguracije eksperimentalnog postava, 1. mjerenje sa tlakom mete 869 mbar i teleskopom na  $0^\circ$ , 2. mjerenje sa tlakom mete 579 mbar i teleskopom na  $8.8^\circ$  u odnosu na os snopa.

Sada putem ovoga modela možemo svakom detektiranom događaju sa fizičkog detektora pridružiti energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  koja ga je prouzročila. Uspoređivanjem detektiranih energija na svakom pojedinom pikselu sa energijama iz modela za taj piksel rekonstruirali smo energiju pobuđenja složene jezgre čijim se распадом oslobodila detektirana čestica  $^4\text{He}$ . Sumiranjem svih detektiranih događaja sa svih piksela detektora dobivamo histograme događaja za svako mjerenje (slika 2.9 i 2.10).

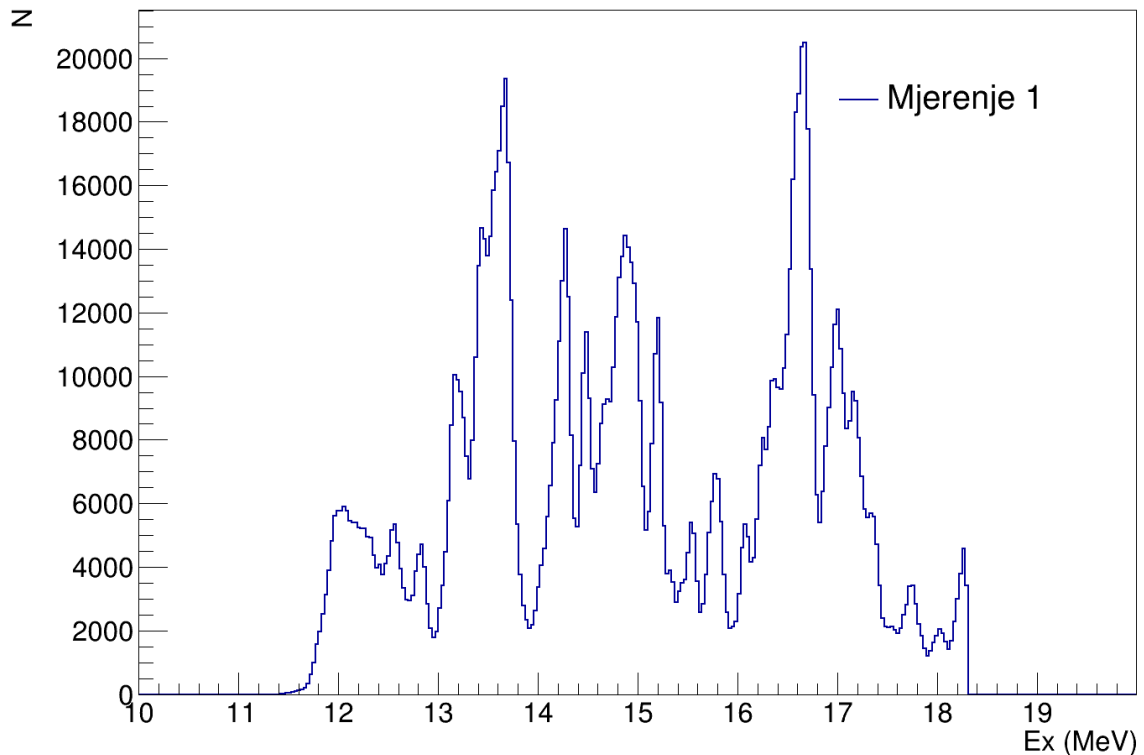


Slika 2.8: Graf ovisnosti detektirane energije lakšeg produkta  ${}^4\text{He}$   $E_{det}$  o energiji pobuđenja složene jezgre  ${}^{24}\text{Mg}$   $E_x$  na pikselu koordinata  $5 \times 5$ . Crni graf prikazuje ovisnost za mjerenja rađena na tlaku  $p_1 = 869$  mbar i kutu detektora  $\theta_1 = 0^\circ$ , a crveni na tlaku  $p_2 = 579$  mbar i kutu detektora  $\theta_2 = 8.8^\circ$ .

## 2.6 Rezultati mjerenja

Prvi histogram prikazuje broj zabilježenih događaja po energijama pobuđenja u prvom mjerenju, a drugi histogram prikazuje broj zabilježenih događaja po energijama pobuđenja prilikom drugog mjerenja tijekom kojega smo držali detektor otklonjenim za kut  $\theta_2$ . Primjećujemo rezonantnu strukturu složene jezgre u oba histograma. Prvi histogram ima znatno više zabilježenih događaja nego li drugi jer je proces mjerenja u prvom mjerenju dulje trajao. Zbog nešto otklonjenijeg detektora u drugom mjerenju lakši produkti raspada su vjerojatno prolazili kroz dužu trajektoriju unutar jednostranog SSSD detektora u kojemu je zaustavna moć djelovanja na projektil značajno veća nego li u meti. Na nižim energijama (nižim približno od 13.5 MeV) u histogramu pobuđenja drugog mjerenja zabilježen je velik doprinos od Rutherfordovog raspršenja, pa je taj dio događaja na nižim energijama bio odrezan. Stoga u

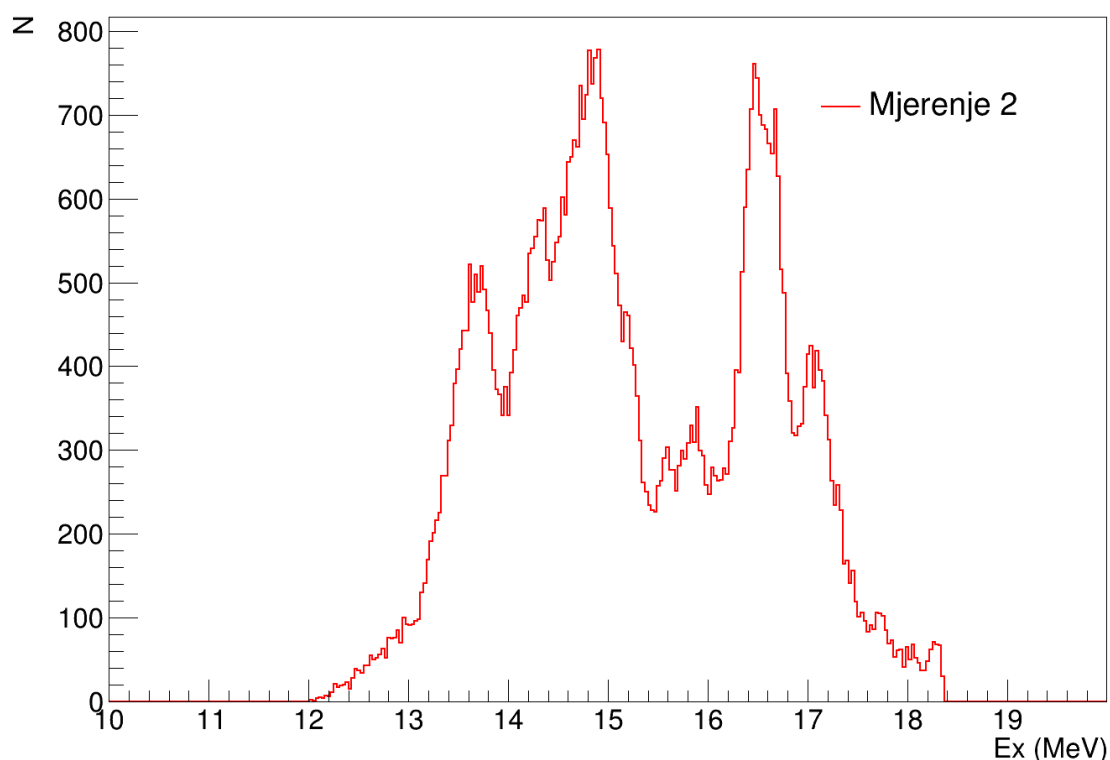




Slika 2.9: Histogram zabilježenih događaja detektiranih produkata  $^4\text{He}$  raspada složene jezgre po energijama pobuđenja složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . Graf prikazuje histogram za mjerenja rađena na tlaku  $p_1 = 869$  mbar i kutu detektora  $\theta_2 = 0^\circ$ .

histogramu drugog mjerenja nemamo neke signale koji bi odgovarali vidljivo detektiranim događajima tijekom prvog mjerenja.

Ovako izraženi histogrami ne prikazuju vjerno udio detektiranih događaja po energiji pobuđenja. Naime, kako raspadi složene jezgre nastaju na različitim dubinama unutar mete tako će i udio produkata koji uspješno "obasjava" detektor biti drugačiji ovisno o tome gdje je raspad nastao. Premda u laboratorijskom sustavu ne možemo pojedine točke raspada promatrati kao točkaste izvore koji sferno simetrično emitiraju čestice, ipak možemo pretpostaviti da će intenzitet emitiranih produkata opadati s udaljenosti od izvora i iz razloga što se produkti s udaljenosti međusobno više razilaze - imamo manji prostorni kut pokriven detektorom. Kako bi nadoknaditi ovaj efekt korišteni su rezultati prethodno vršenih simulacija za određivanje  $(E_{\text{det}}, E_x)$  modela, gdje smo sada mjerili efikasnosti detekcije lakših produkata raspada,  $^4\text{He}$ , o energiji pobuđenja pobuđene jezgre. Efikasnost detekcije je određivana kao udio događaja sa uspješnom detekcijom  $^4\text{He}$  u ukupnom broju generiranih događaja. Iz



Slika 2.10: Histogram zabilježenih događaja detektiranih produkata  ${}^4\text{He}$  raspada složene jezgre po energijama pobuđenja složene jezgre  ${}^{24}\text{Mg}$ . Graf prikazuje histogram za mjerenja rađena na tlaku  $p_2 = 579$  mbar i kutu detektora  $\theta_2 = 8.8^\circ$ .

podataka su određeni grafovi ovisnosti efikasnosti detekcije o energiji pobuđenja (slika 2.11) gdje su pojedine točke ponovno povezane kubnom *spline* funkcijom. Kako oba mjerenja imaju različitu geometriju (i tlak plina mete) postupak je rađen zasebno za prvo mjerenje i zasebno za drugo mjerenje.

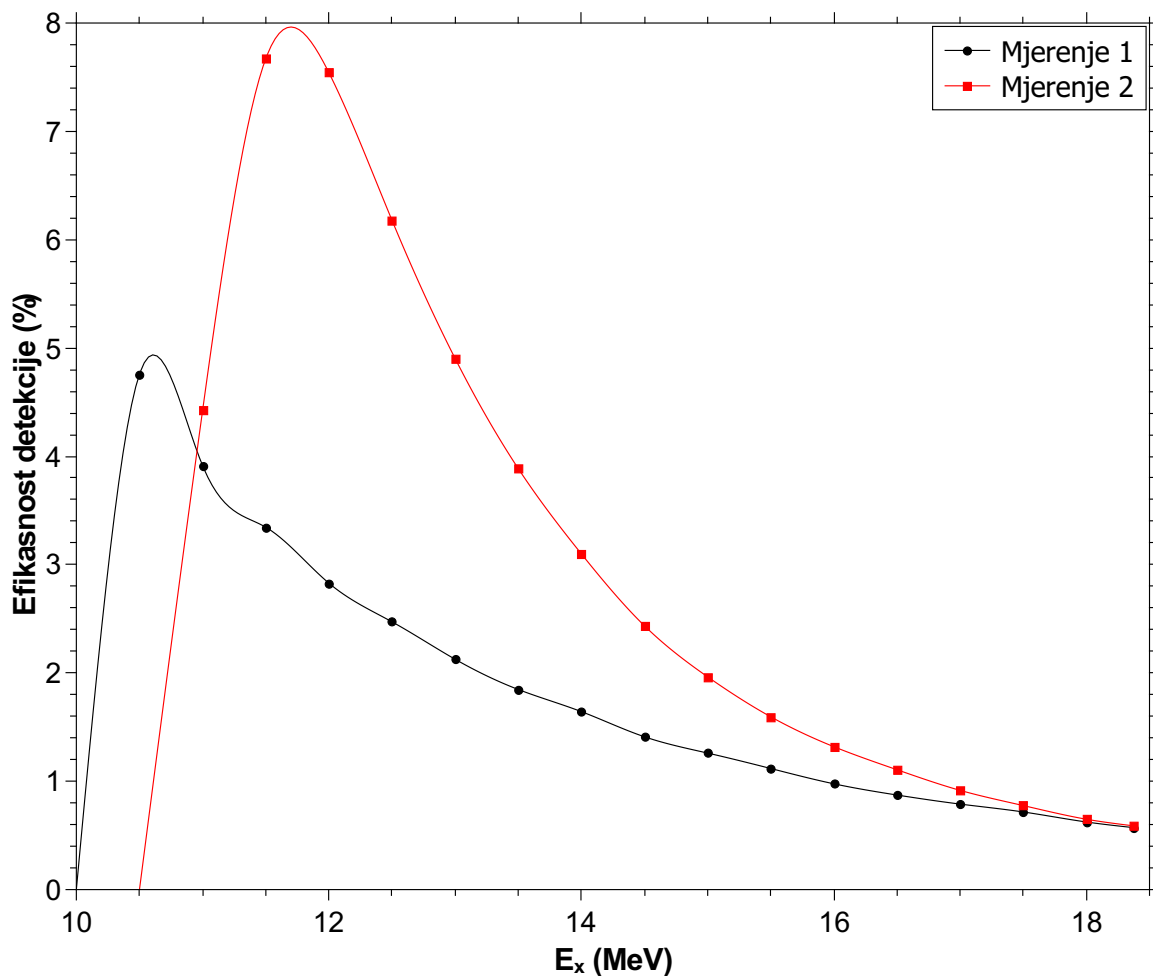
Efikasnost detekcije nam daje koeficijente kojima trebamo dijeliti broj detektiranih događaja na pojedinoj energiji pobuđenja kako bi dobili ukupan korigirani broj događaja, jer za efikasnost  $\eta$  u svakom trenutku vrijedi:

$$\eta = \frac{N_{\text{det}}}{N_{\text{tot}}}$$

$$N_{\text{tot}} = \frac{N_{\text{det}}}{\eta} \quad (2.32)$$

Djeljenjem sa odgovarajućim koeficijentom efikasnosti rekonstruirali smo ukupan broj emitiranih produkata  ${}^4\text{He}$  (i onih ne detektiranih) na pojedinoj energiji pobuđenja.

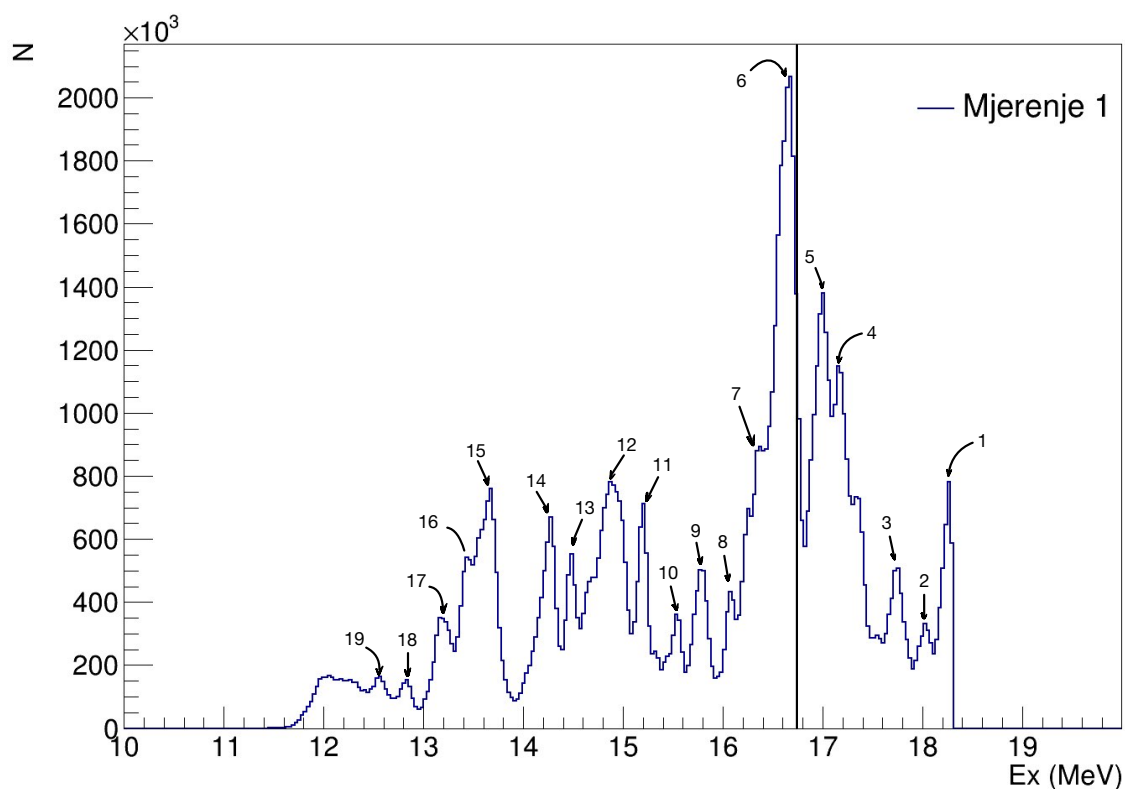
Dobiveni spektri (slika 2.12 i slika 2.13) su izraženi na način da prikazuju 100 % svih događaja na pojedinim energijama pobuđenja. Možemo razaznati velik broj



Slika 2.11: Graf ovisnosti efikasnosti detekcije lakšeg produkta  ${}^4\text{He}$   $E_{det}$  o energiji pobuđenja složene jezgre  ${}^{24}\text{Mg}$   $E_x$ . Crni graf prikazuje ovisnost za mjerenja rađena na tlaku  $p_1 = 869$  mbar i kutu detektora  $\theta_1 = 0^\circ$ , a crveni na tlaku  $p_2 = 579$  mbar i kutu detektora  $\theta_2 = 8.8^\circ$ .

rezonantnih stanja jezgre  ${}^{24}\text{Mg}$  u oba mjerenja. Rezultati prvog mjerenja daju zorniji uvid u raspored pobuđenih stanja, vrhovi pojedinih stanja su međusobno bitno izraženiji i "oštriji". U rezultatima drugog mjerenja, kao što se dalo naslutiti prije normiranja po efikasnosti, imamo nešto slabije isticanje pojedinih vrhova sa puno većim pozadinskim signalom između bilo koja dva vrha.

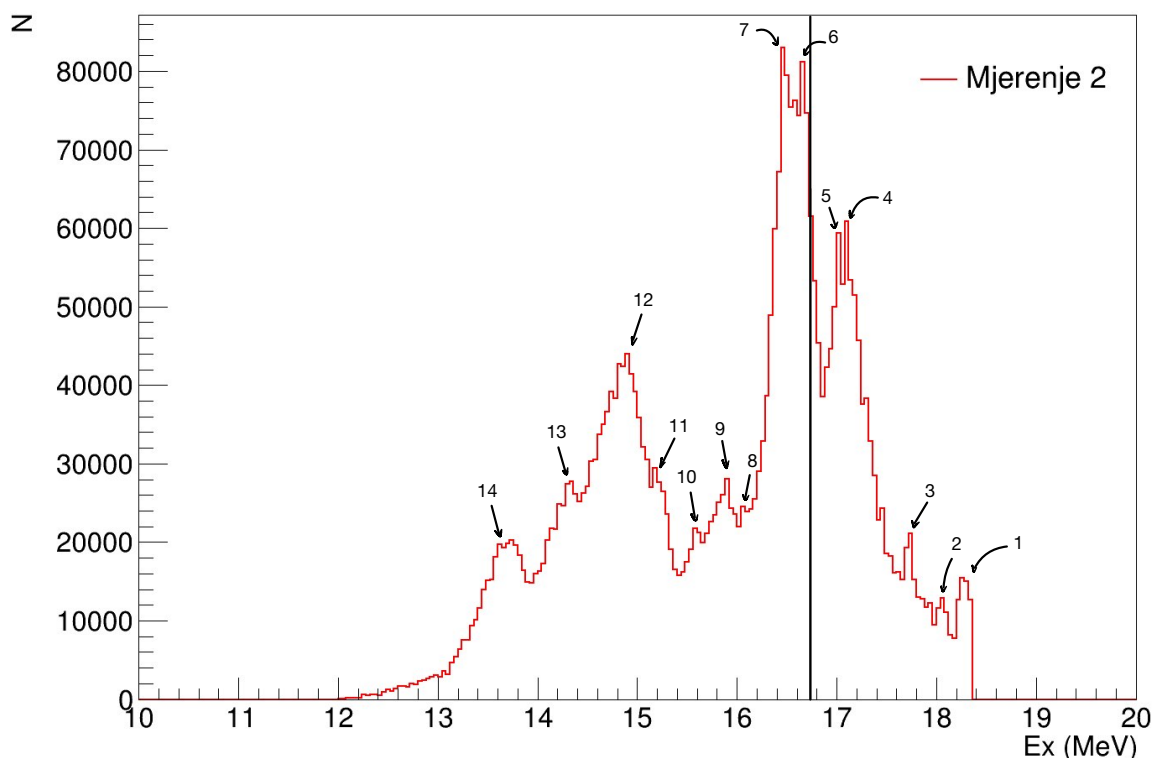
Prije nego li detaljnije promotrimo pojedine vrhove na izračunatim spektrima važno je primijetiti da smo u selekciji događaja koji su rezultirali produktom raspada  ${}^4\text{He}$  izdvojili sve događaje čiji lakši produkti nisu zadovoljavali  $\Delta E - E$  potpis protona. Dakle propustili smo sve događaje koji su se odvijali kanalom raspada u kojemu je lakši produkt  ${}^4\text{He}$ . To mogu biti događaji koji su se odvijali elastičnim raspršenjem  ${}^{20}\text{Ne}({}^4\text{He}, {}^{20}\text{Ne}){}^4\text{He}$  kakve smo i tražili, ali i oni događaji koji su se odvijali putem ne-elastičnog raspršenja  ${}^{20}\text{Ne}({}^4\text{He}, {}^{20}\text{Ne}^*){}^4\text{He}$ . Da smo radili „rez“ valjanih događaja po



Slika 2.12: Spektar pobuđenja složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  za mjerenja rađena na tlaku  $p_1 = 869$  mbar i kutu detektora  $\theta_1 = 0^\circ$ .

kriteriju  $\Delta E - E$  potpisa jezgre  $^4\text{He}$  ne bi se ništa promijenilo jer potpis ovisi isključivo o građi jezgre koja prolazi kroz detektore, dakle opet ne bi mogli razlučiti koje  $^4\text{He}$  jezgre pripadaju elastičnom, a koje neelastičnom raspršenju.

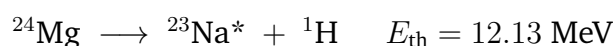
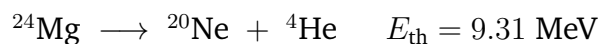
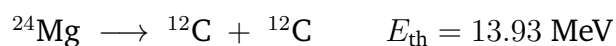
Promotrimo sada događaj elastičnog raspršenja koji se odvio tik nakon što je projektil ušao u komoru sa metom. Takav događaj će tada imati najveću moguću energiju pobuđenja za zadanu energiju snopa  $E_x^{\text{Mg}} = E_{\text{max}}$ . Za naš eksperimentalni postav sa snopom  $^{20}\text{Ne}$  energije 64 MeV nakon prolaska kroz *Havar* foliju debljine  $2.25 \mu\text{m}$  maksimalna dostupna energija u sustavu centra mase iznosi  $E_{\text{max}} = 18.37$  MeV. Ovo je vidljivo i iz izračunatih spektara jer nemamo zabilježenih događaja na energijama pobuđenja većima od navedene. Međutim ukoliko dođe do neelastičnog raspršenja, isto tik nakon što je projektil ušao u komoru sa metom, energija pobuđenja jezgre više neće biti maksimalna moguća, već umanjena za energiju pobuđenja rezidualne jezgre  $^{20}\text{Ne}^*$ ,  $E_x^{\text{Mg}} = E_{\text{max}} - E_x^{\text{Ne}}$ . Iz ovoga možemo zaključiti da postoji područje energija u spektru u kojemu zasigurno nema nikakvog doprinosa od neelastičnog raspršenja. To područje određeno upravo energijom pobuđenja težeg produkta i proteže se (una-



Slika 2.13: Spektar pobuđenja složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  za mjerenja rađena na tlaku  $p_2 = 579$  mbar i kutu detektora  $\theta_2 = 8.8^\circ$ .

trag) od maksimalne energije pobuđenja složene jezgre dobivene interakcijom tik ušlog snopa i mete ( $E_{\text{max}} = 18.37$  MeV) do energije kakvu bi imala ista takva rezidualna jezgra u slučaju da je u izlaznom kanalu teži produkt u pobuđenom stanju ( $E_{\text{max}} - E_x^{\text{Ne}}$ ).

Promotrimo prvih nekoliko mogućih kanala raspada jezgre  $^{24}\text{Mg}$  s njihovim energijama praga:



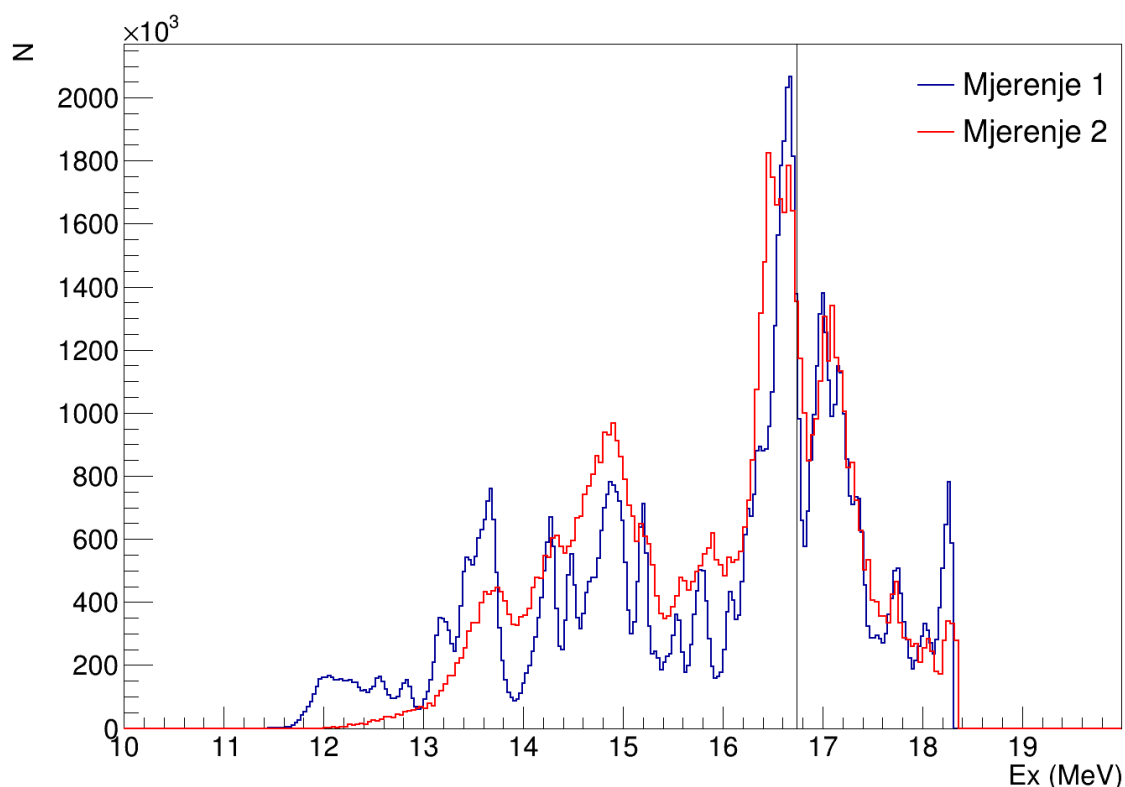
Zbog najnižeg praga raspada i kulonske barijere kanali raspada sa lakšim produktima  $^1\text{H}$  i  $^4\text{He}$  su najizgledniji pa bi njihov doprinos trebao biti najveći u mjerenjima. Prilikom analize podataka utvrđeno je da nema reprezentativnih događaja koji bi došli od kanala raspada  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , koji je astrofizički najinteresantniji od navedenih. To je i

za očekivati jer je tlak mete bio namjerno dovoljno visoko odabran kako bi zaustavna moć mete bila dovoljno velika da zaustavi sve teže čestice. Doprinos koji bi mogao doći od navedena dva kanala raspada koji uključuju  $^1\text{H}$  kao produkt su također izolirani (odstranjeni) prilikom analize. Preostaje jedino prethodno navedeni doprinos od neelastičnog raspršenja  $^4\text{He} + ^{20}\text{Ne}^*$  koji može neželjeno utjecati na dobiveni spektar. Dakle, ukoliko je neon izašao iz reakcije u svome prvome pobuđenom stanju onda nakon  $E_x^{\text{Mg}} = 18.37 \text{ MeV} - 1.634 \text{ MeV} = 16.736 \text{ MeV}$  (vertikalna linija na spektrima 2.12 i 2.13) pa na niže u dobivenom spektru možemo imati doprinos u spektru od neelastičnog raspršenja, a do te energije je spektar slobodan od neelastičnog doprinosa.

U nastavku ćemo izdvojene vrhove spektra numerirati rednim brojevima, počevši od vrha na najvišoj energiji prema vrhovima na nižim energijama pobuđenja. Kako bi naglasili kojem spektru vrh pripada (spektru događaja prvog mjerenja ili drugog mjerenja) u nastavku rednog broja vrha stoji odgovarajući broj mjerenja, npr. vrh 2.1 je drugi primjećeni vrh u spektru prvoga mjerenja.

Stoga, ako želimo usporediti dobivena dva spektra, trebamo njihove vrhove normirati preko prvih vrhova koji još spadaju u područje energija čisto elastičnih raspršenja, od 16.736 MeV do 18.37 MeV. Kao područje po kojemu smo normirali oba spektra odabrano je područje parova vrhova 4.1 i 5.1 prvog spektra te parova vrhova 4.2 i 5.2 drugog spektra. Vidljiva je jasnija razlučivost vrhova 4.1 i 5.1 naspram vrhova 4.2 i 5.2 kod kojih je prostor između vrhova dosta "razmrljan". Zato je uzeto područje ovih parova, kao veći uzorak za usporedbu, i vođeno je računa da se površine koje oni zatvaraju poklapaju u oba spektra, odnosno da se brojevi detektiranih događaja parova prvog i drugog spektra poklapaju (slika 2.14).

Vrhovi 1.1 (18.28 MeV) i 1.2 (18.03 MeV) najvjerojatnije pripadaju istome stanju. Najvjerojatnije je vrh 1.2 odrezan, odnosno da dio događaja s minorno višom energijom pobuđenja nije detektiran. Iz toga slijedi jasno vidljiva disproporcija vrhova 1.1 i 1.2 uz usporedbu u odnosu na ostale vrhove pripadnih spektara. Tako je vrh 1.1 značajnije viši i istaknutiji od vrha 1.2. Vrh 2.1 (18.03 MeV) najvjerojatnije odgovara slabije prepoznatljivom vrhu 2.2 (18.06 MeV). Zatim sljede vrhovi 3.1 i 3.2 koji odgovaraju događajima energije pobuđenja 17.74 MeV, odnosno 17.73 MeV. Sljedeći u nizu je par vrhova koji čini izričit zajednički skup događaja u oba spektra, vrhovi 4.1 i 5.1, te 4.2 i 5.2. Površinu ispod tih parova (broj događaja koji odgovaraju tim



Slika 2.14: Spektri pobuđenja složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  za oba mjerenja. Spektri su međusobno normirani na način da im se poklapaju površine ispod vrhova 4 i 5 između oba spektra.

vrhovima) smo koristili za međusobno normiranje spektara prvog i drugog mjerenja.

Prethodnih pet vrhova spadaju u područje energija gdje sa energijom snopa od 64 MeV nemamo doprinos od neelastičnog raspršenja. Na sljedećim vrhovima zasigurno može postojati doprinos neelastičnog raspršenja u mjerenim spektrima i nažalost nismo u mogućnosti točno razaznati koliki udio u detektiranih događaja odgovara elastičnom, a koliki neelastičnom raspršenju.

Zbog manje energije praga možemo pretpostaviti da sa smanjivanjem energije pobuđenja ipak omjer grananja ovih kanala ide u prilog elastičnom raspršenju. Između energija pobuđenja približno 16.37 MeV i 16.67 MeV možemo primjetiti dva vrlo bliska vrha 6.2 i 7.2 u drugom spektru. U tom području je jasno vidljiv vrh prvoga spektra 6.1 koji odgovara vrhu 6.2, međutim isto tako se da izdvojiti mjesto gdje se struktura drugoga vrha ovoga para pojavljuje, vrh 7.1. Dio događaja detektiranih na ovim vrhovima vrlo vjerojatno dolazi i od neelastičnog raspršenja stanja kojima pripadaju vrhovi 1 i 2 (za oba spektra).

Dalje imamo vidljiva tri vrha na svakom spektru 8, 9, 10 koja pripadaju istim

stanjima. Vrhovima 8 i 10 najvjerojatnije doprinose i neelastična raspršenja sa vrhova 3 i 4 u oba spektra. Nije pronađeno stanje između vrhova 3 i 4 koje bi neelastičnim raspršenjem doprinosilo vrhu 9. Ako takvo stanje postoji trebalo bi biti u okolini 17.46 MeV. Slijede četiri stanja vidljiva u spektru prvog mjerenja: 11.1, 12.1, 13.1 i 14.1 koja u spektru drugog mjerenja čine jednu vrlo široku strukturu unutar koje se površno razaznaju tri odgovarajuća pripadna vrha 11.2, 12.2 i 13.2, gdje vrh 12.2 asimilira stanja 12.1 i 13.1. U spektru drugog mjerenja još izdvajamo jedan ponovno široki vrh 14.2 energije 13.72 MeV u kojemu su "utopljena" dva vidljiva stanja 15.1 i 16.1 na energijama 13.67 MeV i 13.44 MeV. Posljednja tri stanja vidljiva na prvom histogramu 17.1, 18.1 i 19.1 nisu ostavila nikakav trag u spektru drugog histograma.

Generalno možemo primjetiti lošije razlučivanje zasebnih vrhova u spektru pobuđenja dobivenom iz drugog mjerenja. Stanja koja jasno razlučujemo u spektru dobivenom iz rezultata prvog mjerenja ili slabije raspoznajemo na drugome spektru ili su u potpunosti asimilirana u jednu zajedničku širu strukturu. Događaji koji su u prvom spektru solidno pridruženi svome stanju, u drugom spektru su puno više "razvodnjeni" u okolinu oko svakog stanja čime posljedično i opada broj evidentiranih događaja koji čini vrh toga stanja u histogramu. Na taj način bilježimo i niže vrhove pojedinih stanja u drugome spektru prije normalizacije s obzirom na par vrhova 4 i 5. Unatoč slabijem razlučivanju, svi jednoznačni vrhovi pojedinih stanja se vrlo dobro podudaraju. Prosječno odstupanje između vrhova prvog i pripadnih vrhova drugog spektra iznosi svega oko 40 keV, dok je maksimalno za vrhove 9.1 i 9.2 te iznosi 100 keV.

Također je primjetno da je prvi vrh 1.2 bitno niži od pripadnog vrha 1.1. Kako se stanje koje uzrokuje oba ova vrha nalazi u samoj blizini energije dostupne nakon prolaska kroz *Havar*,  $E_{\max}$ , sama detekcija događaja nastalih sa toga rezonantnog stanja je izrazito osjetljiva o energiji snopa. Ukoliko bi energija snopa bila nešto manja od nominalnih 64 MeV ne bi imali dovoljnu energiju za sintezu složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u tom pobuđenom stanju, te bi zahvatili samo niži rub raspodjele detektiranih događaja centrirane oko toga stanja. Stoga ne treba isključiti mogućnost da je u drugome mjerenju energija snopa ipak bila nešto manja od nominalne te da je mjereni vrh 1.2 samo dio raspodjele događaja koji bi trebali biti detektirani sa pripadnog rezonantnog stanja  $^{24}\text{Mg}$ . Nešto manja energija snopa bi zasigurno značila i interakcije



sa plinom mete pliće unutar mete, te u konačnici duže trajektorije produkata raspada složene jezgre kroz sam plin do detektora. Zbog duže trajektorije i gubitak energije produkata je veći i stohastičniji te u konačnici nakon prolaska kroz prvi SSSD detektor energija čestice bude nepovratno "razmrljanija" te je teže rekonstruirati stvarnu energiju kakvu je imala prilikom svoje emisije iz složene jezgre. Iz simulacijski utvrđene ovisnosti detektirane energije  ${}^4\text{He}$  na detektoru o energiji pobuđenja složene jezgre (slika 2.8) vidljivo je da je detektirana energija za niže energije pobuđenja složene jezgre manja u slučaju drugog mjerenja nego li za prvo mjerenje, iz geometrijskih razloga navedenih iznad.

Tablica 2.2: Tablica opaženih stanja  ${}^{24}\text{Mg}$  u kanalu raspada  ${}^{20}\text{Ne} + {}^4\text{He}$ . Prikazani su rezultati prvog i drugog mjerenja, te odgovarajuća prepoznata stanja iz sličnog eksperimenta [15].

Mjerenje 1		Mjerenje 2		Literatura [15]	
n	Ex (MeV)	n	Ex (MeV)	n	Ex (MeV)
1	18,28	1	18,30	1	18,30
2	18,03	2	18,06	2	18,04
3	17,74	3	17,73	3	17,75
5	16,99	5	17,02	5	16,99
6	16,66	6	16,67	6	16,68
7	16,37	7	16,46	7	16,57
8	16,07	8	16,05	8	16,08
9	15,78	9	15,88	9	15,81
10	15,54	10	15,58	10	15,55
11	15,20	11	15,20	11	15,22
12	14,89	12	14,89	12	14,91
13	14,48			13	14,48
14	14,27	13	14,35	14	14,28
15	13,67	14	13,72	15	13,69
16	13,44			16	13,45
17	13,19			17	13,24
				18	13,16
18	12,83			19	12,84
19	12,56			20	12,56

Unatoč slabijem raspoznavanju nekih vrhova, dobiveni rezultati se vrlo dobro slažu sa rezultatima drugih istraživanja. Energije prepoznatih rezonantnih stanja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u ovim rezultatima pokazuju poklapanje sa prepoznatim stanjima u istraživanju vršenom sa vrlo sličnim eksperimentalnim postavom [15]. Promatrano je elastično raspršenje snopa neona u debeloj meti,  $^{20}\text{Ne}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{20}\text{Ne}$ , te je korišten  $\Delta E - E$  teleskop prilikom mjerenja. Prepoznata stanja se poklapaju sa prosječnim odstupanjem od svega 0.2 keV gdje je najveće bilo 0.3 keV. Navedeni rad je imao bitno veću rezoluciju mjerenih vrhova, te ima više uspješno prepoznatih rezonantnih stanja u strukturi  $^{24}\text{Mg}$  nego li u našim rezultatima. Dobiveni rezultati također pokazuju vrlo dobro slaganje sa rezultatima direktnog mjerenja [13] gdje je prepoznato oko 120 rezonantnih stanja  $^{24}\text{Mg}$  u promnatranom području energija.

U konačnici iz oba rezultata vidljiva je bogata struktura  $^{24}\text{Mg}$  u istraženom području astrofizički relevantnih energija. Postoji značajan broj primjećениh stanja, ukupno njih 19 različitih od kojih je 14 stanja jasno vidljivo na oba spektra dobivena nezavisnim mjerenjima jedno od drugoga. Jezgra  $^{24}\text{Mg}$  ima očigledno klaster-sku strukturu oblika  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$  u čijem spektru vrlo vjerojatno i participira doprinos od bliskog kanala raspada  $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$ . Rezultati drugog mjerenja daju indicije da bi mogle postojati i drugačije klusterske strukture jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u ovom astrofizički relevantnom području energija, koje bi također bile od astrofizičkog značaja. Nažalost ovako definiranim postavom nismo mogli utvrditi ništa više o pojedinim parcijalnim širinama raspada niti o ukupnoj širini raspada na pojedinoj primjećenoj rezonanciji.

### 3 Prijedlog novog eksperimentalnog postava Monte-Carlo simulacijom

Iz mjerenja s prethodnim eksperimentalnim postavom prikupili smo informacije o spektru pobuđene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u astrofizički relevantnom području energija za kanal raspada u  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ . Ovakvim eksperimentalnim postavom nismo bili u mogućnosti u potpunosti razdvojiti parcijalne širine koje pripadaju neelastičnom raspršenju ( $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$ ) od elastičnoga. Uvjet na odabir lakšeg produkta preko  $\Delta E - E$  potpisa nije dovoljan kako bi se ova dva kanala raspada razaznala. Kako je namjerno korišten relativno velik tlak plina mete, radi zaustavljanja težih čestica, nismo bilježili signale koji bi pripadali produktima kanala raspada  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Informacija o egzistenciji ovog kanala raspada u astrofizički relevantnom području energija je od izuzetnog interesa u modeliranju nukleosinteze. Također informacije prikupljene sa teleskopa pokrivaju dio prostornog kuta raspada rezidualne jezgre i ne daje nam informacije o spektru na ostalim kutovima. Prikupljene informacije nažalost nisu dovoljne za detaljnu analizu spektra i egzaktan opis stanja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  detektiranih u spektru (određivanje spina i pariteta) te nemamo informacije o parcijalnim širinama raspada stanja.

Kako bismo prikupili sve informacije od interesa o pobuđenim stanjima jezgre  $^{24}\text{Mg}$  na astrofizički relevantnim energijama valja definirati novi eksperimentalni postav koji bi na efikasan i što ekonomičniji način bio u stanju prikupiti te informacije. Dizajn svakog postava potrebno je najprije provjeriti simulacijama kako bi se uvjerali da dovoljno dobro mjeri željene veličine o promatranim pojavama. Naravno simulacije stoga moraju što vjernije reproduciraju sva međudjelovanja promatranih čestica koja se odvijaju i u prirodi.

Najinteresantniji kanal raspada pobuđene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  (od promatranih) je onaj za koji su energija praga i kulonska barijera ujedno i najviši, kanal  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Iz toga razloga je vjerojatnost pronalaska ovog kanala u području astrofizički relevantnih energija vrlo mala (energija praga ovog kanala se nalazi u astrofizički relevantnom području). Energije praga ostala tri kanala raspada su niže te je vjerojatnost odvijanja ovih kanala ujedno i veća. To znači da će učestalost odvijanja tih reakcija biti veća i da ćemo njihove produkte češće detektirati na detektorima. Stoga je potrebno prilagoditi eksperimentalni postav detekciji upravo kanalu  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  čija je učestalost

odvijanja sigurno manja, ako se uopće odvija.

Eksperimenti sa debelom metom su se pokazali kao efikasna metoda kojom je moguće pokriti čitav raspon energija pobuđenja složene jezgre u jednom dobro definiranom mjerenju. U ovom prijedlogu ćemo se fokusirati na eksperimentalan postav koji bi trebao uz što manje promjena parametara obuhvatiti što više mjerenja od interesa koja bi dala korisne informacije o pobuđenim stanjima jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . Pod „što manje promjena parametara“ se misli na što manje promjena „osjetljivih“ dijelova aparature, kao što su promjene u dobro definiranoj energiji snopa i promjene u dobro određenim položajima detektora. Tako da će biti korištena tehnika sa debelom metom gdje će se mijenjati samo tlak plina mete, ukoliko je potrebno, što se vrlo jednostavno radi i precizno mjeri. Koristili bi se ponovno snop  $^{20}\text{Ne}$  i meta plina  $^4\text{He}$ .

Kako je promatrani kanal  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  simetričnog karaktera, imamo dva produkta jednake mase i naboja, dizajn postava treba isto bazirati na aksijalnoj simetriji s obzirom na os snopa. Ako postavimo detektore radijalno simetrično oko osi snopa onda nam pikselizacija detektora nije niti potrebna, već je sasvim dovoljna informacija o radijalnoj udaljenosti položaja detektirane čestice (od osi snopa) i položaj detektora. To nam je dovoljno za rekonstrukciju kuta pod kojim je čestica upala na površinu detektora. Stoga detektor treba imati samo vrpčastu strukturu aktivnog dijela koja bi trebala biti zakrivljena oko osi simetrije kako bi rezolucija detektiranog kuta bila što veća. Ako bi površina jedne vrpce pokrivala veći dio prostornog kuta nismo u stanju reći ništa preciznije o kutu upada od samog prostornog kuta koji ta vrpca pokriva, naravno sve je gledano iz točke raspada pobuđene jezgre.

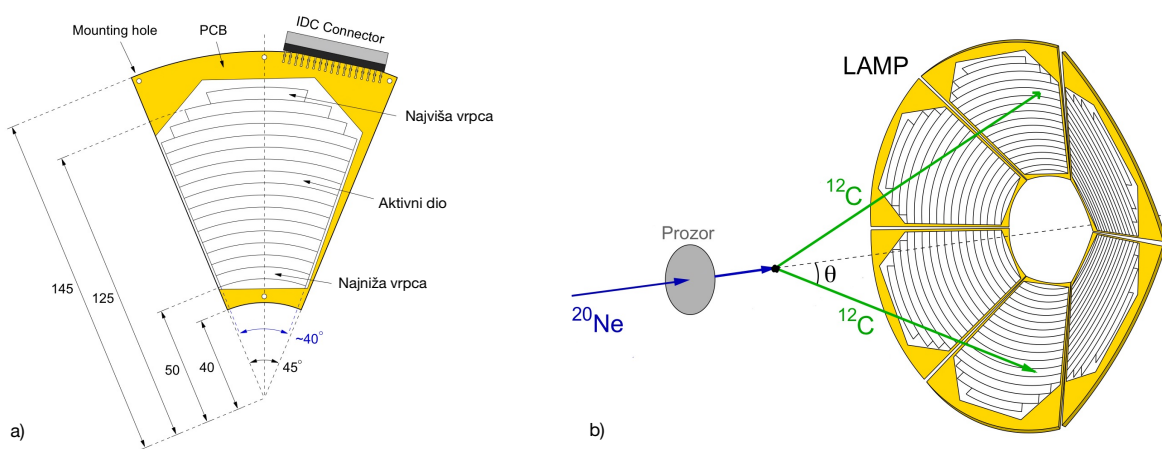
Takav detektor bi trebao imati dovoljno debelu površinu poluvodiča kako bi se nabijeni projektil pod utjecajem zaustavne moći u potpunosti zaustavio u detektoru i predao svu svoju energiju. Na taj način osiguravamo da vrpca koja signalizira detekciju čestice ujedno daje i potpunu informaciju o energiji detektirane čestice.

Za identifikaciju produkata raspada dovoljno je sada samo uvesti uvjet o *koincideniji*, odnosno da je registrirani događaj u aparaturi za mjerenje prilikom mjerenja dobar ukoliko su detektirana oba produkta njegovog raspada. Ukoliko imamo detektirana oba produkta dvočestične reakcije, iz njihove energije i kutove upada u detektor možemo identificirati oba produkta. Također je iz kinematike reakcije i računa gubitka energije u plinu moguće odrediti i energiju pobuđenja složene jezgre te time i položaj raspada na osi snopa. Bitno je napomenuti da ovakvom rekonstrukcijom

možemo međusobno razaznati sve kanale raspada u kojima je jedan od produkata u nekom od svojih pobuđenih stanja i onaj u kojemu su svi produkti u osnovnom stanju. Što u prethodnom slučaju selekcijom samo po vrsti lakšeg produkta nismo mogli.

### 3.1 Parametri novog postava i simulacije

Jednako kao što je opisano u poglavljima 1.3.4 i 2.4, čestica snopa  $^{20}\text{Ne}$  prati se od svoga ulaska u komoru sa plinom mete korak po korak sve dok joj energija ne padne na energiju potrebnu za sintezu složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u pobuđenom stanju odabrane energije  $E_x$ . U tom koraku simulira se raspad u željenom kanalu i ovoga puta se prate oba produkta raspada na jednak način, korak po korak. Produkti se prate sve dok ne budu detektirani ili ne zadovolje uvijet ne-detekcije.



Slika 3.15: Shema detektora za novi postav.

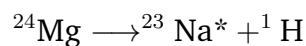
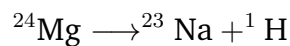
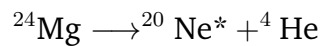
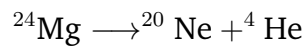
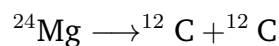
a) Slika sa dimenzijama jednog YY1 silicijskog detektora proizvođača *Micron Semiconductor*.

b) Skica LAMP konfiguracije sastavljene od šest YY1 silicijskih detektora.

Detektor koji zadovoljava zadane uvjete je detektor YY1 (slika 3.15) proizvođača *Micron Semiconductor*. Ukupna površina detektora zahvaća kut od  $45^\circ$  sa nutarnjim polumjerom od  $40\text{ mm}$  i vanjskim od  $145\text{ mm}$ , gledano iz točke radijalne simetrije.

Aktivni dio detektora se sastoji od 16 radijalno raspoređenih vrpce širine 5 mm koje zatvaraju kut od 45°. Unutarnji promjer do prve vrpce iznosi 50 mm, a vanjski do kraja zadnje 130 mm. Šest ovakvih detektora možemo posložiti jedan do drugoga radijalno raspoređene oko osi snopa (osi simetrije), nagnute aktivnim dijelom površine prema osi snopa pod kutom od 46°. Ovako poslagani imaju oblik „sjenila lampe“ sa rupom u sredini kroz koju snop može nesmetano prolaziti (slika 3.15). U nastavku teksta svaku ovakvu konfiguraciju detektora ćemo imenovati *LAMP* postav. Ovakav *LAMP* postav zadovoljava uvjete simetrije od kojih smo krenuli u početku razmatranja novog eksperimentalnog postava. Imamo radijalno raspoređene detektore nagnute prema osi snopa što je vrlo pogodno za detekciju simetričnih raspada kao u kanalu  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  u koincidenciji. Vrpce istog rednog broja u svim detektorima koji čine jedan *LAMP* postav pokrivaju jednak prostorni kut gledano iz neke proizvoljne točke raspada na osi snopa. To nam osigurava dobru kutnu rezoluciju prilikom detekcije.

Kanali raspada koje želimo ovim postavom detektirati i mjeriti u astrofizičkom području energija su:



Zbog najmanje učestalosti reakcije raspada u kanal  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , geometriju eksperimentalnog postava ćemo ugoditi na način da najefikasnije detektira produkte ovog kanala raspada na traženim energijama. Produkte ostalih kanala raspada ćemo zbog veće učestalosti tih reakcija i sa za njih manje efikasnim postavom vrlo dobro detektirati.

Stoga najprije tražimo postav koji bi najefikasnije detektirao produkte kanala raspada  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  na energijama pobuđenja između 15 MeV i 19 MeV, pa ćemo provjeriti koliko dobro taj postav detektira ostale kanale raspada. *Efikasnost* nekog postava smo odredili simuliranjem eksperimenta sa takvim rasporedom detektora, tlakom plina i energijom snopa, u 1 000 000 ponavljanja te smo izračunali udio događaja u kojima su detektirana oba produkta u ukupnim broju ponavljanja.

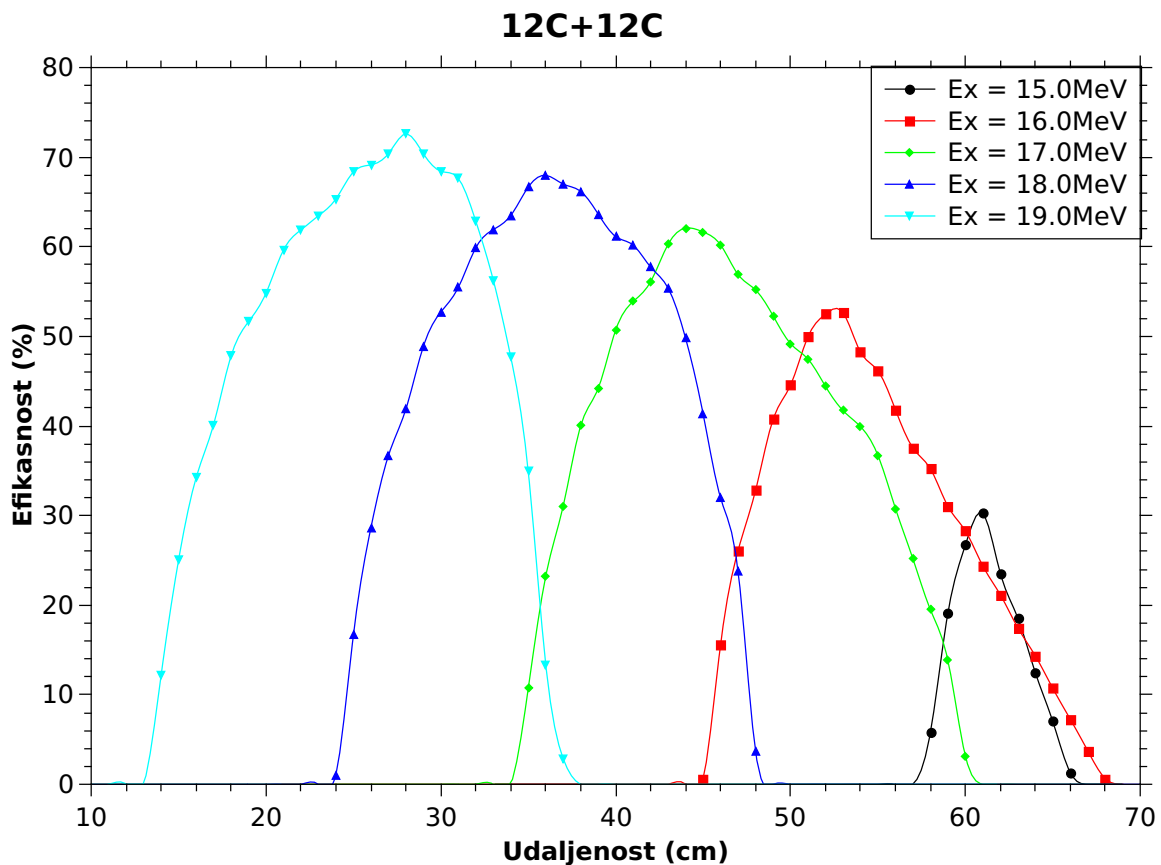
Prilikom istraživanja različitih eksperimentalnih postava polazilo se od parame-

tara korištenih u prethodnom eksperimentu. Energija snopa  $^{20}\text{Ne}$  je ostala približno ista,  $E_{\text{snop}} = 65 \text{ MeV}$ , Havar folija je uzeta tanja  $d_{\text{Havar}} = 1.5 \mu\text{m}$  i komora je ostala jednakih dimenzija. Tlak plina mete  $^4\text{He}$  je variran u rasponu od 225 mbar do 400 mbar. Efikasnosti pojedinih pozicija LAMP postava su mjerene za svaki od odabranih kanala na svim energijama pobuđenja složene jezgre u rasponu od 15 MeV do 19 MeV u koracima po 1 MeV. Pozicije LAMP postava su mijenjane duž osi snopa (z-osi).

### 3.2 Postupak i rezultati za $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ kanal

Kako bi pronašli parametre eksperimentalnog postava koji bi optimizirali koincidentnu detekciju produkata kanala raspada  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  promatrane su različite pozicije LAMP postava duž osi snopa na tlakovima od 225 mbar do 400 mbar u razmacima po 25 mbar. Detektorski postav je pomican u rasponu od 10 cm do 75 cm udaljenosti od ulaznog prozora (što su nam ujedno i maksimalne dimenzije koje dozvoljava komora za mjerenje) u razmacima po 1 cm. Efikasnosti svakog položaja su računane za svaku od energija pobuđenja iz raspona zasebno.

Iz izračunatih efikasnosti detekcije koincidencija na svim tlakovima može se primijetiti da efikasnost detekcije produkata  $^{12}\text{C}$  generalno ima sličan oblik za svaku od energija pobuđenja složene jezgre. Kako se LAMP postav udaljava od točke u kojoj je došlo do raspada složene jezgre, tako se konus emitiranih čestica počinje detektirati. Počevši od otvora postava sa daljnjim udaljavanjem LAMP-a postav se „otvara“ konusu produkata i efikasnost raste. Kada bude najvećim dijelom aktivne površine „otvoren“ konusu bilježimo maksimalnu efikasnost detekcije na toj energiji pobuđenja. Daljnjim udaljavanjem konus postaje širi od površine detektora i udaljenost detektora produktima postaje dovoljno velika da veći dio produkata značajno izgubi svoju energiju, kao rezultat efikasnost opada. Razlike u krivuljama na pojedinim energijama su u širini područja položaja efikasne detekcije i u visinama efikasnosti (time i maksimalne amplitude efikasnosti). Ovo je očekivano jer produkti nastali u raspadima na nižim energijama pobuđenja složene jezgre imaju time i manju kinetičku energiju na raspolaganju prilikom prolaska kroz metu. Tako da će se brže zaustaviti u meti nego li produkti nastali u raspadima složene jezgre na višoj energiji. Zbog nastanka pobuđenih jezgri na različitim energijama pobuđenja na različitim dubinama unutar mete, krivulje efikasnosti su smaknute jedna u odnosu na drugu. One



Slika 3.16: Graf ovisnosti efikasnosti detekcije produkata kanala raspada  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  o poziciji jednog LAMP postava na različitim energijama pobuđenja složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  na tlaku plina mete 325 mbar.

koje odgovaraju energijama pobuđenja na višim energijama nalaze se bliže ulaznom prozoru, a one koje pripadaju nižim energijama nalaze se dalje od ulaznog prozora, upravo kako i opada energija snopa prilikom prolaska kroz metu.

Na različitim tlakovima plina mete krivulje efikasnosti zadržavaju sličan oblik, ali im se mijenja veličina, njihova širina (širina položaja efikasne detekcije) i visina (iznos efikasnosti). Međutim uz oblik mijenja se i razmak između krivulja na pojedinim energijama pobuđenja. Mjerenja na nižim tlakovima pokazuju veće efikasnosti na svim energijama, te su im krivulje međusobno nešto više razmaknute. To je iz razloga što je zaustavna moć djelovanja mete na produkte raspada manja, a kako promatramo relativno teže produkte (jezgre  $^{12}\text{C}$ ) razlika u gustoći (tlaku) mete značajno utječe na zaustavnu moć. Kako veći broj produkata uspijeva dostići površinu detektora to su i efikasnosti i veće. Također, zbog manjeg tlaka plina snop „sporije“ gubi energiju sa udaljenosti prodiranja u metu. Stoga su točke na kojima snop postiže dovoljno nisku energiju za proizvodnju složene jezgre na nekoj energiji pobuđenja



udaljenije nego na višim tlakovima. Zbog većeg razmaka između udaljenostima na kojima dolazi do raspada razmiču se i krivulje efikasnosti (položaji detektora gdje se produkti toga raspada dobro mjere). Slično, samo obrnuto, na višim tlakovima krivulje su manje i uže zbog veće zaustavne moći, te su im amplitude međusobno manje razmaknute.

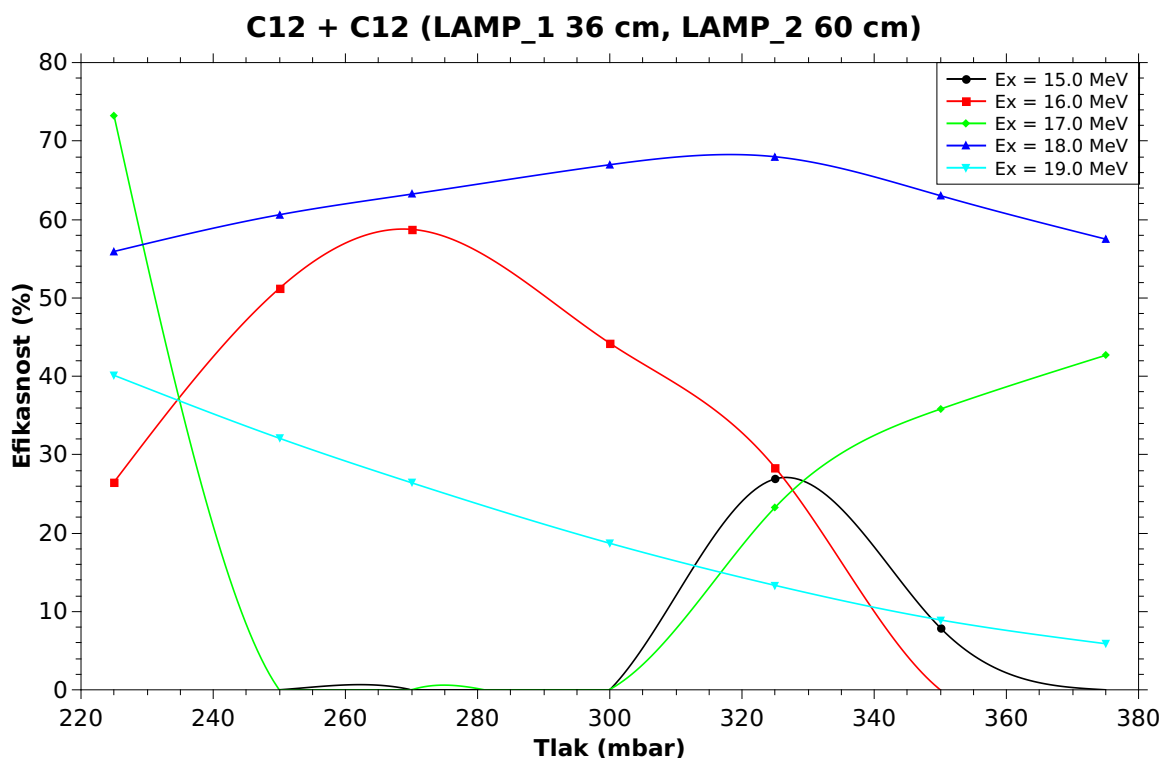
Očekujemo da ćemo zbog kulonske barijere kanala  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  događaje na nižim energijama pobuđenja iz raspona od 15 MeV do 19 MeV teže detektirati nego one na višim energijama (naravno ukoliko takvi događaji uopće postoje). Zato se odlučilo koristiti dva LAMP postava, *LAMP 1* i *LAMP 2*. Prvi bi stajao bliže ulazu u komoru i bilježio događaje nastale raspadima složene jezgre na energijama pobuđenja 19 MeV, 18 MeV i 17 MeV za koje bilježimo općenito i više efikasnosti (nevezano za njihovu učestalosti reakcije). *LAMP 2* bi stajao udaljenije i bilježio događaje raspada jezgre na energijama pobuđenja 16 MeV i 15 MeV za koje imamo generalno i manje efikasnosti i znatno manje očekivanu učestalost reakcije.

Analizom izmjerenih efikasnosti detekcija samo jednog LAMP postava, na navedenim tlakovima za sve energije pobuđenja iz raspona, pronađeno je da bi idealan tlak mete kojemu bi trebalo prilagoditi pozicije detektora bio na  $p_0 = 325$  mbar (slika 3.16). Ovaj tlak bi bio uzet kao „srednji“ tlak oko kojega bismo dalje varirali tlakove prilikom mjerenja na više i na niže.

Na tome tlaku za produkte raspada sa najniže promatrane energije pobuđenja složene jezgre imamo dovoljno dobru efikasnost detekcije. Također, područje udaljenosti efikasne detekcije za tu energiju se nalazi dovoljno daleko od ruba eksperimentalne komore. Daljnjim snižavanjem tlaka krivulja efikasnosti se „pomiče udesno“ i približava rubu komore. Kao poziciju seta detektora *LAMP 2*, koji pokriva niže energije pobuđenja složene jezgre, uzimamo sjecište krivulja efikasnosti detekcija sa energija 16 MeV i 15 MeV. Odabrana pozicija nam osigurava maksimalnu efikasnost detekcije događaja sa tih energija (i energija između njih). Sjecište odgovara udaljenosti  $d_{LAMP 2} = 60$  cm od ulaza u komoru.

Za poziciju *LAMP 1* seta detektora koji bi trebali detektirati produkte raspada sa viših energija pobuđenja iz sličnih razloga postavljamo u sjecište krivulja efikasnosti detekcija sa energija 19 MeV i 17 MeV. Time osiguravamo maksimalnu efikasnost detekcije događaja sa čitavog područja energija 19 MeV – 17 MeV. Položaj *LAMP 1* seta je stoga uzet na udaljenosti  $d_{LAMP 1} = 36$  cm od ulaza u komoru.

Variranjem tlakova oko srednjeg odabranog tlaka  $p_0 = 325$  mbar postizemo više efikasnosti u detekciji produkata za pojedine energije pobuđenja. Radi postizanja više efikasnosti u detekciji produkata sa pojedine energije pobuđenja može se tlak mete varirati na niže i na više od srednjeg odabranog tlaka  $p_0 = 325$  mbar. Snižavanjem tlaka pomičemo krivulje efikasnosti u desno, čime povećavamo efikasnost za raspade na energiji 19 MeV priko LAMP 1, te na energiji 16 MeV preko LAMP 2. Snižavanjem tlaka pomičemo krivulje u lijevo i povećavamo efikasnosti za raspade na energiji 17 MeV priko LAMP 1, te na energiji 15 MeV preko LAMP 2.



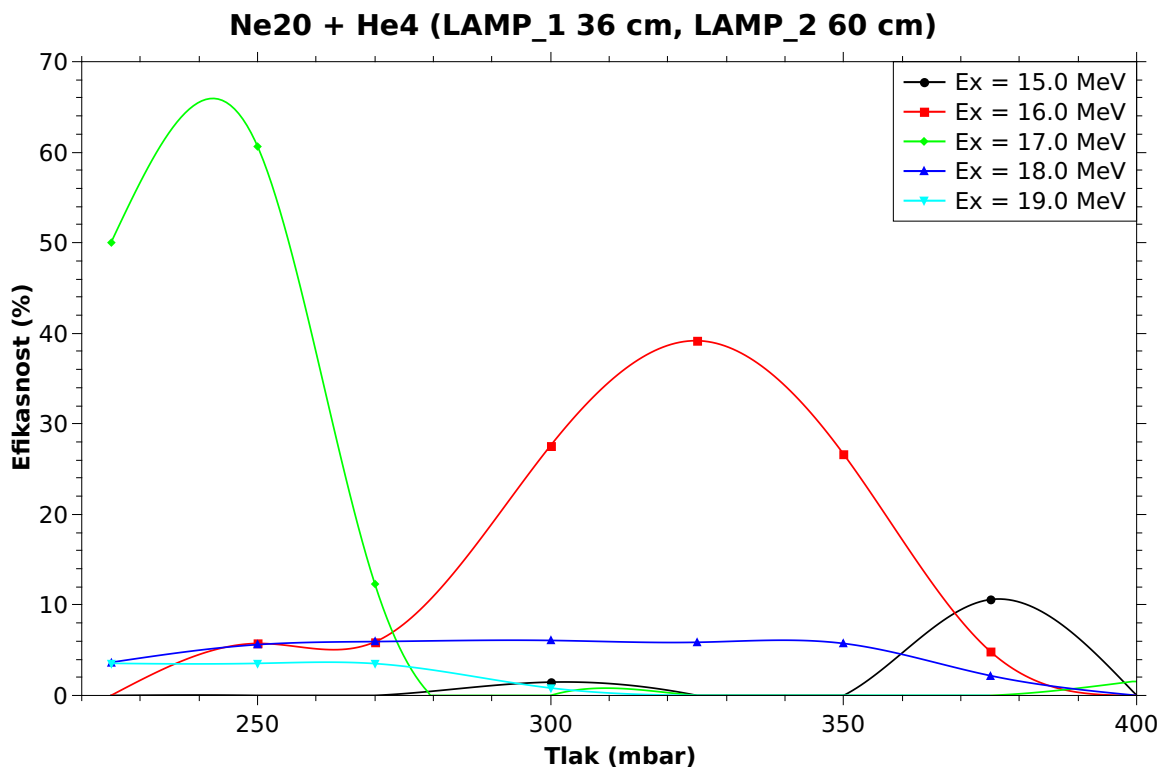
Slika 3.17: Graf ovisnosti efikasnosti koincidentne detekcije produkata kanala raspada  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  o tlaku plina mete  $^4\text{He}$ . Efikasnost je računata za postavljena dva LAMP postava na pozicijama  $d_{LAMP\ 1} = 36$  cm i  $d_{LAMP\ 2} = 60$  cm

Kako bi provjerali ovisnost efikasnosti detekcije produkata kanala raspada  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  sa odabranim pozicijama setova detektora ( $d_{LAMP\ 1}$  i  $d_{LAMP\ 2}$ ) o tlaku plina mete, istraženo je područje tlakova od  $p = 225$  mbar do  $p = 375$  mbar (slika 3.17). Rezultati se načelno slažu sa prethodnim pretpostavkama. Promjena tlaka mete utječe na zaustavnu moć koja djeluje na projektil, promjena zaustavne moći utječe na točku u meti u kojoj će doći do interakcije jezgre snopa i jezgre mete (time i raspada složene jezgre), posljedično „pomiču se“ krivulje efikasnosti kakve smo dobili proučavanjem jednog LAMP seta. Na jednak način i sa dva LAMP seta imamo rast efikasnost za

raspade za energije 19 MeV i 16 MeV s snižavanjem tlaka od  $p_0$ , te pad efikasnosti za raspade za energije 17 MeV i 15 MeV.

### 3.3 Rezultati za $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ i $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$ kanale

Računata je efikasnost odabranih pozicija,  $d_{LAMP\ 1}$  i  $d_{LAMP\ 2}$ , i za oba kanala raspada koji uključuju  $^4\text{He}$  kao lakši produkt. Simulacije su rađene na svim energijama pobuđenja i tlakovima iz raspona od  $p = 225$  mbar do  $p = 375$  mbar (slika 3.18 i 3.19).



Slika 3.18: Graf ovisnosti efikasnosti koincidentne detekcije produkata kanala raspada  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$  o tlaku plina mete  $^4\text{He}$ . Efikasnost je računata za postavljena dva LAMP postava na pozicijama  $d_{LAMP\ 1} = 36$  cm i  $d_{LAMP\ 2} = 60$  cm

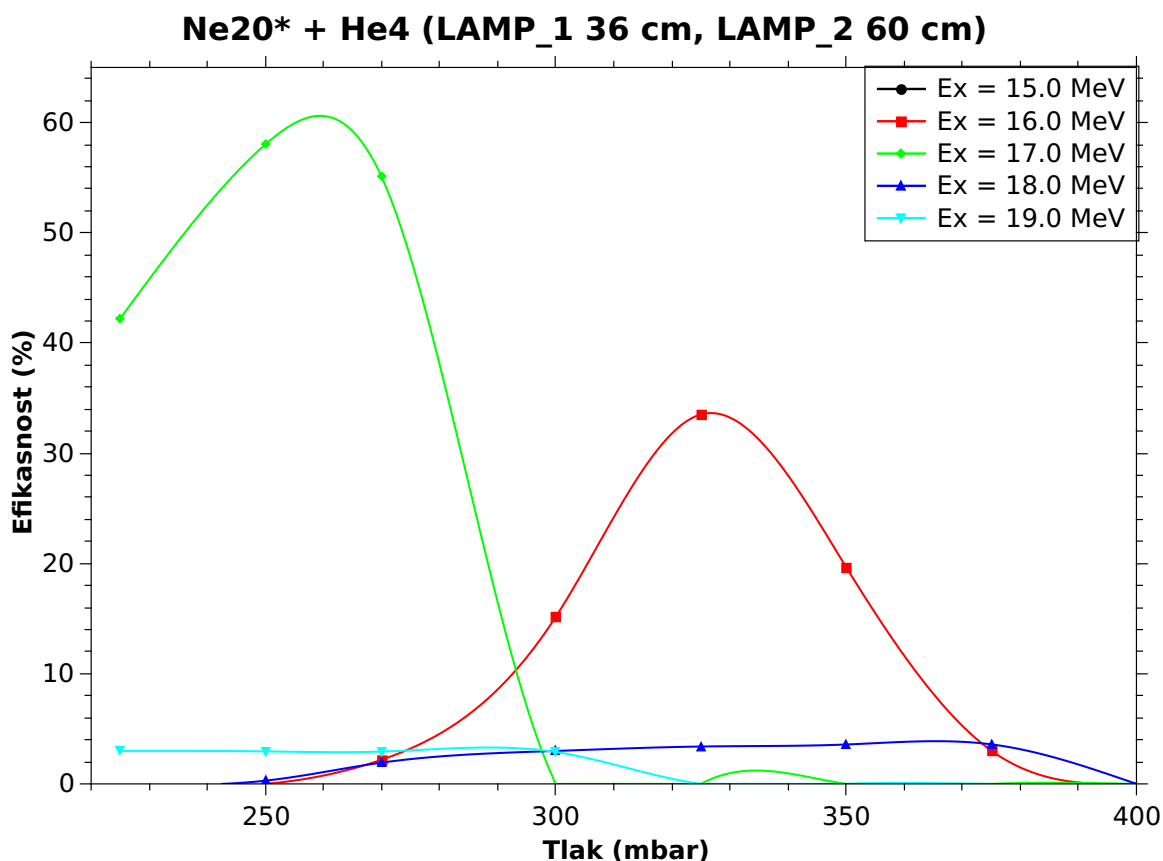
Za kanal raspada  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ , u kojemu je  $^{20}\text{Ne}$  u osnovnom stanju, bilježimo detektirane događaje na svim energijama pobuđenja. Efikasnosti načelno nisu toliko visoke kao za kanal raspada  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , međutim zbog većeg udarnog presjeka ovog kanala raspada broj mjerenih događaja bi trebao biti reprezentativan. Iz rezultata prethodnog eksperimenta možemo očekivati događaje u ovom rasponu energija. Zbog asimetrije u masama rezidualnih jezgara  $^{20}\text{Ne}$  i  $^4\text{He}$ , postoji disproporcija u kutnom otklonu produkata nakon što se pređe u laboratorijski sustav. Zbog veće mase,

i zakona očuvanja količine gibanja prilikom raspada složene jezgre, prelaskom u laboratorijski sustav „teški“  $^{20}\text{Ne}$  biva slabije otklonjen od osi snopa.  $^4\text{He}$  zbog „male“ mase prelaskom u laboratorijski sustav i dalje zadržava značajnije otklanjanje od osi snopa. Stoga produkte  $^{20}\text{Ne}$  registriraju samo unutarnje vrpce LAMP seta (oko rupe), dok  $^4\text{He}$  bilježi bitno veća površina istoga LAMP seta. Kako bilježimo događaje u koincidenciji efikasnost nije izrazito visoka, ali je približno konstantna sa tlakom dokle god čestice imaju dovoljnu energiju da se ne zaustave u meti. Ovo se dobro vidi na slučaju energije pobuđenja 18 MeV. Međutim ukoliko su uvjeti postavljeni na način da se lakši produkti raspada detektiraju na prvom LAMP 1 setu, a da se teži slabo otklonjeni  $^{20}\text{Ne}$  detektiraju na drugom LAMP 2 setu imamo značajno povećanje u efikasnosti detekcije. Dakle različite produkte raspada na istoj energiji pobuđenja bilježimo na dva različita LAMP seta. Variranjem tlaka plina mete uspjeli smo pronaći tlakove sa kojima smo točku interakcije pomakli na poziciju iz koje  $^4\text{He}$  bilježi LAMP 1 na poziciji  $d_{LAMP 1}$ , a produkte  $^{20}\text{Ne}$  bilježi LAMP 2 na poziciji  $d_{LAMP 2}$ . To smo uspjeli postići za preostale tri energije pobuđenja.

Zbog jednakih produkata raspada rezultati za kanal  $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$ , u kojemu je neon sada u prvom pobuđenom stanju, su približno slični kao i u prethodnom slučaju. Jedina je razlika u kinetičkim energijama gibanja produkata jer je dio energije sada „izgubljen“ u pobuđenju neona. Zbog manjih kinetičkih energija efikasnosti bilježenih događaja su ipak manje. Također je važno primijetiti da je umanjenje u kinetičkoj energiji dovoljno da više ovakvim postavom nismo u mogućnosti detektirati događaje sa najniže energije pobuđenja 15 MeV.

Postupak je ponovljen i za kanale raspada  $^{23}\text{Na} + ^1\text{H}$  te  $^{23}\text{Na}^* + ^1\text{H}$ . Međutim zbog još veće disproporcije u masama, i još manjeg kuta otklona otpuštenog  $^{23}\text{Na}$ , nismo u koincidenciji bilježili nikakve događaje. Također valja napomenuti da teški  $^{23}\text{Na}$  još intenzivnije gubi svoju kinetičku energiju djelovanjem zaustavne moći mete nego li svi prethodni produkti. Mali kut otklona i velika zaustavna moć su rezultirali da niti jedan od ova dva kanala raspada nije bio detektiran korištenjem ovakvih LAMP postava.

Razmotrivši rezultate računa novi eksperimentalni postav bi ponovno imao snop  $^{20}\text{Ne}$  sa energijom snopa 65 MeV. Havar folija bi bila debljine  $1.5 \mu\text{m}$ . Koristila bi se debela meta  $^4\text{He}$  na četiri različita tlaka, 225 mbar, 270 mbar, 325 mbar i



Slika 3.19: Graf ovisnosti efikasnosti koincidentne detekcije produkata kanala raspada  $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$  o tlaku plina mete  $^4\text{He}$ . Efikasnost je računata za postavljena dva LAMP postava na pozicijama  $d_{LAMP 1} = 36$  cm i  $d_{LAMP 2} = 60$  cm

375 mbar kako bi se optimizirala detekcija sva tri kanala raspada na traženim energijama pobuđenja. Za detekciju produkata raspada koristila bi se dva LAMP postava na pozicijama  $d_{LAMP 1} = 36$  cm i  $d_{LAMP 2} = 60$  cm. U tablici 3.3 su ispisane koincidentne efikasnosti sva tri kanala raspada na energijama pobuđenja od 15 MeV do 19 MeV pri izabranim tlakovima. Nažalost ovakvim postavom nismo zabilježili nikakve koincidentne događaje za kanal raspada  $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$  na energiji pobuđenja 15 MeV. Podažljivo su ispisane maksimalne efikasnosti svakog kanala raspada na pripadnoj energiji pobuđenja.

Tablica 3.3: Tablica predloženih parametara za novo mjerenje. Mjerenju na svakom tlaku plina mete  ${}^4\text{He}$  je pridružen postotak koincidentne efikasnosti detekcije sva tri kanala raspada na energijama pobuđenja od 15 MeV do 19 MeV. Podebljane su najveće efikasnosti kanala raspada sa promatranom energijom pobuđenja.

- Crnom bojom je zapisana efikasnost detekcije kanala  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$
- Zelenom bojom zapisana efikasnost detekcije kanala  ${}^{20}\text{Ne} + {}^4\text{He}$
- Crvenom bojom zapisana efikasnost detekcije kanala  ${}^{20}\text{Ne}^* + {}^4\text{He}$

		Energija pobuđenja (MeV)				
		15	16	17	18	19
Tlak plina mete (mbar)	225	0.00 % 0.00 % 0.00 %	26.50 % 0.00 % 0.00 %	<b>73.22 %</b> <b>50.02 %</b> 42.22 %	55.91 % 3.65 % 0.00 %	<b>40.11 %</b> <b>3.55 %</b> <b>2.99 %</b>
	270	0.00 % 0.00 % 0.00 %	<b>58.73 %</b> 5.91 % 2.19 %	0.00 % 12.35 % <b>55.09 %</b>	63.22 % <b>5.95 %</b> 1.92 %	26.41 % 3.52 % 2.92 %
	325	<b>26.9 %</b> 0.00 % 0.00 %	28.34 % <b>39.18 %</b> <b>33.52 %</b>	23.26 % 0.00 % 0.00 %	<b>67.99 %</b> 5.87 % <b>3.39 %</b>	13.32 % 0.00 % 0.00 %
	375	0.00 % <b>10.59 %</b> 0.00 %	0.00 % 4.88 % 3.02 %	42.66 % 0.00 % 0.00 %	57.49 % 2.19 % 3.59 %	5.88 % 0.00 % 0.00 %
En. snopa ${}^{20}\text{Ne}$		64 MeV				
Debljina Havar-a		1.5 $\mu\text{m}$				
Položaj	LAMP 1	36 cm				
	LAMP 2	60 cm				

## 4 Zaključak

Eksperimentalna tehnika mjerenja rezonantnog raspršenja sa debelom metom  ${}^4\text{He}$  pokazala se kao efikasna metoda kojom je moguće proučavati nuklearne procese u širem području energija pobuđenja jednim mjerenjem. Ovisno o gustoći (i volumenu) mete raspon energija možemo proširivati i sužavati. Pokazalo se da dobrim modeliranjem djelovanja zaustavne moći i stohastičkih efekata koji djeluju na putujuće nabijene čestice unutar mete možemo vrlo dobro odredit energije na kojima je došlo do detektirane interakcije i samim time pozicije unutar mete na kojima su se interakcije odvile. Konkretno, za raspade stanja u  ${}^{20}\text{Ne} + {}^4\text{He}$  uspjeli smo odrediti spektar pobuđenja jezgre  ${}^{24}\text{Mg}$  u astrofizički relevantnom područja energija, točnije

od 11.5 MeV do 18.37 MeV. Unatoč poteškoćama na prvom detektoru teleskopa, vidljivi su jasni i dovoljno izraženi vrhovi iz kojih se vidi izrazito bogata rezonantna struktura jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u čitavom području energija. Rezultati prvog mjerenja daju zorniji uvid pojedinih stanja, dok rezultati drugog mjerenja potvrđuju primijećene vrhove (stanja). Rezultati oba mjerenja pokazuju vrlo dobro slaganje sa drugim istraživanjima, onima rađenim istom tehnikom [15] i direktnim mjerenjem [13].

Vidljiva je klusterska struktura  $^{24}\text{Mg}$  u ovom području energija i postojanje kanala raspada ovih stanja u  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ . Rezultati drugih eksperimenata [4, 9] pokazuju da postoje stanja ove jezgre koja bi se raspala i drugačijim kanalima raspada, unutar zabilježenih rezonantnih stanja ili drugih zasebnih rezonantnih stanja, koji bi bila od astrofizičkog značaja. Za mjerenje drugih mogućih kanala raspada, i uspješno razlikovanje događaja iz elastičnog i neelastičnog raspršenja, treba nešto drugačije koncipirati novi eksperimentalni postav. Koncept debele mete se uz dobro modeliranje pokazao izuzetno dobrim i koristio bi se u novom postavu. Kako bi se osiguralo razlikovanje pojedinih kanala raspada, te elastičnog i neelastičnog raspršenja, detektirane produkte raspada treba mjeriti u koincidenciji. Također na ovaj način izbjegavamo korištenje teleskopa i dodatno usporavanje projektila. Kako postoji osna simetrija u slučaju najinteresantnijeg kanala  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  oko osi snopa koristi se osno-simetričan raspored detektora u *LAMP* konfiguraciji. To nam omogućava maksimiziranje efikasnosti detekcije tog kanala. Efikasnost sekundarno interesantnijih kanala  $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$  i  $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$  je u ovom postavu na svim izabranim tlakovima za mjerenje veća od one u prethodnom eksperimentu te bi trebali imati reprezentativan broj mjerenja i za ova dva kanala raspada, osim za kanal  $^{20}\text{Ne}^* + ^4\text{He}$  na energiji pobuđenja 15 MeV na kojoj nismo pronašli nikakve koincidentne događaje. Svi parametri novog eksperimenta su ispisani u tablici 3.3 zajedno sa efikasnostima svih kanala raspada po energijama pobuđenja. Nažalost odabrana geometrija nije pogodna za mjerenje kanala raspada koji uključuju proton u produktu,  $^{23}\text{Na} + ^1\text{H}$  i  $^{23}\text{Na}^* + ^1\text{H}$ . Otklon „teškog“  $^{23}\text{Ne}$  od osi snopa nakon raspada je premalen na udaljenosti koja nam je na raspolaganju te ne možemo mjeriti oba produkta raspada u koincidenciji. Unatoč tom epredloženim eksperimentom prikupilo bi se dodatno novih informacija o stanjima  $^{24}\text{Mg}$  u astrofizički relevantnom području energija za fuziju dva  $^{12}\text{C}$  u  $^{24}\text{Mg}$ . Nove informacije će dovesti do boljeg razumijevanja utjecaja ovog procesa na nukleosintezu teških elemenata i evoluciju masivnih zvijezda.

## Bibliography

- [1] Martin Freer, Rep. Prog. Phys. 70, 2149 (2007)
- [2] W. von Oertzen, Martin Freer, Yoshiko Kanada-En'yo, Physics Reports 432, 2 (2006)
- [3] C. Metelko et al, Phys. Rev. C 68 (2003) 054321.
- [4] P. Adsley, M. Heine, D. G. Jenkins, S. Courtin, R. Neveling, J. W. Brümmer, L. M. Donaldson et al. Phys. Rev. Lett. 129, 102701 (2022).
- [5] T. Spillane, F. Raiola, C. Rolfs, D. Schürmann, F. Strieder, S. Zeng, H.-W. Becker, C. Bordeanu, L. Gialanella, M. Romano, and J. Schweitzer, Phys. Rev. Lett. 98, 122501 (2007).
- [6] J. Zickefoose, A. Di Leva, F. Strieder, L. Gialanella, G. Imbriani, N. De Cesare, C. Rolfs, J. Schweitzer, T. Spillane, O. Straniero, and F. Terrasi, Phys. Rev. C 97, 065806 (2018).
- [7] G. Fruet, S. Courtin, M. Heine, D. G. Jenkins, P. Adsley et al., Phys. Rev. Lett. 124, 192701 (2020).
- [8] W. P. Tan, A. Boeltzig, C. Dulal, R. J. DeBoer, B. Frenztz, S. Henderson, K. B. Howard, R. Kelmar, J. J. Kolata, J. Long et al., Phys. Rev. Lett. 124, 192702 (2020).
- [9] A. Tumino, C. Spitaleri, M. La Cognata, S. Cherubini, G. Guardo, M. Gulino, S. Hayakawa, I. Indelicato, L. Lamia, H. Petrascu et al., Nature (London) 557, 687 (2018).
- [10] W. P. Tan, A. Boeltzig, C. Dulal, R. J. deBoer, B. Frenztz , S. Henderson, K. B. Howard et al. Phys. Rev. Lett. 124, 192702 (2020).
- [11] A. M. Mukhamedzhanov, D. Y. Pang, and A. S. Kadyrov, Phys. Rev. C 99, 064618 (2019).
- [12] C. A. Davis, Phys. Rev. C 45, 2693 (1992).



- [13] R. Abegg and C. A. Davis.  $^{24}\text{Mg}$  states observed via  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha_0)^{20}\text{Ne}$ . *Physical Review C*, 43(6):2523–2540, 1991
- [14] V. Tokić et al., *Acta Phys. Pol. B* 48, 319 (2017).
- [15] V. Tokić - doktorski rad, Grada pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$  i njihov utjecaj na nukleosintezu, Prirodoslovno matematički fakultet u Zagrebu (2016.)
- [16] S. Eidelman et al. (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* 592, 1 (2004)
- [17] Samuel S. M. Wong - *Introductory Nuclear Physics, Second Edition* (1998)
- [18] William R. Leo - *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (1994)
- [19] Alexandre Obertelli, Hiroyuki Sagawa - *Modern Nuclear Physics - From Fundamentals to Frontiers* (2021)
- [20] Matko Milin i Ivica Friščić - *Vježbe iz nuklearne fizike* (2010)
- [21] Matko Milin - *Nerelativistička kinematika nuklearnih reakcija* (2007)
- [22] Nils Paar - *Nuklearna fizika 1* (2018)
- [23] Nils Paar - *Nuklearna fizika 2* (2021)
- [24] Programski paket ROOT za analizu podataka razvijen na CERN-u: <https://root.cern>
- [25] Programski paket REXpp za vršenje simulacija eksperimentalnih postava sa debelom plinskom metom: <https://github.com/dellaquilamaster/REXpp>
- [26] Programski paket SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter Software)) za izračun zaustavne moći: <http://www.srim.org>
- [27] Službene mrežne stranice *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Laboratori Nazionali di Legnaro* <https://www.inl.infn.it/en/alpi-2/>