

Mjerenje nuklearnih reakcija sa snopom 3^{He} na jezgrama 2^{H} , 9^{Be} i 12^{C}

Palada, Luka

Master's thesis / Diplomski rad

2019

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:217:526811>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2024-10-19**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Luka Palada

Mjerenje nuklearnih reakcija sa snopom ^3He na
jezgrama ^2H , ^9Be i ^{12}C

Diplomski rad

Zagreb, 2019.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Luka Palada

Diplomski rad

**Mjerenje nuklearnih reakcija sa
snopom ^3He na jezgrama ^2H , ^9Be i ^{12}C**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Neven Soić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2019.

Hvala Soyi na pomoći, prenesenom znanju i strpljenju.

Hvala Nikoli na velikoj podršci i svim objašnjenjima i savjetima pri izradi ovog rad.

Hvala svim prijateljima, kolegama i rođacima na svim lijepim trenucima, riješenim zadacima i radosti koju su mi donijeli u ovom razdoblju.

Hvala Vesni koja je svojom podrškom i nesebičnošću olakšala ove godine studiranja i učinila ih potpunim.

Hvala majci na svojoj brizi i ljubavi, a ocu na smirenosti i povjerenju koje su me poticale kroz ove godine.

I za kraj hvala Gospodinu koji stoji iza svega, koji me blagoslovio sa svim ovim ljudima i koji je zaslužan za sve.

Sažetak

Nuklearna reakcija je proces interakcije dvije atomske jezgre u kojem dolazi do izmjene energije i nukleona između jezgara. Zbog vrlo kratkog doseg a nuklearne sile i jakog kulonskog odbijanja između jezgara, do izmjene nukleona može doći ako je relativna brzina između reaktanata dovoljno velika da vodi na značajnu vjerojatnost tuneliranja kroz kulonsku barijeru. Dinamika nuklearne reakcije ovisi prvenstveno o dostupnoj ukupnoj energiji u procesu, ali i značajnim dijelom o građi jezgara koje sudjeluju u reakciji. Istovremeno nuklearne reakcije su važan alat za proučavanje građe jezgara. Ogroman dio danas poznatih podataka o atomskim jezgrama nađen je proučavanjem reakcija.

Porastom količine poznatih podataka o nuklearnim reakcijama i građi jezgara razvijene su mnoge analitičke metode bazirane na nuklearnim reakcijama koje se danas standardno koriste u brojnim područjima istraživanja. Nuklearne reakcije se danas često koriste u kvantitativnim istraživanjima raznih uzoraka, a napredne metode omogućuju relativno brzo 2D i 3D mapiranje vrlo malih količina izotopa velikog broja kemijskih elemenata u širokom spektru uzoraka.

Mjerenja nuklearnih reakcija obavljena u sklopu ovog rada dio su šire eksperimentalne kampanje mjerenja udarnih presjeka nuklearnih reakcija izazvanih snopom ^3He na različitim metama u rasponu energija snopa od 1.2 do 5 MeV u širokom području kutova od $110^\circ - 170^\circ$. U ovom radu je prikazan prvi set mjerenja u kojem je postavljen i testiran eksperimentalni postav za mjerenje nuklearnih reakcija na akceleratorском postrojenju Instituta Ruđer Bošković. U ovoj eksperimentalnoj kampanji prikupit će se kvalitetni podaci udarnih presjeka za niz nuklearnih reakcija s ^3He snopom koji trenutno ili nisu dostupni ili su dostupni, ali s velikim pogreškama mjerenja i za ograničene skupove energija snopa i kutova. Ti udarni presjeci su ključni podaci potrebni za karakterizaciju širokog spektra uzoraka među kojima su i uzorci potrebni za razvoj fuzijskih postrojenja u okviru međunarodnog projekta Eurofusion financiranog od strane Europske komisije.

Konkretno u ovom radu izmjerene su reakcije na metama ^9Be , CD_2 i ^{12}C . Energije snopa iznosile su 2.4 i 4 MeV. Produkti reakcija detektirani su u dva dvostruko segmentirana silicijska vrpčasta detektora (*DSSSD*). Na svakoj od meta promatrani su sljedeći procesi: elastično raspršenje na podlozi od zlata, elastično raspršenje na

meti, reakcija s ^1H kao jednim od produkata, te reakcija s ^4He kao jednim od produkata. Kalibracija detektora izvršena je izvorom koji emitira α čestice na tri različite energije. Navedene reakcije, pobuđena stanja nedetektiranih jezgara i ispravnost kalibracije promatrani su 2D histogramima ovisnosti energije pobuđenja o kutu detekcije. Dobiveni rezultati diskutirani su u kontekstu mehanizma nuklearne reakcije i strukture jezgara uključenih u reakcije.

Ključne riječi: Nuklearne reakcije, direktne reakcije, reakcije složenom jezgrom, lake jezgre, nuklearna struktura, tandem Van de Graaff ubrzivač, DSSSD detektori

Measurements of nuclear reactions with the ^3He beam on the ^2H , ^9Be and ^{12}C

Abstract

Nuclear reaction is a process of interaction of two nuclei in which energy and nucleons exchange between nuclei takes place. Because of the very short nuclear force range and the strong Coulomb repulsion between the nuclei, the nucleons exchange can occur if the relative velocity between the reactants is large enough to lead to a significant probability of tunneling through Coulomb barrier. The dynamics of the nuclear reaction depends primarily on the available total energy in the process, but also significantly on the nucleus structure of nuclei that take part in the reaction. At the same time, nuclear reactions are an important tool for studying nuclear structure. The vast part of today's known atomic nuclei data was found by studying nuclear reactions.

By the enlarge of known nuclear reaction and nuclear structure data, many analytical methods based on nuclear reactions have been developed, which are nowadays standardized tools in numerous researches. Nuclear reactions are often used in quantitative analysis of various material samples, and advanced methods allow for relatively fast 2D and 3D mapping of very small quantities of isotopes of a large number of chemical elements in a wide spectrum of material samples.

Measurements of nuclear reactions carried out within the frame of this thesis are part of a wider experimental campaign of measuring cross-sections of nuclear reactions induced by the ^3He beams on different targets in energy range of 1.2 to 5 MeV on the wide angle area of $110^\circ - 170^\circ$. This thesis presents the first set of measurements in which an experimental setup was set and tested for measuring nuclear reactions at the accelerator facility of the Ruđer Bošković Institute. In this experimental campaign, high-quality data of the cross-sections for a number of nuclear reactions induced with the ^3He beam, which were not measured yet or existing results have large measurement errors and cover only small range of energies and angles, will be collected. Those cross sections represent key data required for the characterization of a wide spectrum of material samples, including samples required for the development of fusion plants within the framework of the Eurofusion international project funded by

the European Commission, are listed.

In this thesis reactions on the ^9Be , CD_2 and ^{12}C targets were measured. The beam energies were 4 and 2.4 MeV. The reaction products were detected with two double sided silicon strip detectors (*DSSSD*). The following processes were observed on each target: elastic scattering on a gold backing, elastic scattering on the target, reaction with ^1H as one of the products and reaction with ^4He as one of the products. The calibration of the detectors was performed by a source emitting α particles of three different energies. Mentioned reactions, the excited states of the not detected nuclei and the calibration accuracy were observed by the 2D histograms of the excitation energy on the detection angle dependence. The obtained results are discussed in the context of the mechanism of nuclear reaction and the structure of nuclei involved in the reactions.

Keywords: Nuclear reactions, direct reactions, compound nucleus reactions, light nuclei, nuclear structure, tandem Van de Graaff accelerator, *DSSSD* detectors

Sadržaj

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Uvod | 1 |
| 2 | Teorijski uvod | 3 |
| 2.1 | Struktura atomskih jezgara | 3 |
| 2.1.1 | Model ljusaka | 3 |
| 2.1.2 | Klusterski modeli | 6 |
| 2.1.3 | Ab initio modeli | 7 |
| 2.2 | Nuklearne reakcije | 8 |
| 2.2.1 | Elastično raspršenje | 10 |
| 2.2.2 | Direktne reakcije | 10 |
| 2.2.3 | Reakcije složenom jezgrom | 11 |
| 2.2.4 | Rezonancije u nuklearnim reakcijama | 12 |
| 2.2.5 | Kinematika dvočestičnih nuklearnih reakcija | 14 |
| 2.2.6 | Energija pobuđenja u izlaznom kanalu | 17 |
| 2.2.7 | Diferencijalni udarni presjek | 17 |
| 2.3 | Betheova formula | 18 |
| 3 | Ekperimentalni postav i mjerenje | 20 |
| 3.1 | Ekperimentalni postav | 21 |
| 3.2 | Detektorski sustav | 23 |
| 3.3 | Elektronički lanac | 27 |
| 3.4 | Kalibracija detektora | 30 |
| 3.5 | Određivanje kutova | 31 |
| 4 | Analiza mjerenja i rezultati | 34 |
| 4.1 | Reakcije izazvane snopom ^3He na meti ^9Be | 35 |
| 4.1.1 | $^3\text{He} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^3\text{He} + ^{197}\text{Au}$ ($Q = 0$ MeV) | 35 |
| 4.1.2 | $^3\text{He} + ^9\text{Be} \rightarrow ^3\text{He} + ^9\text{Be}$ ($Q = 0$ MeV) | 37 |
| 4.1.3 | $^3\text{He} + ^9\text{Be} \rightarrow \alpha + ^8\text{Be}$ ($Q = 18.912$ MeV) | 39 |
| 4.1.4 | $^3\text{He} + ^9\text{Be} \rightarrow \text{p} + ^{11}\text{B}$ ($Q = 10.323$ MeV) | 42 |
| 4.2 | Reakcije izazvane snopom ^3He na meti CD_2 i ^{12}C | 44 |
| 4.2.1 | $^3\text{He} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^3\text{He} + ^{197}\text{Au}$ ($Q = 0$ MeV) | 44 |
| 4.2.2 | $^3\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^3\text{He} + ^{12}\text{C}$ ($Q = 0$ MeV) | 45 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.2.3 | ${}^3\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^{11}\text{C}$ ($Q = 1.857 \text{ MeV}$) | 47 |
| 4.2.4 | ${}^3\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow \text{p} + {}^{14}\text{N}$ ($Q = 4.779 \text{ MeV}$) | 49 |
| 4.2.5 | ${}^3\text{He} + \text{D} \rightarrow \text{p} + \alpha$ ($Q = 18.353 \text{ MeV}$) | 52 |
| 5 | Zaključak | 56 |
| | Literatura | 58 |

1 Uvod

Iako nuklearna fizika kao znanost postoji već preko sto godina, postoje brojni fenomeni koje i dalje u potpunosti ne razumijemo i nisu istraženi, a vezani su za jednu od glavnih zadaća nuklearne fizike: razumijevanje strukture jezgara u cijelom području karte nuklida i nukleona koji tvore jezgru, te njihovo međudjelovanje, kao i međudjelovanje jezgara u nuklearnim reakcijama.

Nuklearni procesi, osim što ovise o vrsti samih jezgara koje su uključene u proces i njihovoj strukturi, ovise i o energijskoj skali na kojoj se proces odvija. Iz tog razloga raznim nuklearnim procesima na raznim energijskim skalama moguće je proučavati mnoga pitanja koja nuklearna fizika postavlja, od nuklearne astrofizike, fizike lakih jezgara, fizike teških jezgara, do razumijevanja kvark-gluon plazme i početaka razvoja svemira nakon velikog praska.

Uloga nuklearne fizike postaje sve značajnija u modernom društvu, s ciljem razumijevanja svijeta oko nas, ali i primjena koje postaju sva važnije, kao što su medicina, nuklearna sigurnost i energetika. Posebni značaj pridodajemo fuziji. Procesom fuzije lakih elemenata stvaraju se količine energije koje, ako se uspiju proizvesti na Zemlji, znatno premašuju sve do sad poznate izvore energije. Fuzija zahtjeva od znanosti i tehnologije veliki iskorak kako bi uz primjenu nuklearne fizike ostvarili boljitak u korištenju energije. Iz tog razloga razvoj fuzijskih reaktora se postavlja kao cilj u proteklih nekoliko desetljeća. Ovaj rad je posredno povezan s takvim istraživanjima. Poznavanje udarnih presjeka reakcija promatranih u ovom radu na stražnjim kutovima, gdje je eksperimentalnih podataka veoma malo i loših kvaliteta, bitno je, osim za bazično razumijevanje nuklearne građe i dinamike reakcija, i za razne analitičke metode određivanja sastava različitih uzoraka iz fuzijskih reaktora.

U ovom radu proučene su reakcije izazvane snopom ^3He na metama ^9Be , CD_2 i ^{12}C . Mjerenja su obavljena na akceleratorском postrojenju Instituta Ruđer Bošković u sklopu Laboratorija za interakciju ionskih snopova u komori za mjerenje Laboratorija za nuklearnu fiziku Zavoda za eksperimentalnu fiziku. Snop ^3He ubrzan je Tandem Van de Graaff ubrzivačem na dvije energije: 2.4 i 4 MeV. Ovaj rad je dio veće kampanje mjerenja koja će obuhvatiti još širi spektar energija snopa (1.2 – 5 MeV). Produkti reakcija detektirani su u dva dvostruko segmentirana silicijska vrpčasta detektora (DSSSD) postavljena na stražnje kutove komore. Ukupno kutno pokrivanje koje se

postiže korištenjem ovih detektora iznosi $110^\circ - 170^\circ$. Za ove reakcije postoje podaci mjereni samo na manjem broju određenih kutova i za ograničen raspon energija snopa, [16] - [20], no prednost korištenja ovakvog detektorskog postava je istovremeno prikupljanje kvalitetnih podataka za široki raspon kutova na čitavom spektru energija. Ovime se postiže veća efikasnost u smislu kvalitete rezultata i trošenja akceleratoranskog vremena.

Mjerenja i obrada podataka prikazanih u ovom radu su bili ključni čimbenik velike eksperimentalne kampanje mjerenja udarnih presjeka nuklearnih reakcija izazvanih snopom ^3He na širokom spektru meta za energije snopa $1.2 - 5 \text{ MeV}$. U prvom skupu mjerenja postavljen je i testiran eksperimentalni postav za mjerenje nuklearnih reakcija na akceleratoranskom postrojenju Instituta Ruđer Bošković. Obrada prikupljenih podataka pokazala je da su dobiveni kvalitetni rezultati koji nadmašuju ili su usporedivi dostupnim podacima. Također je pokazano da će se primijenjenim tehnikama omogućiti efikasno i brzo prikupljanje velike količine podataka nužnih za kvantitativnu analitičku karakterizaciju fuzijskih uzoraka, ali i mnogo šireg spektra drugih uzoraka. Stoga je sljedeća eksperimentalna kampanja mjerenja na nižim energijama snopa obavljena tijekom proljeća, a za rujun je predviđena kampanja mjerenja na višim energijama snopa.

Izrada ovog rada zahtijevala je stjecanje novih znanja u raznim područjima eksperimentalne nuklearne fizike, od stjecanja novih znanja vezanih za nuklearne reakcije s lakim jezgrama proučavanjem literature, upoznavanja s eksperimentalnom opremom, planiranja i priprema eksperimenta, njegova postavljanja, do upoznavanja s tehnikama obrade podataka i softwareskih alata za obradu podataka i same interpretacije dobivenih rezultata.

2 Teorijski uvod

2.1 *Struktura atomskih jezgara*

U području lakih jezgara još uvijek nije moguć egzaktan teorijski opis kojim bi se mogle objasniti i/ili predvidjeti karakteristike raznovrsnih jezgri. Sustavi s više od tri nukleona zahtijevaju iznimno kompleksan račun svojstvenih stanja i energija, dok metode statističke fizike nije moguće koristiti zbog premalog broja nukleona. Iz tog razloga u navedenom području javlja se potreba za raznim modelima koji bi mogli detaljno opisati lake jezgre i njihova svojstva.

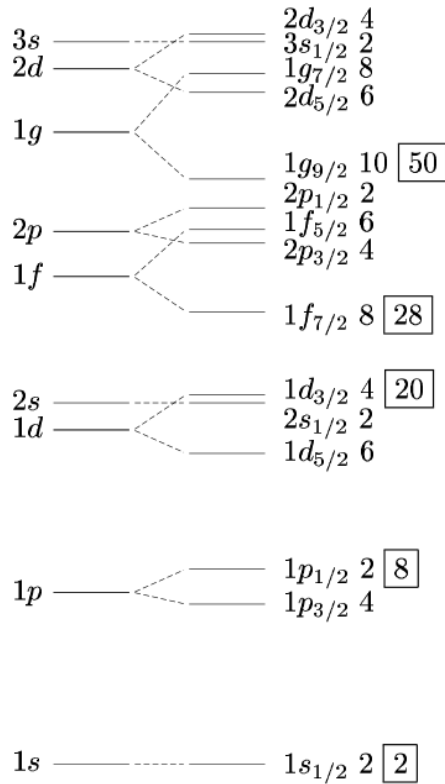
2.1.1 Model ljusaka

Osnovna je pretpostavka modela ljusaka neovisno gibanje nukleona u srednjem (efektivnom) nuklearnom potencijalu koji dolazi od NN interakcije među svim parovima nukleona, a u modernim računima i od tročestičnih (NNN) interakcija. Potporu ovoj pretpostavci daje činjenica da su nukleoni u prosijeku dovoljno udaljeni zbog Paulijevo principa i kulonskog odbijanja, u slučaju protona, kumulativan efekt dvočestičnih interakcija nadvladava efekt interakcije dva nukleona individualno te stoga čitavu interakciju možemo opisati jednim srednjim (efektivnim) potencijalom kojeg osjećaju svi nukleoni. Dakle, jezgre u kojima nukleoni popunjavaju stanja do Fermijeve razine nakon koje slijedi procjep, odnosno popunjavaju određenu ljusku, morale bi biti dobro opisane ovim modelom.

Eksperimentalno je takvo ponašanje uočeno kod jezgara koje sadrže “magični” broj protona i neutrona, odnosno 2,8,20,28,50,82,126 nukleona svake vrste. Slika 2.1 prikazuje stanja modela ljusaka s označenim magičnim brojevima. Takve se jezgre nazivaju dvostruko magičnima. Naime, njihove energije pobuđenja i energije potrebne za separaciju nukleona značajno su više nego kod susjednih jezgara, dok je oblik jezgre potpuno sferičan na što ukazuje iščezavanje kvadrupolnih momenata.

Jezgre s popunjenim ljuskama protona i neutrona imaju energijski povoljnije konfiguracije, rezultirajući velikom stabilnošću jezgara. Stabilnost i velike energije vezanja ovakvih jezgara možemo povezati na zanimljiv način sa zastupljenosti elemenata u svemiru. Na slici 2.2 prikazan je graf koji povezuje energiju vezanja po nukleonu u jezgri s nukleonskim brojem, te zastupljenost elemenata u svemiru s atomskim bro-

jem. Jezgre s dvostruko magičnim brojem nukleona, a i magične samo po broju ili



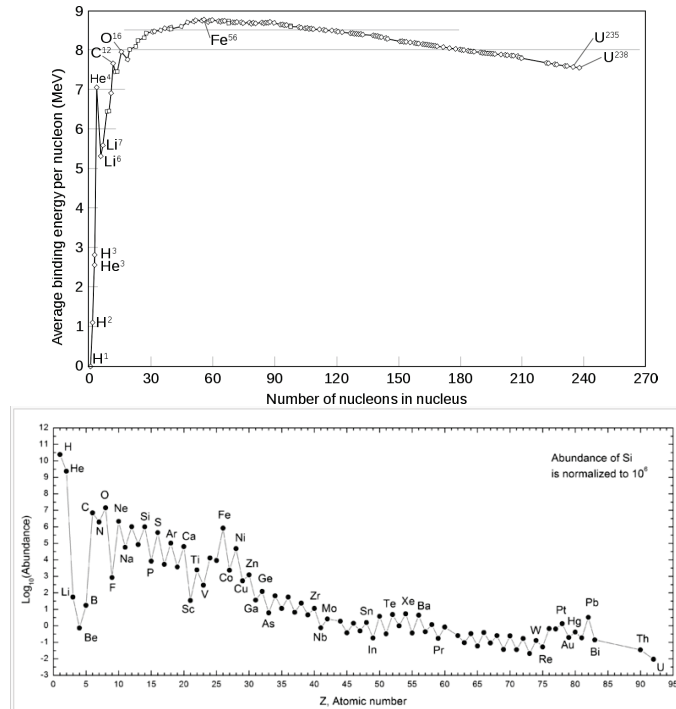
Slika 2.1: Prikaz jednočestičnih stanja nukleona u sferičnom modelu ljusaka.

neutrona ili protona, pokazivat će znatno veće energije vezanja od susjednih što je vidljivo u prikazanom grafu. Zbog velike energije vezanja takve jezgre su stabilne što znači da reakcije kojima se proizvode daju veliku količinu energije što je pogodno za živote zvijezde gdje se najčešće i odvijaju. S druge strane reakcije u kojima je potrebno uložiti dodatnu energiju u astrofizičkim procesima se odvijaju s veoma malom vjerojatnošću. Iz tog razloga u svemiru pronalazimo veći broj stabilnih jezgara. To pokazuje i navedeni graf zastupljenosti elemenata u svemiru čiji vrhovi odgovaraju vrhovima jezgara s najvećom energijom vezanja po nukleonu.

Postoji analitički pristup koji relativno dobro opisuje efektivni nuklearni potencijal modela ljusaka, poznat kao Woods-Saxon potencijal

$$V(r) = -V_0 \left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^{-1} \quad (2.1)$$

gdje je $V_0 \approx 50 \text{ MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $a \approx 0.5 \text{ fm}$. U strukturi ljusaka dobivenoj koristeći W-S potencijal mogu se prepoznati niži eksperimentalno određeni magični brojevi 2,8,20, dok za više magične brojeve ne postoji suglasnost s očekivanjem. Po-



Slika 2.2: Ovisnost prosječne energije vezanja po nukleonu u jezgri o broju nukleona u jezgri (gore) te zastupljenost elemenata u svemiru ovisno o protonskom boju (dolje).

trebno je proširiti model uzimajući u obzir član koji opisuje spin-orbit vezanje, a koje lomi degeneraciju energijskih nivoa,

$$V(r) = V_{W-S}(r) + V_{so}(r)\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.2)$$

gdje su \vec{l} i \vec{s} kutna količina gibanja i spin nukleona u razmatranju.

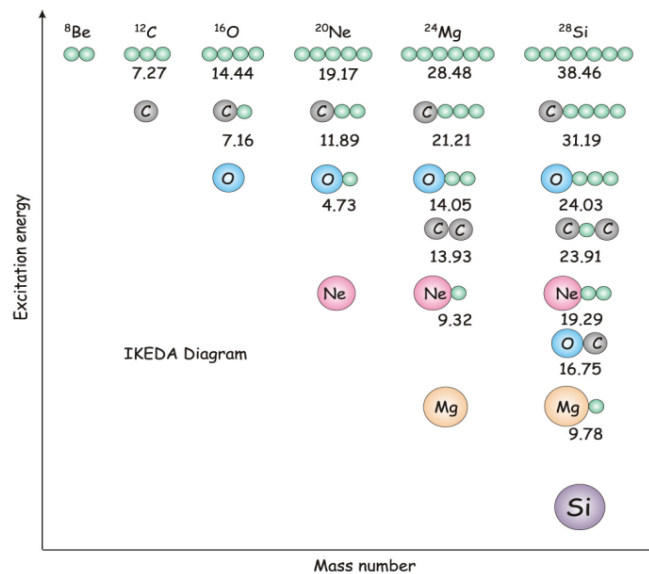
Ovakvo promatranje strukture je opravdano i za one jezgre koje odstupaju od magičnog broja za nekoliko nukleona, međutim oblik većine preostalih jezgara značajno odstupa od sferosimetričnog i njihova se jednočestična stanja ne uklapaju u prethodno razmatranje. Za takve jezgre koristi se deformirani model ljusaka, tzv. Nilssonov model. U ovom modelu koristimo aksijalno simetrične efektivne potencijale, tj deformirani oblik potencijala 2.2, gdje parametri sada ovise o kutovima.

Iako se stanja mnogih jezgara mogu izračunati koristeći ovaj model, eksperimentalno su otkrivena i mnoga stanja koja se teško objašnjavaju na ovaj način. Jedan od najpoznatijih modela kojim se takva stanja mogu opisivati je klusterski model, kojeg ćemo diskutirati u sljedećem poglavlju.

2.1.2 Klusterski modeli

U skladu s Paulijevim principom isključenja fermiona, nukleoni iste vrste grupiraju se u parove čiji članovi imaju spinove suprotnih orijentacija. Konfiguracija jednog para protona i neutrona ($2p + 2n$), poznatija pod nazivom α čestica koja ujedno čini jezgru ${}^4\text{He}$, ima najveću energiju vezanja po nukleonu među lakim jezgrama. Visoka energija prvog pobuđenog stanja α čestice ($\approx 20\text{MeV}$), uz visoku energiju vezanja, omogućuje gotovo nesmetano gibanje takve strukture unutar teže jezgre.

Mjerenja energije vezanja u lakim jezgrama pokazala su izraženu stabilnost jezgri koje imaju parni broj protona i neutrona, tj. građu oblika $N\alpha$ ($N = 1, 2, \dots$), tzv. α -konjugiranu strukturu, poput ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, itd. Klusterska struktura α konjugiranih jezgri pojavljuje se samo kada je to energijski moguće, a najizraženija je u onim pobuđenim stanjima koja su blizu energije praga za α raspad. Najzorniji prikaz klusterskog fenomena je Ikedin dijagram (slika 2.3), gdje je ilustrirana postepena pojava raznih klusterskih stanja s povećanjem energije pobuđenja.



Slika 2.3: Ikedin dijagram. Prikaz klusterizacije jezgri u ovisnosti o energiji pobuđenja. Preuzeto iz [12]

Proučavanjem lakih jezgri bogatih neutronima, točnije jezgri izvan područja stabilnosti, koje su slabo vezane, uočena je izražena klusterizacija koja može rezultirati nuklearnom strukturom s dva ili više centara. Upravo se zbog pojave različitih klusterskih struktura javljaju velike varijacije u karakteristikama izotopa, pri čemu se uz osnovno grupiranje nukleona u α čestice javljaju i molekulske strukture (ne-

utron viška ima ulogu analognu valentnom elektronu u modelu atoma), neutronske halo (neutroni nisu ni slobodni ni čvrsto zarobljeni u blizini nekog od centra) te neutronska koža (pojava tankog vanjskog sloja neutrona u jezgrama daleko od doline β -stabilnosti).

Za modeliranje prethodno navedenih svojstava klasterne strukture, najčešće se uzima jedan od tri mikroskopska modela:

Model rezonantnih grupa (RGM) - uključuje pretpostavku a priori formiranja klastera u jezgrama. Nukleoni u tom modelu su unutar jezgre separirani u dobro definirane klasterne među kojima je dozvoljeno tzv. rezonantno osciliranje nukleona tj. prijelaz pojedinačnog nukleona iz jednog klastera u drugi.

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

Model generirajućih koordinata (GCM) - opisuju se kolektivna gibanja u jezgri pri čemu su klasteri fiksirani u pojedinim točkama prostora što omogućava mikroskopski izračun za sustave većih masa i one s mnogo klastera. Specijalni slučaj GCM-a u kojem su svi klasteri α čestice naziva se i Bloch-Brinkov alfa klasteri model koji je ujedno zaslužan za prvi modelski opis Hoyleovog stanja u jezgri ^{12}C .

2.1.3 Ab initio modeli

Razumijevanje strukture i dinamike jezgara kao više-čestičnog sustava protona i neutrona koji djeluju jakim silama (također i elektromagnetskim i slabim silama) jedan je od središnjih ciljeva nuklearne fizike. Glavni razlog zašto se navedeni cilj tek treba ostvariti leži u složenoj prirodi jake nuklearne sile. Ab initio računi u nuklearnoj fizici polaze od temeljnih sila među nukleonima i imaju za cilj predvidjeti i objasniti vezanje, stabilnost i strukturu jezgara. Strategija je riješiti više-čestičnu Schrodingerovu jednadžbu ali s među-nukleonskim interakcijama kao jednim ulaznim parametrima. Razvojem računala i računalnih metoda rješavanja ovakvih problema u proteklih nekoliko godina javilo se mnogo ab initio modela. U ovom radu spomenut ćemo samo neke od njih.

Antisimetrizirana molekularna dinamika (engl. *antisymmetrized molecular dynamics*, AMD) je model koji može istovremeno reproducirati i klasterne i molekularne

strukturu jezgara, kao i njihova stanja dobivena modelom ljusaka. Ovaj model tretira svaki nukleon kao Gaussov valni paket, bez pretpostavke o klsterskoj strukturi. AMD valna funkcija jezgre je Slaterova determinanta valnih funkcija pojedinačnih nukleona. Osim opisa lakih jezgara ovaj model opisuje i strukture nestabilnih jezgara. Najčešće pronalazi primjenu u opisu izotopa jezgara Li, Be i C (no primjenjiva je i na teže jezgre s nekoliko desetaka nukleona), njihovih energija pobuđenja, radijusa, magnetskih dipolnih momenata te električnih kvadrupolnih momenata.

Sličan pristup AMD modelu nudi model **fermionske molekularne dinamike** (engl. *Fermionic molecular dynamics*, FMD). Valna funkcija FMD modela sadrži, uz članove navedene u AMD modelu, jedan dodatan stupanj slobode - širinu gausijana, što u konačnici omogućuje bolji opis ljuskastih stanja. Razlika ova dva modela je i u NN interakciji koja se koristi.

Za izračun operatora u modelu ljusaka, pretpostavlja se zatvorena ljuska gdje su dodatni nukleoni ograničeni na valentni prostor, koji odgovara jednočestičnim stanjima iznad popunjenih stanja ljuske. Međutim za lake jezgre moguće je razmotriti model koji dopušta svim nukleonima da doprinose i da se tretiraju kao aktivne čestice. Ovakav pristup nazivamo **model ljusaka bez sredice** (engl. *No-core shell model*), NCSM). Ovaj model se rješava u vidu konstruiranja efektivnog hamiltonijana koji je egzaktno za dvo i tročestične sustave, a aproksimativan za sve ostale. NCSM računi dobro su reproducirali velik broj stanja za jezgre u masenom području oko $A = 10$. U novije vrijeme NCSM model se pokazao uspješnim i u opisu jezgara s 20 i više nukleona

2.2 Nuklearne reakcije

Nuklearna reakcija je proces interakcije dvije jezgre. Općenitije govoreći, nuklearne reakcije možemo shvatiti kao svaku interakciju između dvije (ili više) atomske jezgre. Svaka od jezgara se u tom procesu može, ali i ne mora, promijeniti, ovisno o mehanizmu same reakcije koji znaju biti vrlo različiti. Tipična nuklearna reakcije se može zapisati na sljedeći način:



gdje p predstavlja ubrzani projektil, t metu (najčešće mirujuću u laboratorijskom sustavu), a 1 i 2 produkte reakcije. Često, čestica 1 je teža i ima manju kinetičku energiju pa se može i zaustaviti u meti i nije direktno detektirana, dok čestica 2 predstavlja lakšu česticu koju se može detektirati i mjeriti. Generalno p i 2 će biti lakše jezgre, dok nekada česticu 2 može predstavljati i γ zraka pa u tom slučaju govorimo o *radijativnom uhvatu* (ako je γ projektil tada govorimo o *nuklearnom fotoefektu*).

Alternativni način zapisivanja reakcija je:

$$t(p, 2)1. \quad (2.4)$$

Ovaj način zapisivanja nuklearnih reakcija je pogodan jer daje način referiranja na klasu reakcija, primjerice (α, n) ili (n, γ) .

Reakcije klasificiramo na mnogo načina. Ako su reaktanti i produkti neke reakcije isti, tada govorimo o *raspršenju*, *elastičnom* ako su čestice 1 i 2 u osnovnom stanju, a *neelastičnom* ako je neka jezgra u pobuđenom stanju. Reakcije u kojima su projektil p i čestica 2 iste, ali je reakcija uzrokovala izbijanje nukleona (tako da su tri čestice u izlaznom kanalu) zovemo *reakcije izbijanja*. Kod *reakcija prijenosa*, jedan ili nekoliko nukleona je preneseno između projektila i mete, primjerice projektil deuteron prelazi u izlazni proton ili neutron dok je jedan nukleon ostavio na meti. Nuklearne reakcije mogu se svrstati u dvije kategorije s obzirom na mehanizam reakcije. Kod *direktnih reakcija* (od kojih su reakcije prijenosa važna podgrupa) samo nekoliko nukleona sudjeluju u reakciji. Trajanje ovih reakcija je istog reda veličine kao i vrijeme proleta projektila kroz jezgru mete (10^{-22} s). Ovakvim reakcijama moguće je dodati ili oduzeti jedan nukleon iz jezgre dobro opisane modelom ljusaka što znači da mogu služiti kao pogodan način za promatranje ljuskaste strukture jezgre. Također, direktnim reakcijama moguće je inducirati mnoga pobuđena stanja jezgre 1. Drugi mehanizam odgovara *reakcijama složenom jezgrom*. U ovom se mehanizmu projektil i meta kratko spajaju izmjenjujući međusobno energiju prije nego se tako spojena jezgra raspadne na produkte reakcija. Trajanje ovih reakcije je reda veličine 10^6 duže nego ono direktnih reakcija.

Vrlo važna veličina za opis nuklearne reakcije je *Q-vrijednost reakcije*, koja govori

o promjeni energije u reakciji. Definirana je kao:

$$Q = \left[\sum_i m_i - \sum_f m_f \right] c^2 \quad (2.5)$$

gdje se sumira po masama čestica prije (initial) i poslije (final) odvijanja reakcije. Usporedimo li taj izraz s izrazom za ukupnu energiju čestice $E = mc^2 + T$, za Q-vrijednost dobivamo:

$$Q = \sum_f T_f - \sum_i T_i. \quad (2.6)$$

Q-vrijednost možemo shvatiti kao energiju koju nuklearni proces oslobodi ili potroši. Ona može biti manja od nule ($Q < 0$) gdje se dio kinetičke energije ulaznih čestica pretvara u nuklearnu masu, veća od nule ($Q > 0$) gdje se nuklearna masa tijekom reakcije pretvara u kinetičku energiju produkata i jednaka nuli ($Q = 0$) što odgovara elastičnom raspršenju.

2.2.1 Elastično raspršenje

Elastično raspršenje je proces u kojem Q vrijednost reakcije iznosi 0, tj proces u kojem su ulazne i izlazne čestice iste i gdje nije došlo do pobuđivanja jezgara u viša energetska stanja. Do elastičnog raspršenja može doći i pod utjecajem nuklearne sile i pod utjecajem kulonske interakcije. Ako je energija projektila bitno manja od kulonske barijere između projektila i mete, raspršenje će biti posve kulonsko. Kutna raspodjela za posve kulonsko raspršenje dana je Rutherfordovim izrazom :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{16E_a^2} \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad (2.7)$$

gdje je z protonski broj projektila, Z protonski broj mete, E_a energija projektila, a θ kut elastično raspršene čestice u odnosu na smjer upada projektila.

2.2.2 Direktne reakcije

Direktne reakcije su reakcije u kojima ulazna čestica primarno interagira na površini jezgre mete. Povećanjem energije ulazne čestice njezina de Broglieva valna duljina se smanjuje sve dok ne postane dovoljno mala da je interakcija s objektima veličine nukleona vjerojatnija od interakcije s objektima veličine jezgre. Prebacimo li to u

konkretne vrijednosti, ulazna čestica energije 1 MeV ima de Broglievu valnu duljinu od ≈ 4 fm, i stoga “ne vidi” individualne nukleone pa je vjerojatnija reakcija drugim mehanizmom, kao što je mehanizam složenom jezgrom. No ulazna čestica energije 20 MeV ima de Broglievu valnu duljinu od ≈ 1 fm i stoga može sudjelovati u direktnom procesu. Direktno reakcije najčešće uključuju izmjenu jednog ili vrlo malo valentnih nukleona blizu površine jezgre mete.

Jedan od najpoznatijih primjera direktnih reakcija je *neelastično raspršenje* (engl. *inelastic scattering*). Iako ono najčešće proizlazi iz kulonove interakcije, postoje i reakcije gdje projektil prolazeći pokraj mete uz djelovanje jake nuklearne sile, pobuđuje viša energijska stanja sebe ili mete. Reakcije u kojima se jedan ili više nukleona prenesu na drugu jezgru nazivaju se *reakcije prijenosa* (engl. *transfer reactions*). Razlikujemo reakcije ogoljivanja (engl. *stripping*), kod kojih jedan ili više nukleona s projektila prelazi na metu, primjerice prelazak neutrona u (d, p) procesu i reakcije pobiranja (engl. *pick-up*) u kojima su jedan ili više nukleona preneseni s jezgre mete na projektil, primjerice pobiranje neutrona u (p, d) procesu. U procesima u kojima se projektil u polju jezgre mete raspada na dva ili više dijelova nazivamo *reakcijama raspada* (engl. *breakup reactions*). Ove reakcije mogu biti elastične ili neelastične ovisno ostaje li jezgra mete u osnovnom ili pobuđenom stanju.

2.2.3 Reakcije složenom jezgrom

Kod reakcija složenom jezgrom proces se odvija u dva nezavisna koraka. U prvom stupnju spajanjem projektila i jezgre mete nastaje nova, složena jezgra u visokopobuđenom stanju. Složena visokopobuđena jezgra se ne raspada dovoljno dugo vremena da se energija sustava nizom sudara i ostalih procesa podjednako raspodijeli na sve nukleone u jezgri. Kada jedan nukleon ili grupa nukleona unutar jezgre skupi dovoljno energije da se odvoji od ostatka jezgre, jezgra se raspada. Preostala pobuđena jezgra može se deekscitirati daljnjim raspadima. Zbog dugog vremenskog intervala između nastanka i raspada složene jezgre, tijekom kojeg dolazi do kompliciranog gibanja nukleona unutar jezgre, osnovna pretpostavka modela složene jezgre je da se raspad događa potpuno neovisno o načinu nastanka. Drugim riječima, vjerojatnost određenog izlaznog kanala bit će nezavisna o ulaznom kanalu.

Reakciju preko složene jezgre shematski prikazujemo na sljedeći način:



gdje C^* označava novonastalu složenu jezgru prije daljnjeg raspada.

U mjerenjima postoji mogućnost da i direktni procesi i procesi složenom jezgrom doprinose u promatranim reakcijama. Postoje dva principa kako pristupiti odvajanju jednih procesa od drugih eksperimentalnim putem. Direktno reakcije, kao što je već spomenuto, odvijaju se veoma brzo ($\approx 10^{-22}$ s), dok se reakcije složenom jezgrom odvijaju znatno sporije ($10^{-16} - 10^{-18}$ s). Ovo dodatno vrijeme potrebno je u složenim procesima za distribuciju i rekonzentraciju energije. Postoje razvijene eksperimentalne tehnike kojima se mogu razlikovati navedena vremena te na taj način razložiti o kojim je reakcijama riječ. Kutne distribucije izlaznih čestica u direktnim reakcijama imaju jaki maksimum na malim kutovima za razliku od distribucija u reakcijama složenom jezgrom koje više-manje ravnomjerno pokrivaju cijelo kutno područje u kojem se mogu emitirati produkti reakcije te također mogu biti način razlikovanja ovih dviju vrsta reakcija

2.2.4 Rezonancije u nuklearnim reakcijama

Ako energija ulaznog kanala odgovara jednoj od diskretnih vrijednosti energije složene jezgre nastale kao međustanje u reakciji dobit ćemo rezonanciju. Promatrajući energiju upadne čestice oko područja energije rezonancije, udarni presjek u kanalima reakcije u kojima se složeno stanje može raspasti, raste do neke maksimalne vrijednosti na energiji rezonancije te udaljavanjem od nje opet pada. Rezonancije se događaju u jednom kanalu reakcije i na rezonantnoj energiji fazni pomak u tom kanalu iznosi $\pi/2$. Maksimumi u spektrima udarnih presjeka ne moraju nužno odgovarati rezonancijama. Uz mogućnost preklapanja dvaju ili više rezonancija, postoje razne druge pojave koje mogu utjecati na porast udarnog presjeka. Osim maksimuma rezonancije se mogu manifestirati i kao minimumi. Analiza rezonancija u udarnom presjeku nuklearnih reakcija ukazuje na razna svojstva strukture jezgara kao npr. energiju i širinu stanja, iznose količine gibanja, pariteta i izospina stanja. Najjednostavniji tipovi rezonancija, osobito one dominantno jednočestične prirode mogu se opisati Breit-Wignerovom formulom. Za dublje fizikalno razumijevanje pojava rezonancije i

računanje njihovih karakteristika iz potencijala potrebna je fundamentalnija teorija, kao što je Wignerova teorija R-matrice.

Razmatranje rezonancija u nuklearnim reakcijama najjednostavnije se prikazuje elastičnim raspršenjem protona na jezgri. Na niskim energijama, kada je energija protona manja od kulonske barijere jezgre, udarni presjek je dan Rutherfordovim izrazom 2.7. Porastom energije, proton svladava kulonsko odbijanje te dolazi sve bliže jezgri. U trenutku kada skupi dovoljno energije da se približi dosegu jake nuklearne sile, javlja se raspršenje na nuklearnom potencijalu. Ukupna amplituda raspršenja je suma kulonskog i nuklearnog doprinosa. Amplitudu prikazujemo kao sumu parcijalnih valova

$$f_N = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1)(s_l - 1) e^{2i\sigma_l} P_l(\cos\theta), \quad (2.9)$$

gdje je k impuls upadne čestice, σ_l kulonski fazni pomak, a $S_l = e^{2i\delta_l}$ (δ_l predstavlja nuklearni fazni pomak) matrični element raspršenja. Fazni pomak δ_l u potpunosti opisuje ovisnost udarnog presjeka o energiji. Rezonanciju, tj. pojavu da udarni presjek u ovisnosti o energiji pokazuje izražen vrh, je često moguće opisati ponašanjem samo jednog parcijalnog vala. Diferencijalni udarni presjek pokazuje maksimum za vrijednost $\delta_l = \pi/2$, što odgovara vrijednosti faznog pomaka u energiji rezonancije E_0 . Integriranjem diferencijalnog udarnog presjeka slijedi izraz za ukupni udarni presjek:

$$\sigma(E) = (2l+1) \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma^2}{(E_0 - E)^2 + 1/4\Gamma^2}. \quad (2.10)$$

Prethodni izraz nazivamo Breit-Wignerovom formulom za udarni presjek jedne izolirane rezonancije u kanalu elastičnog raspršenja, dok su svi ostali kanali reakcije zatvoreni.

Do izraza 2.10 moguće je doći na razne načine pa tako i promatrajući valnu funkciju nestabilnog stanja jezgre s energijom E_0 i vremenom života τ . Ovim pristupom povezujemo širinu Breit-Wignerove rezonancije Γ s vremenom života složenog stanja τ izrazom:

$$\tau\Gamma = \hbar. \quad (2.11)$$

Raspršenja na nižim energijama je relativno lako opisati s obzirom da je doprinos nuklearnog raspršenja zanemarivu odnosu na kulonski. Na nešto višim energijama, nuklearno raspršenje se uzima u obzir te se može opisati potencijalom sferne

beskonačne jame. Kako energija raste broj parcijalnih valova koji doprinose rezonancijama je veći. Počinju se otvarati i drugi kanali reakcije i fazni pomaci postaju sve kompleksniji. U ovom trenutku i rezonancije se počinju preklapati. Daljnja analiza rezonancija zahtjeva nešto kompleksnije račune i aproksimacije kao što su optički model, razne statističke teorije nuklearnih reakcija i slično.

2.2.5 Kinematika dvočestičnih nuklearnih reakcija

Dvočestične nuklearne reakcije su reakcije oblika $p + t \rightarrow 1 + 2$. S E_i^L i p_i^L obično se označuju kinetička energija, odnosno, impuls i-te čestice u reakciji, a s θ_i^L kut otklona te čestice od smjera upada projektila p , gdje L označava da je riječ o laboratorijskom sustavu. Definiranje smjera čestica nastalih u reakciji moguće je samo jednim kutom jer se dvočestične reakcije odigravaju unutar ravnine. Na niskim energijama ($< 100A \cdot MeV$) dovoljno je zadržati se na nerelativističkoj aproksimaciji. U svakoj nuklearnoj reakciji moraju vrijediti zakoni očuvanja fizikalnih veličina poput energije, količine gibanja, naboja, nukleonskog broja, izospina itd.

U nuklearnim reakcijama postoji više izlaznih kanala, odnosno mogućih produkata reakcije koji se mogu razlikovati po vrstama čestica i njihovim energijama pobuđenja. Energija i moment impulsa u danom izlaznom kanalu imaju određenu vjerojatnost koja velikim dijelom ovisi o Q -vrijednosti reakcije i najčešće raste s porastom Q -vrijednosti.

U laboratorijskom sustavu ($p_T^{\vec{}} = 0$) zakon sačuvanja energije daje:

$$E_p^L + Q = E_1^L + E_2^L. \quad (2.12)$$

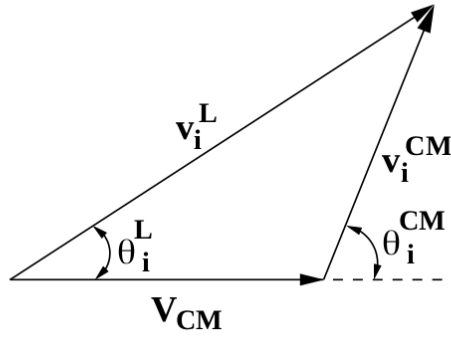
Q -vrijednost reakcije definirana je kao razlika ukupnih energija ulaznog i izlaznog kanala:

$$Q = (m_p + m_t - m_1 - m_2) \cdot c^2. \quad (2.13)$$

Zakon sačuvanja količine gibanja vodi na sistem jednažbi:

$$p_1^L \cos \theta_1^L + p_2^L \cos \theta_2^L = p_p^L \quad (2.14)$$

$$p_1^L \sin \theta_1^L - p_2^L \sin \theta_2^L = 0. \quad (2.15)$$



Slika 2.4: Trokut brzina za i-tu česticu. Preuzeto iz [9]

Nešto jednostavnije je promotriti ovaj sustav u sustavu centra mase koji je definiran kao

$$\vec{r} = \frac{\sum_i m_i \vec{r}_i}{\sum_i m_i}. \quad (2.16)$$

Sustav centra mase (CM) je sustav u kojem centar mase miruje pa za impulse ulaznog i izlaznog kanala vrijedi:

$$p_p^{CM} + p_t^{CM} = p_1^{CM} + p_2^{CM} = 0. \quad (2.17)$$

Brzina centra mase u laboratorijskom sustavu (dakle, relativna brzina dva sustava) dana je s:

$$V_{CM} = \frac{m_p}{m_p + m_t} v_p^L \quad (2.18)$$

Na slici 2.4 prikazan je trokut brzina za i-tu česticu. Pomoću njega moguće je izvesti relacije koje povezuju kutove i energije u laboratorijskom sustavu i sustavu centra mase. U smjeru gibanja snopa vrijedi:

$$v_i^L \cos \theta_i^L = v_i^{CM} \cos \theta_i^{CM} + V_{CM}, \quad (2.19)$$

a u smjeru okomitom na snop:

$$v_i^L \sin \theta_i^L = v_i^{CM} \sin \theta_i^{CM}. \quad (2.20)$$

Sređivanjem se dobiva:

$$v_i^{CM} = \frac{v_i^L \sin \theta_i^L}{\sin \theta_i^{CM}}, \quad (2.21)$$

$$\tan \theta_i^{CM} = \frac{v_i^L \sin \theta_i^L}{v_i^L \cos \theta_i^L - V_{CM}} \quad (2.22)$$

Primjenom klasičnog izraza za impuls i -te čestice

$$p_i = \sqrt{2m_i E_i} \quad (2.23)$$

te korištenjem izraza 2.17 za brzinu centra mase:

$$V_{CM} = \frac{\sqrt{2m_p E_p^L}}{m_p + m_t} \quad (2.24)$$

i uz definiciju:

$$a_i = \sqrt{\frac{m_i}{2}} V_{CM} = \frac{\sqrt{m_i m_p E_p^L}}{m_p + m_t}, \quad (2.25)$$

možemo izvesti relacije koje povezuju energiju i kut izlazne čestice u sustavu centra mase s odgovarajućim veličinama u laboratorijskom sustavu:

$$E_i^{CM} = E_i^L - 2a_i \sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L + a_i^2 \quad (2.26)$$

$$\cos \theta_i^{CM} = \frac{\sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L - a_i}{\sqrt{E_i^L - 2a_i \sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L + a_i^2}} \quad (2.27)$$

$$\Phi_i^{CM} = \Phi_i^L. \quad (2.28)$$

Inverzne relacije su:

$$E_i^L = E_i^{CM} + 2a_i \sqrt{E_i^{CM}} \cos \theta_i^{CM} + a_i^2 \quad (2.29)$$

$$\cos \theta_i^L = \frac{\sqrt{E_i^{CM}} \cos \theta_i^{CM} + a_i}{\sqrt{E_i^{CM} + 2a_i \sqrt{E_i^{CM}} \cos \theta_i^{CM} + a_i^2}} \quad (2.30)$$

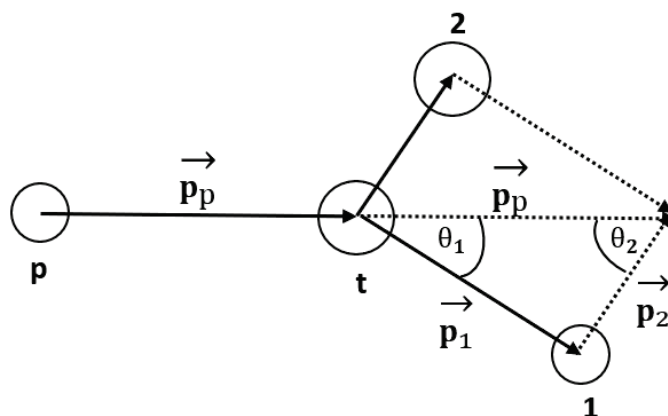
$$\Phi_i^L = \Phi_i^{CM}. \quad (2.31)$$

2.2.6 Energija pobuđenja u izlaznom kanalu

Dvočestična nuklearna reakcija najčešće se zapisuje kao $t(p, 1)2$, gdje t označava jezgru mete, p projektil te 1 i 2 produkte reakcije od kojih se s 1 obično označava detektirana čestica (slika 2.5). Za ove reakcije energija pobuđenja jezgara u izlaznom kanalu dana je s:

$$\begin{aligned} E_x &= E_p + Q_0 - E_1 - E_2 = \\ &= Q_0 + \frac{M_2 - M_p}{M_2} E_p - \frac{M_2 + M_1}{M_2} E_1 + \frac{2}{M_2} \sqrt{M_p M_1} \sqrt{E_p E_1} \cos \theta_1, \end{aligned} \quad (2.32)$$

gdje je E_p energija snopa, M_i mase jezgara, a θ_1 i E_1 kut i energija detektirane čestice



Slika 2.5: Shema dvočestične nuklearne reakcije. Preuzeto iz [9]

pomoću koje računamo energiju pobuđenja. Q_0 je Q -vrijednost reakcije u kojoj sve izlazne čestice ostaju u osnovnom stanju. Ovaj dio energije nije u kinetičkoj energiji produkata reakcije već se odnosi na nedetektiranu energiju u izlaznom kanalu reakcije (npr. u γ raspadu obje jezgre, a u čestičnom raspadu nedetektirane jezgre). Prethodna relacija se koristi pri analizi podataka za rekonstrukciju spektra energije pobuđenja nedetektirane čestice preko energije (E_1) i kuta (θ_1) detektirane. Posebni slučaj kada je $E_x = 0$ označava elastični kanal reakcije.

2.2.7 Diferencijalni udarni presjek

Diferencijalni udarni presjek definiran je kao vjerojatnost po jediničnom prostornom kutu raspršenja čestice u prostorni kut $\Delta\Omega$. Udarni presjek možemo shvatiti kao mjeru relativne vjerojatnosti da se reakcija dogodi. Za diferencijalni udarni presjek

vrijedi:

$$N = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{N_t}{A} \cdot I \cdot t, \quad (2.33)$$

gdje je N broj detektiranih događaja, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ diferencijalni udarni presjek, $\Delta\Omega$ prostorni kut, N_t/A broj čestica u meti po jedinici površine, I intenzitet snopa (broj čestica u sekundi) i t vrijeme.

U praksi se diferencijalni udarni presjek računa pomoću sljedećeg izraza:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \left[\frac{mb}{sr} \right] = \left(\frac{N}{\Delta\Omega} \right) \cdot 10^{27} \frac{1}{d[g/cm^2]} \frac{M[g]}{N_A} \frac{1}{C_T} \frac{q}{Q^{FC}}, \quad (2.34)$$

gdje je N broj detektiranih događaja u prostornom kutu $\Delta\Omega$, d parcijalna debljina materijala od interesa u meti, C_T faktor koji uzima u obzir efekt mrtvog vremena ($1/C_T > 1!$), Q^{FC} ukupni naboj snopa skupljen tijekom mjerenja N događaja, a q naboj iona snopa nakon prolaska kroz metu.

2.3 Betheova formula

Betheova formula opisuje gubitak energije nabijene čestice pri prolasku kroz materijal. Nabijena čestica gubi energiju u interakciji s elektronima i jezgrama atoma u materijalu. U nerelativističkom slučaju formula se svodi na

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \right], \quad (2.35)$$

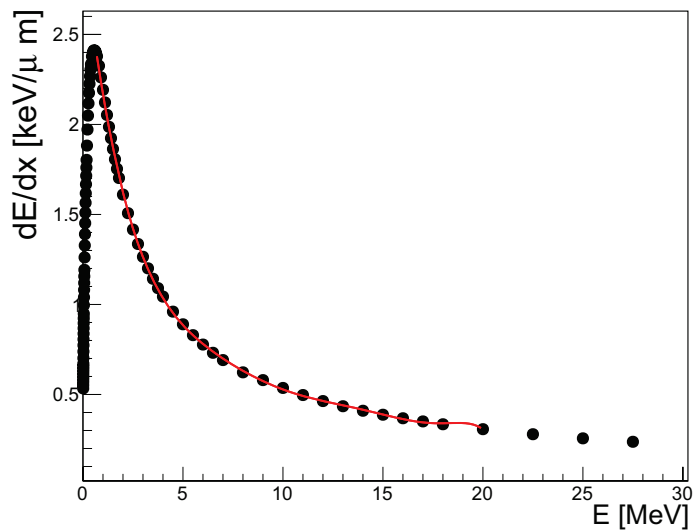
gdje je ϵ_0 permitivnost vakuumu, e jedinični naboj, m_e masa elektrona, v brzina čestice, z protonski broj čestice, a n elektronska koncentracija u materijalu za koju vrijedi

$$n = \frac{N_A Z \rho}{A M_u} \quad (2.36)$$

gdje je N_A Avogadrov broj, M_u omjer molarne i relativne atomske mase, ρ gustoća materijala, a Z i A pripadni protonski broj i relativna atomska masa upadne čestice.

Gubitak energije u detektorima, dakle ovisi o energiji te protonskom i nukleonskom broju dolazne čestice. Čestica će kroz dijelove detektora i mete gubiti energiju koju je potrebno uračunati u analizi da bi se dobili stvarni iznosi energija čestica. Na slici 2.6 prikazan je primjer gubitka energije čestice ovisno o njenoj energiji korišten u analizi podataka. Funkcija je prilagođena na intervalu od 0.5 - 20 MeV, što odgovara

intervalu energija čestica na kojima je izvršena analiza.

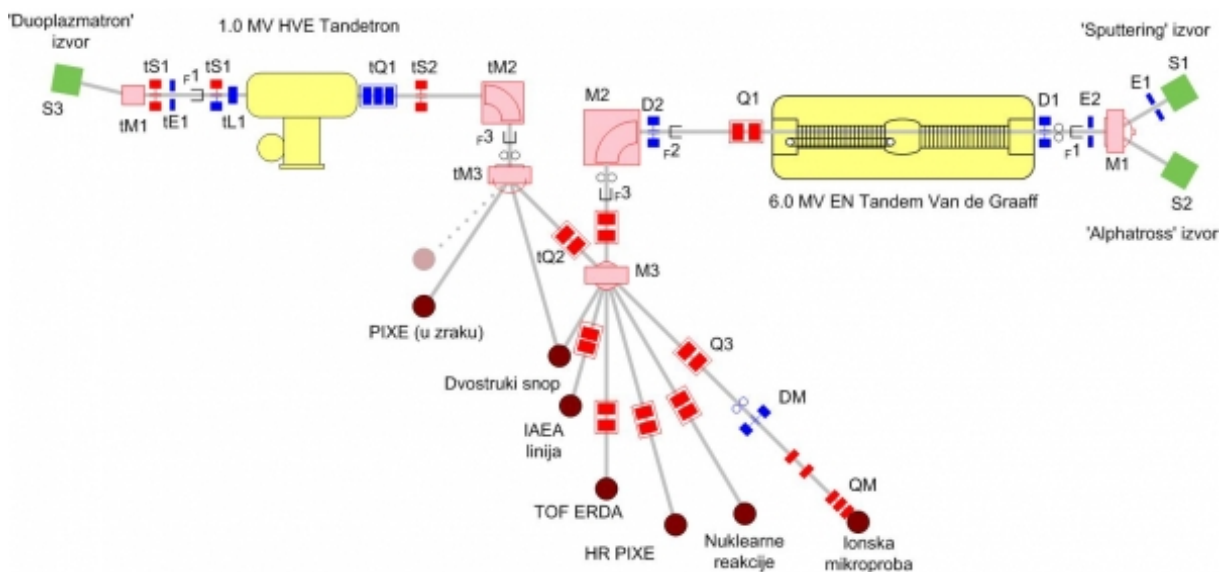


Slika 2.6: Ovisnost gubitka energije jezgre ^4He po jedinici duljine o upadnoj energiji jezgre u materijalu CD_2 . Crvenom bojom označena prilagođena funkcija korištena u analizi podataka. Podaci su dobiveni koristeći program SRIM [11].

Koristeći prilagodbu na podatke dobivene SRIM softwareom parametrizirani su gubici energije po jedinici duljine za sve detektirane produkte reakcija u svim materijalima.

3 Eksperimentalni postav i mjerenje

Nuklearne reakcije izazvane snopom ^3He na metama ^2H , ^{12}C i ^9Be mjerene su na akceleratorском postrojenju Instituta Ruđer Bošković u sklopu Laboratorija za interakciju ionskih snopova Zavoda za eksperimentalnu fiziku. U eksperimentu je korištena istraživačka oprema Laboratorija za nuklearnu fiziku. Slika 3.1 prikazuje akceleratorско postrojenje instituta.



Slika 3.1: Shematski prikaz akceleratorскоg postrojenja Instituta Ruđer Bošković.

Snop ^3He dobiven tzv. *Alphatross* izvorom [3] ubrzan je 6 MV Tandem Van de Graaff ubrzivačem. Vođen linijom za nuklearnu fiziku snop dolazi do komore za nuklearne reakcije. Mjerenje je obavljeno na dvije energije snopa: 4 i 2.4 MeV. Produkti nuklearnih reakcija mjereni su detektorskim sustavom koji se sastojao od dva dvostruko segmentirana silicijska vrpčasta detektora (*DSSSD*¹) postavljena na stražnje kutove komore, kojim se postiže ukupno kutno pokrivanje od 110°-170°. Podaci su prikupljeni koristeći uobičajeni elektronički postav Laboratorija za nuklearnu fiziku te MIDAS sustav za prikupljanje podataka, koji će pobliže biti opisani u narednim poglavljima. Signali prikupljeni elektroničkim postavom proporcionalni su energiji upadne čestice te rekonstrukcijom kuta upadne čestice računanjem geometrije detektorskog postava imamo sve potrebne informacije za daljnju analizu podataka.

¹Double Sided Silicon Strip Detector

3.1 Eksperimentalni postav

Ubrzivači kao što je Tandem Van de Graaff istom razlikom elektrostatskog potencijala ione ubrzaju dva puta, najprije kao negativne ione, a zatim nakon prolaska kroz tzv. ogoljivač (engl. *stripper*) elektrona, kao pozitivne.

U svrhu proizvodnje snopova He^- za ovakav tip tandem ubrzivača dizajniran je tzv. **RF ionski izvor s izmjenom naboja** (engl. *RF²-charge exchange ion source*), još nazvan i Alphasross izvor. Snop He^- formiran je procesom u dva koraka. U prvom koraku produciraju se He^+ ioni, koji u drugom koraku izmjenjuju naboj prolaskom kroz pare alkalijskih metala. Helijev plin se ispušta u bocu od kvarca. RF oscilator ionizira atome, dok statički potencijal izvlači He^+ . Razlika potencijala na boci je 2 – 6 kV. Snop koji izlazi iz boce odmah se ubrizgava u ćeliju za izmjenu naboja napunjenu parom rubidija. Rubidij je izabran zbog veće efikasnosti pri izmjeni naboja od drugih alkalijskih metala. Zagrijavanjem rubidija formira se para u dijelu gdje prolazi snop. Para se kondenzira na zidovima ćelije i vraća za ponovno korištenje. Prolazeći kroz paru rubidija pozitivni ioni prelaze u negativne s određenom vjerojatnošću.

Negativni ioni dolaze do **Tandem Van de Graaff** ubrzivača, prikazanog na slici 3.2. Visoki napon VdG ubrzivača ostvaruje se mehaničkim prijenosom naboja, stalnim dovođenjem naboja pomoću remena, koji se rotira između visokonaponske elektrode (tzv. terminala) i potencijala zemlje. Ubrzivački tank je ispunjen izolacijskim plinom kako bi se povećala maksimalna vrijednost napona prije kojeg dolazi do proboja. Negativni ioni ^3He , koji prolaze kroz cijev pod visokim vakuumom ($\sim 10^{-7}$ mbar), ubrzavaju se razlikom potencijala između uzemljenog ulaza i visokog pozitivnog napona terminala. Prolaskom kroz ogoljivač, ubrzani negativni ioni gube određen broj elektrona prolaskom kroz tok plina na niskom tlaku ($\sim 10^{-3}$ mbar). Dobiveni pozitivni ioni se još jednom ubrzavaju istom razlikom potencijala, no ovoga puta prema uzemljenom dijelu, tj. izlazu iz tanka. Prednost ovakvih ubrzivača je što se isti potencijal iskorištava dva puta za ubrzanje. Maksimalna energija iona nakon izlaska iz ubrzivača dana je sa $E_{max} = (Z + 1)eU$, gdje je Z atomski broj iona, e iznos jediničnog naboja, a U napon na terminalu. Ovo vrijedi samo za par najlakših elemenata, jer je teško oguliti više od nekoliko elektrona.

Izlaskom iz ubrzivača snop pozitivnih iona ^3He prolazi kroz sustav za vođenje i fokusiranje snopa. Snop prolazi kroz prvi magnetski kvadrupol i elektrostatski de-

²Radio frequency



Slika 3.2: Tandem Van de Graaff ubrzivač.

flektor te dolazi do prvog analizatorskog magneta kojim se odabere željena energija snopa. Nakon zakretanja snopa ovisno o energiji, masi i naboju iona, snop dolazi do drugog magnetskog kvadrupola, gdje je fokusiran na preklopni magnet (engl. *switching magnet*) koji konačno dovodi snop na željenu eksperimentalnu liniju.

Snop dobro definirane energije ulazi u liniju za nuklearnu fiziku te prolaskom kroz kvadrupol, koji fokusira snop, dolazi do **komore za mjerenje** nuklearnih reakcija, prikazane na slici 3.3. Osim kolimatora, koji se nalazi na ulazu u komoru, širinu snopa definira i prorez (engl. *slit*) postavljen nešto prije samog kolimatora. Unutar kolimatora nalaze se još dva proreza koji su s prvim postavljeni na udaljenostima kojima se određuje geometrija snopa koji konačno dolazi na metu. Širine proreza iznose 1, 2 i 1.5 mm. Ovakvim postavom proreza unutar kolimatora ograničavamo snop na 2.5 mm radijusa prilikom dolaska na metu, kako bi se smanjila mogućnost raspršenja snopa o držač mete. Komora za mjerenja se sastoji od dvije rotirajuće ploče, jedna na dnu i jedna na poklopcu komore. One omogućuju postavljanje nosača detektora na željeni kut u odnosu na ulazni snop. U središtu komore nalazi se rotacijsko postolje na koje se postavlja držač meta koje je moguće rotirati za 360°, što omogućuje postavljanje mete pod bilo kojim kutom u odnosu na snop. Odmah pored držača meta nalazi se kolimatorska cijev kojom se snop dovodi u komoru. Na suprotnom kraju komore nalazi se Faradayeva čaša. Mjerenjem naboja sakupljenog u Faradayevoj čaši moguće je odrediti ukupan naboj kojem je meta bila izložena. Povezivanje detektora, koji se nalaze unutar komore pod visokim tlakom ($\sim 10^{-6}$ mbar), s elektroničkim lancem

van komore omogućeno je mnoštvom priključaka postavljenim na stijenkama komore (engl. *feedthrough connectors*). Prednost ove komore je mogućnost mijenjanja kutova detektora i mete, kao i promjena same mete bez otvaranja komore. Visoki vakuum ($\approx 10^{-5} - 10^{-6}$ mbar) u komori postiže se pomoću rotacijske i turbomolekularne pumpe velikog kapaciteta.



Slika 3.3: Prikaz linije za nuklearnu fiziku s komorom za mjerenje nuklearnih reakcija.

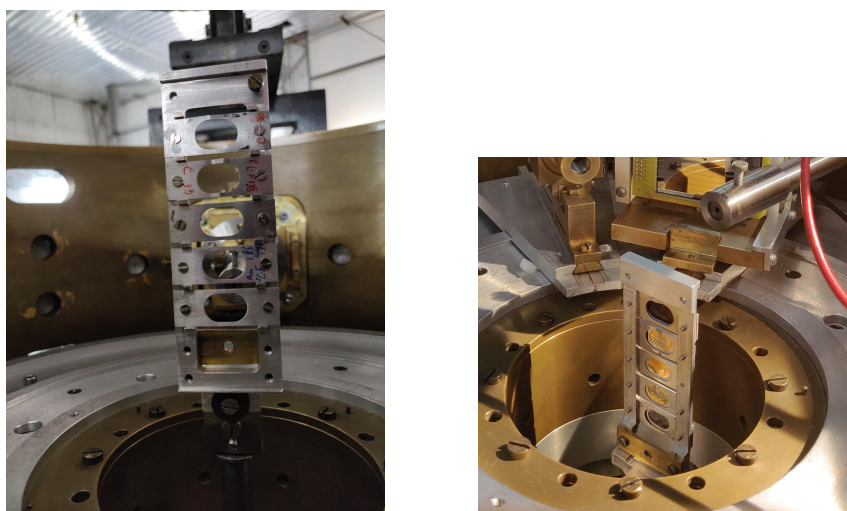
Mete korištene u eksperimentu dane su u tablici 3.1 i prikazane na slici 3.4. Postavljene su okomito na snop. Neke od meta su naparene na podlogu od zlata te je bitno napomenuti da je u svim mjerenjima meta bila okrenuta stranom gdje je podloga od zlata bila na suprotnoj strani od dolaska snopa. Iz tog razloga podloga od zlata neće utjecati na rezoluciju mjerenja reakcija, jer se produkti reakcija vraćaju na stražnje kutove te ni u jednom trenu ne prolaze kroz podlogu od zlata. Greške koje će zlato unijeti u mjerenja dolaze samo od elastičnog raspršenja, jer energije u reakciji nisu dovoljno velike za prelazak kulonove barijere, tj. miješanjem događaja iz tog procesa s događajima od reakcija. U svrhu kalibracije detektora na držač mete postavljen je (troenergijski) izvor α čestica. Zbog pokretnosti držača mete pri kalibracijskim mjerenjima izvor α čestica je bio okrenut za svako mjerenje prema centru svakog od detektora.

3.2 Detektorski sustav

Za detekciju lakih nabijenih čestica u nuklearnoj fizici najčešće se upotrebljavaju poluvodički detektori izrađeni od silicija. Osim silicijskih poluvodičkih detektora u nuklearnoj fizici se često koriste i germanijski detektori zbog svoje velike efikasnosti pri detekciji γ zračenja.

| meta | debljina | podloga |
|-----------------|------------------------------|------------------------------------|
| ^{12}C | $66 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ | |
| ^9Be | $57 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ | zlato $95 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ |
| CH_2 | $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ | zlato $48 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ |
| ^9Be | $65 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ | zlato $73 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ |
| ^{12}C | $86 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ | |

Tablica 3.1: Popis meta korištenih u eksperimentu.



Slika 3.4: *lijevo*: držač meta bez postavljenih meta; *desno*: držač meta s metama ^{12}C na vrhu, zatim ^9Be , CD_2 , ^9Be te ^{12}C na dnu.

Osnovni princip rada poluvodičkih detektora bazira se na radu poluvodičke diode, tj. poluvodiča s n-p spojem. Takav se spoj najčešće dobiva spajanjem 2 materijala različitog dopiranja, odnosno koncentracije pozitivnog i negativnog naboja. Takvim spojem na granici p-n spoja nastaje područje u kojem dolazi do rekombinacije naboja što u konačnici rezultira stvaranjem tzv. “osiromašenog sloja” u kojem postoji ravnoteža pozitivnih i negativnih naboja. Ako se dioda spoji na napon u vodljivom smjeru, tj. ako je napon strane p-tipa na višem potencijalu od strane n-tipa, kroz diodu će teći struja. Za rad poluvodičkih detektora važniji je spoj sa suprotnom polarizacijom napona, tzv. zaporni smjer kojim se stvara električno polje u zoni osiromašenja. Kada postoji električno polje unutar detektora ako se u osiromašenom sloju n-p diode, koja je spojena u zapornom smjeru, nekim procesom stvore pokretni nositelji naboja, oni će se pod djelovanjem polja gibati. Na taj način struja stvorena u diodi u ovim uvjetima izravno odražava proces nastajanja pokretnih nositelja naboja. Raznim procesima u okolini detektora mogu se stvoriti električni nabijene čestice neke energije koje mogu doći do detektora te proći kroz osiromašeni sloj.

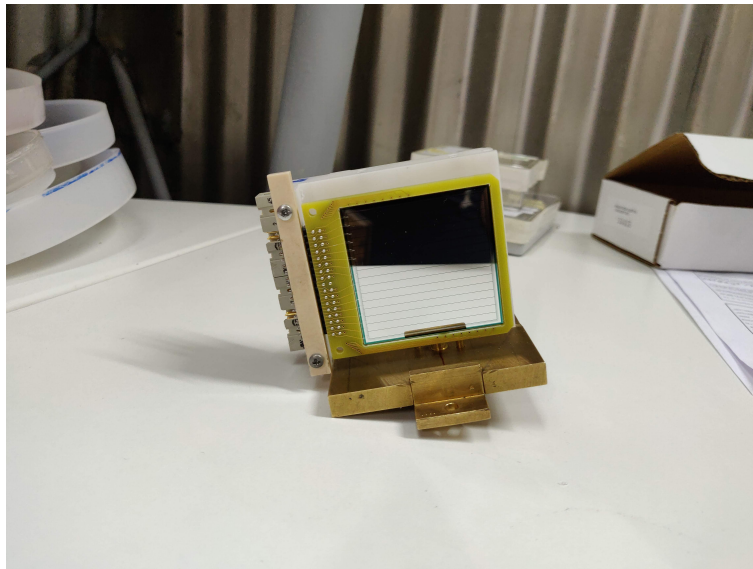
Čestice u osiromašenom sloju izbacuju elektrone u stanja više energije, čime ostaje isti broj pozitivno nabijenih šupljina. Na taj način čestice stvaraju višak pokretnih nositelja naboja, tj. parova elektron-šupljina. Električno ih polje gotovo trenutno povuče prema pozitivnoj, odnosno negativnoj, elektrodi. Tako nastaje električni impuls koji se može mjeriti i dobiti podatak o energiji koju je nabijena čestica izgubila u osiromašenom sloju i o trenutku kada je ušla u diodu. Povećavanjem napona u zapor- nom smjeru povećava se područje osiromašenog sloja i samim time i osjetljivost, tj. aktivno područje detektora. Također na ovaj način povećava se i efikasnost kolekcije naboja koji je stvoren prolaskom nabijene čestice. U mjerenjima produkata nuklear- nih reakcija na silicijskim detektorima se stavlja napon koji stvara zonu osiromašenja u cijeloj debljini detektora.

Za uspješno mjerenje energije nabijene čestice potrebno ju je potpuno zaustaviti u aktivnom području detektora. Nabijena čestica energije E svojim zaustavljanjem, odnosnom gubitkom ukupnog iznosa svoje energije, proizvede E/w parova elektron- šupljina pri čemu je w energija potrebna za stvaranje jednog para te ona ovisi o karakteristikama i vrsti poluvodiča (kod silicijskog detektora $w \approx 3$ eV). Zbog male energije stvaranja parova elektron-šupljina kod poluvodičkih detektora, prilikom za- ustavljanja čestica energija reda veličine 1 MeV, relativna fluktuacija broja parova vrlo je mala, stoga poluvodički detektori imaju gotovo 100% bolju energijsku rezoluciju u usporedbi sa scintilacijskim detektorima.

Detektorski sustav korišten u ovom eksperimentu sastojao se od dva DSSSD de- tektora u proizvodnji kompanije Micron Semiconductors, UK. Ovakvi detektori su pogodni zbog veoma dobre energijske rezolucije, dobre prostorne segmentiranosti i mogućnosti pokrivanja velikog kutnog raspona (ovisno o udaljenosti detektora od mete), te su standard u istraživanjima u nuklearnoj fizici.

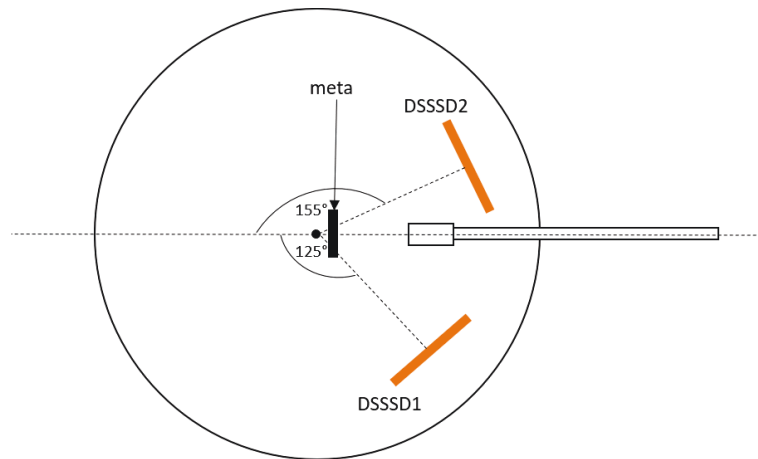
DSSSD detektori su segmentirani mrežom od 16 elektroda horizontalno postavljene- nih sa stražnje, a vertikalno postavljenih s prednje strane detektora. Tako postavljene elektrode nazivamo stripovima. Mreža elektroda s prednje i stražnje strane zajedno pokriva 99% aktivne površine detektora. Tom je mrežom ukupna površina detektora podijeljena na 256 piksela, tj. područja preklopljenih prednjih i stražnjih stripova. Ovakvim načinom postavljanja stripova dobiva se potpuna informacija o položaju čestice u x - y prostoru. Prednost DSSSD detektora je da za očitavanje signala za 256 piksela treba samo 32 kanala elektronike, što značajno umanjuje cijenu potrebnog

elektroničkog sklopa. Prikaz korištenog detektora nalazi se na slici 3.5. Segmentiranje detektora je izvedeno pomoću SiO_2 sloja umetnutog između dva susjedna stripa, širine $100\mu m$. Aktivna površina detektora iznosi $49.5 \times 49.5 \text{ mm}^2$. Prolaskom čestice kroz detektor, tj. kroz srednje područje piksela, parovi elektron-šupljina bit će stvoreni te će se početi gibati prema elektrodama. U tom trenutku inducirat će se struja na prednjoj i stražnjoj strani detektora koja će odgovarati ukupnoj energiji koju je čestica ostavila u detektoru. Na taj način osim energije čestice poznavanjem stripova, tj. piksela, gdje je očitana struja moguće je i odrediti točan položaj detektirane čestice, a i time prostorni kut detekcije. Dodatna prednost ovakvog tipa detektora (elektrode postavljene s prednje i stražnje strane) je što se usporedbom amplituda signala s prednje i stražnje strane detektora, koje moraju biti gotovo jednake, mogu efikasno odvojiti stvarni događaji od slučajnog termičkog šuma, koji nije koreliran na nasuprotnim stranama detektora.

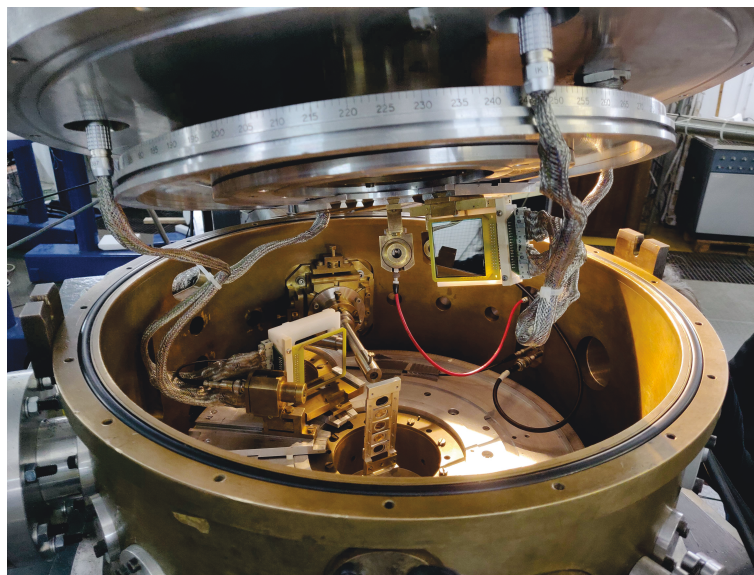


Slika 3.5: Detektor korišten u mjerenju. Prikaz sa stražnje strane detektora.

Shematski prikaz detektorskog postava prikazan je na slici 3.6, a stvarni prikaz na slici 3.7. Središta detektora su postavljena na kutovima 125° i 155° u odnosu na smjer ulaznog snopa. Središte detektora je udaljeno od središta komore približno 13.5 cm . S ovakvom udaljenošću detektora od središta komore postiže se pokrivanje kuta u horizontalnom smjeru od $\approx 30^\circ$, što odgovara pokrivanju od približno $1^\circ 50'$ po vertikalnom stripu. Ovakvim odabirom udaljenosti detektora postiže se željeno pokrivanje prostornog kuta te se ostvaruje dobar omjer prostornog pokrivanja i energetske rezolucije.



Slika 3.6: Shematski prikaz detektorskog postava unutar komore.



Slika 3.7: Eksperimentalni postav s dva DSSSD detektora postavljenih sa stražnje strane komore.

3.3 *Elektronički lanac*

Elektronički elementi korišteni u ovom eksperimentu standardno su korišteni u eksperimentima nuklearne fizike. Signali iz dva detektora, tj. sa 64 stripa obrađuju se sustavom višekanalnih pretpojačala i pojačala, te preko analogno digitalnih pretvarača (ADC jedinica) ulaze u MIDAS sustav za prikupljanje podataka na računalu. Prikupljenim amplitudama signala odgovarajućeg stripa pridodajemo informaciju o energiji i položaju detektirane čestice, na način prikazan u poglavlju 3.4 i 3.5.

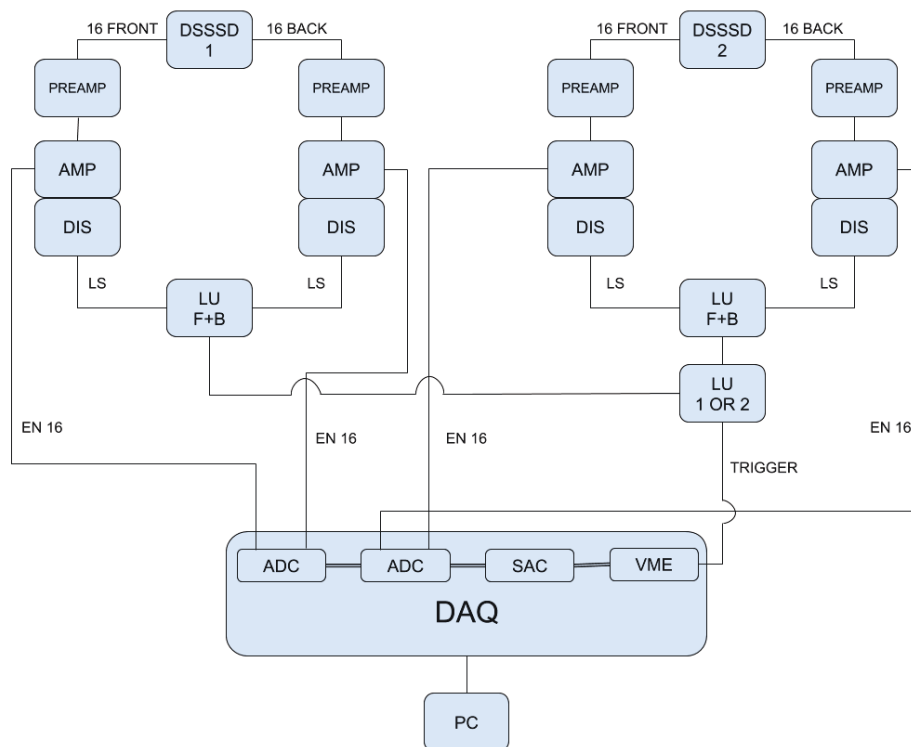
Prvi elementi spojeni odmah na detektore su četiri, 16-kanalna *Mesytec MPR-16L pretpojačala*. Svakom stripu detektora pridružen je jedan kanal pretpojačala kojim se ujedno i stripovi opskrbljuju naponom potrebnim za tvorbu područja osiromašenja.

Osnovna funkcija pretpojačala je oblikovanje i pojačavanje slabih signala iz detektora. Pretpojačala integriraju sav prikupljen naboj iz detektora i njihov izlazni signal ima informaciju o energiji detektirane čestice kao visinu amplitude ili kao integral površine ispod signala. Korištena pretpojačala koriste drugi način obrade signala. Budući da je ulazni signal na pretpojačalu općenito slab (\sim mV), pretpojačala se obično montiraju što je moguće bliže detektoru kako bi se smanjila duljina kabela. Na taj se način smanjuje generiranje šuma i smanjuje kapacitet kabela koji kvari omjer signala i šuma. Uz oblikovanje i pojačanje signala bitna karakteristika pretpojačala je prilagođavanje visoke impedancije detektora (≈ 10 M Ω) impedanciji ostale elektronike (50Ω).

Nakon pretpojačala signal dolazi na **pojačalo**. Pojačanje signala i oblikovanje signala u prikladan oblik za daljnju obradu su dvije glavne svrhe pojačala. U oba slučaja, pojačalo mora uvijek čuvati informacije od interesa. Ako su potrebne informacije o vremenu, potreban je brz odgovor. Ako je željena informacija o visini signala, odnosno površini ispod signala (integral po vremenu), mora se sačuvati striktna proporcionalnost između ulaznih i izlaznih amplituda, tj. površina (linearno pojačalo). Za pojačala jedan od najvažnijih čimbenika je karakteristika oblikovanja signala. Općenito, signal koji dolazi od pretpojačala može se okarakterizirati kao signal s vremenom porasta od ≈ 10 ns i eksponencijalnim padom u vremenu od $\approx 10\mu$ s. Amplituda, tj. površina tog signala proporcionalna je energiji. Ako drugi signal stigne u razdoblju dok traje eksponencijalni pad prvog signala, on će se nalaziti na repu prvog i njegova amplituda će se povećati. Energijske informacije sadržane u drugom signalu su stoga iskrivljene. To je poznato kao gomilanje (engl. *pile up*). Da bi se izbjegao ovaj učinak, mora se ili ograničiti brzina brojanja signala ili skratiti rep ponovnim oblikovanjem. Ova druga metoda je, naravno, poželjnija opcija. Gomilanje se obično događa ako pretpojačalo nema mogućnost skraćivanja repa ili im je ta mogućnost vrlo limitirana. Ako dolazi do gomilanja u pojačalu ono neće prikazivati točan signal i potrebno ga je popraviti. Drugi razlog za oblikovanje signala je optimizacija omjera signala i šuma. Za dani spektar šuma obično postoji optimalni oblik signala u kojem je signal najmanje poremećen šumom. Korištena su četiri, 16-kanalna *Mesytec STM-16+* pojačala s vremenom oblikovanja signala od 2 μ s.

Korištena pojačala također imaju uključene i elektroničke komponente potrebne

za definiranje elektroničkog okidača (engl. *trigger*) signala. Uz energijske izlazne signale pojačala daju i vremenske signale čije je vrijeme generiranja kraće od onog za signale amplitude. Ti signali označavaju da u određenom kanalu postoji ulazni signal. Osim komponente za vremenske signale ova pojačala imaju ugrađene **diskriminatore** (*Leading edge discriminator*) koji generiraju logički izlazni signal u svakom kanalu u kojem je energijski signal veći od postavljenog praga. Također pojačala imaju ugrađenu i logičku jedinicu (engl. *logical unit*) koja daje logički signal ukoliko je neki broj ulaznih signala veći od praga (*multiplicity signal*). Za svaki detektor uzeti su logički signali za prednju i stražnju stranu detektora iz pojačala i stavljeni u koincidenciju u logičkoj jedinici koja daje izlaz i logički signal samo ako istovremeno postoje i prednji i stražnji ulazni logički signali. Takvi logički signali za oba detektora vođeni su u sljedeću logičku jedinicu, tzv. “ukupni OR” signala koji je bio okidač za prikupljanje podataka (*Data Acquisition, DAQ*). Dakle prikupljanje podataka je započeto u ADC-ovima samo ako su u bar jednom detektoru istovremeno postojali dobri prednji i stražnji signali. Prag diskriminatora i faktor pojačanja signala kontrolirani su preko računala.



Slika 3.8: Shema elektroničkog lanca korištenog u mjerenju.

Sljedeće komponente u elektroničkom sklopu su **ADC jedinice**. To su elektronički

sklopovi koji pretvaraju analogni signal iz pojačala u digitalni signal pogodan za pohranu na računalu. Korištene su 32-kanalne *Silena 9418* ADC jedinice s 12-bitnom rezolucijom.

ADC jedinice su spojene sa **SAC jedinicom** (engl. *Silena Acquisition Control*) kontrolnim višezilnim kabelom za komunikaciju koja sinkronizira rad ADC jedinica. Okidač signala ulazi u SAC i određuje trenutak konverzije signala u digitalni u svakoj ADC jedinici.

Kontrola i komunikacija ADC jedinica s računalom realizirana je **VME procesorom** *Motorola MVME 2434*. Software za prikupljanje podataka MIDAS (engl. *Multi Instance Data Acquisition System*), razvijen u laboratoriju Daresbury, UK., [15] je pokrenut na serverskom računalu *SunFireX 4100*. Prikupljeni podaci se uživo prikazuju i analiziraju u aplikaciji *Sunsort* koja se pokreće na serveru i klijentskim računalima spojenim na ethernet mrežu sa serverskim računalom.

3.4 Kalibracija detektora

Kalibracija je izvršena koristeći α izvor s tri elementa, tj. izvor koji emitira α čestice na tri različite energije. Ovakav izvor sadrži izotop plutonija (^{239}Pu) koji emitira α čestice energije 5,1566 MeV, zatim izotop americija (^{241}Am) s α česticama energije 5,4856 MeV te konačno curija (^{244}Cm) na energiji od 5,8048 MeV. Dva su skupa podataka prikupljena za kalibraciju oba detektora. Svako mjerenje je izvršeno tako da je izvor α čestica bio okrenut prema središtu detektora. Izvor je montiran na držač te zbog debljine kućišta, u kojem se nalazio, pomaknut $\approx 15\text{mm}$ prema detektoru. Ova duljina nije precizno izmjerena, što može pridonijeti greškama u kalibraciji.

Prije prilagođavanja kalibracijskog pravca, potrebno je detektiranu energiju čestica korigirati s obzirom na gubitke energije u "mrtvim slojevima" detektora, koji se odnose na elektrode od aluminijskog i površinskog sloja SiO_2 detektora. Također, potrebno je izračunati pod kojim kutovima α izvor vidi detektor, tj. koji azimutalni i polarni kut odgovara svakom pikselu detektora. Ovo je potrebno jer će α čestice pod različitim kutovima prijeći različiti put u mrtvom sloju detektora i izgubiti će različit iznos energije. Gubici zbog kutova uzeti su u obzir u polarnom smjeru, dok u azimutalnom, zbog iznimno male promjene kuta od jednog kraja detektora do drugog, nisu. Pri kalibraciji svakom vertikalnom stripu pridodijeljen je pripadni kut, dok je za horizon-

talne stripove uzeta prosječna vrijednost spram pripadnih vertikalnih stripova.

Detektoru koji pokriva veće kutove ($\approx 135^\circ - 165^\circ$) dva vertikalna te jedan horizontalni strip nisu skupljali podatke. Dva vertikalna stripa odgovaraju prvom te predzadnjem stripu detektora. Iz tog razloga na svim promatranim 2D spektrima vidljiv je znatno manji broj događaja na tim kutovima. Razlog zašto uopće postoji određen broj događaja proizlazi iz oblika detektora koji predstavlja ravnu plohu u sfernom sustavu određivanja kutova. Stoga pikselima koji leže na vrhovima susjednih vertikalnih stripova pridodajemo sličan kut vertikalnim stripovima koji ne skupljaju podatke. Ovakav pomak kutova po vertikalnom stripu može se vidjeti u tablici 3.2.

Zbog pomaka mete od središta komore za piksele bliže meti (veći kutovi) također dolazi do povećanja efektivnog kuta piksela u odnosu na onaj koji pokriva gledan iz središta komore što dodatno utječe na raspodjelu broja događaja u 2D histogramima.

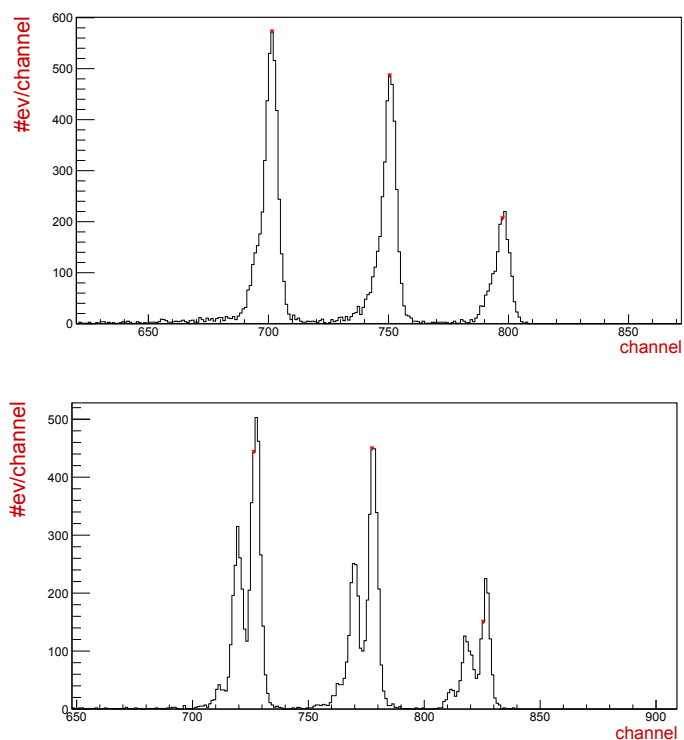
Spektri α čestica prikazani su na slici 3.9. U nekim spektrima, slika 3.9 dolje, došlo je do pojave tzv. dvostrukih vrhova. S obzirom na to da izvor zrači α čestice na tri energije, ovakvi spektri su pokazivali da je tijekom mjerenja koja su trajala više od 24h nastao pomak u energiji. Promatrajući spektre tijekom cijelog mjerenja, na slici 3.10 se vidi da je pomak nastao u zadnjoj trećini mjerenja. Razlog ovakvog skoka u energiji najvjerojatnije leži u nasumičnom pomaku postavki u elektroničkim uređajima, tj. pomaku u konfiguracijskim postavkama za pojačala na računalu.

Nakon otklanjanja neispravnih događaja dobiveni su kalibracijski pravci za svaki strip oba detektora. Primjer kalibracijskog pravca prikazan je na slici 3.11.

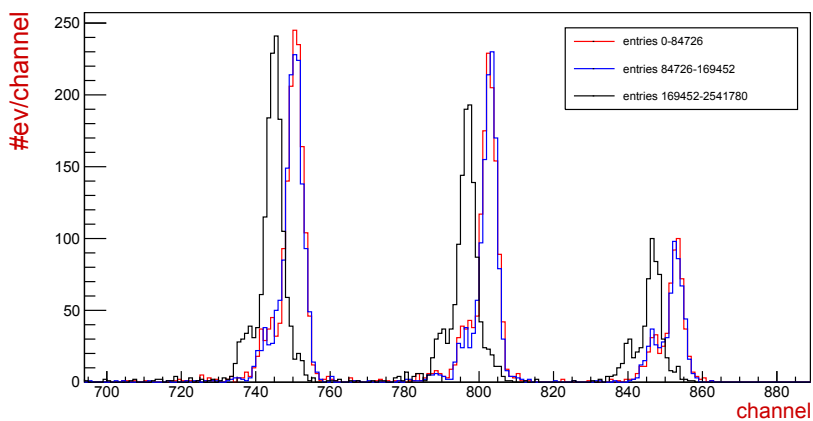
S obzirom na to da su u radu promatrane reakcije čiji produkti ne prelaze znatno energije α čestica korištenih za kalibraciju, korištenje samo tri točke ne unosi velike greške u kvaliteti kalibracije. Za produkte nekih od reakcija koji premašuju navedene energije α čestica, bilo bi dobro da postoji još jedna kalibracijska točka na nešto većoj energiji koja bi poboljšala nagib kalibracijskog pravca.

3.5 Određivanje kutova

Svakoj detektiranoj čestici, prije analize podataka osim energije, potrebno je pridodijeliti i kut na kojem je detektirana. Za analizu podataka promatranih dvočestičnih reakcija potreban je samo polarni kut detektora. Segmentiranost detektora u verti-



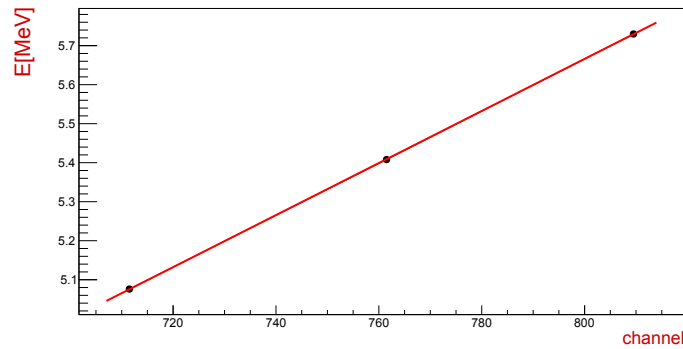
Slika 3.9: gore: Spektar α čestica jednog DSSSD stripa; dolje: problem dvostrukih vrhova na spektrima nekih DSSSD stripova.



Slika 3.10: Spektri α čestica sa slike 3.9 dolje u tri različita vremenska intervala, prikazan po broju događaja u detektoru.

kalnom i horizontalnom smjeru, daje mogućnost dodjeljivanja jednog kuta za cijeli vertikalni strip detektora. No, detektori predstavljaju ravnu plohu u sfernom sustavu što znači da će krajnje točke vertikalnog stripa imati konačnu razliku kuta. Primjer promjene kuta jednog vertikalnog stripa dan je u tablici 3.2 . Iz tog razloga pridodijeljeni su kutovi svakom pikselu detektora.

Poznavajući neke parametre kao što su kut koji pokriva detektor u odnosu na



Slika 3.11: Energija-kanal graf kao primjer kalibracije jednog DSSSD stripa.

| | | | | |
|--------------------------|-------|-------|-------|-------|
| Horizontalni stripovi | 1 | 2 | 3 | 4 |
| Polarni kut θ [°] | 45.89 | 45.95 | 46.07 | 46.24 |
| Horizontalni stripovi | 5 | 6 | 7 | 8 |
| Polarni kut θ [°] | 46.47 | 46.75 | 47.08 | 47.46 |

Tablica 3.2: Promjena polarnih kutova jednog vertikalnog stripa podijeljenog na 8 dijelova koji odgovaraju pozicijama 8 horizontalnih stripova. Iako se detektori sastoje od 16 horizontalnih stripova, gornji i donji dio detektora imaju iste polarne kutove.

središte komore te kut otklona cijelog detektora u odnosu na snop, izračunate su koordinate svakog piksela u kartezijevom koordinatnom sustavu, a zatim transformirane u sferni. Dodatne komplikacije u račun uveo je otklon mete od središta komore. Zbog dizajna držača meta, mete su bile otklonjene približno 10 mm u smjeru kolimatora. Ovakav otklon će dodatno istaknuti razliku u kutovima vertikalnih stripova različitih strana detektora.

4 Analiza mjerenja i rezultati

Eksperiment se sastojao od 24 mjerenja na dvije energije snopa 2.4 i 4 MeV, podijeljenih na kalibracijska mjerenja te mjerenja na 3 različite mete. Na svakoj od meta promatrani su sljedeći procesi:

- Elastično raspršenje na podlozi od zlata;
- Elastično raspršenje na meti;
- Nuklearna reakcija s ^1H kao jednim od produkata;
- Nuklearna reakcija s ^4He kao jednim od produkata.

Prikazom podataka 2D histogramima ovisnosti energije pobuđenja nedetektirane jezgre o kutu detekcije detektirane jezgre dobiva se najviše informacija o promatranim dvočestičnim procesima. Na ovakvom tipu histograma uočljive grupe događaja ukazuju na detekciju čestica koje potječu iz određenih procesa. Zakrivljenosti linija (grupe događaja) ukazuju o kakvim je procesima riječ. U izrazu 2.32, koji se koristi za prikaz ovakvih histograma, potrebno je pretpostaviti neke parametre (masa čestica u izlaznom kanalu, Q-vrijednost procesa) očekivanih procesa. Tim postupkom se za određene procese krivo pretpostavljaju parametri što se u konačnici na 2D histogramima očituje kao zakrivljena linija, dok za dobro pretpostavljene procese kutna ovisnost tvori ravne linije.

Analiza dobivenih podataka obavljena je u objektno orijentiranom programskom paketu *ROOT*, i koristeći nekoliko fortranskih kodova za računanje Q-vrijednosti reakcija i kinematike dvočestičnih reakcija. Za računanje gubitaka energije u mrtvom sloju detektora i u meti koristio se *SRIM*³ [11] software. Gubici su parametrizirani polinomom osmog stupnja i na taj način za svaku od čestica i za svaki materijal eksplicitno očitani parametarsku vrijednost gubitka na danoj energiji. Ovaj proces je napravljen iterativno do samosuglasnog rješenja, što je u ovom slučaju bilo dva koraka.

Prije izračuna energija pobuđenja nedetektiranih čestica u obzir su uzeti gubitci energija nabijenih čestica pri prolasku kroz metu i kroz mrtvi sloj detektora. Pretpostavka je da se svi procesi odvijaju u središtu mete na polovici debljine. Ova aproksimacija moguća je zbog velikog broja događaja te se na taj način statistički usrednjuju

³Stopping and Range of Ions in Matter

doprinosi procesa pri različitim dubinama i položajima u meti. Takvim odabirom položaja odvijanja procesa potrebno je u obzir uzeti gubitke prije i nakon odvijanja procesa. Spomenuti gubitak ovisi o energiji i protonskom broju čestica, a opisan je Betheovom formulom 2.35.

Pri analizi podataka za odabir dobrih događaja korišten je uvjet da se energije prednjeg (E_f) i stražnjeg (E_b) stripa ne razlikuju više od 2%, gdje je postotak odstupanja računat kao:

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

gdje su $E_f \approx E_b$, što znači da u zbroju imamo približno dvostruku vrijednost zbog koje se cijeli izraz množi s dva.

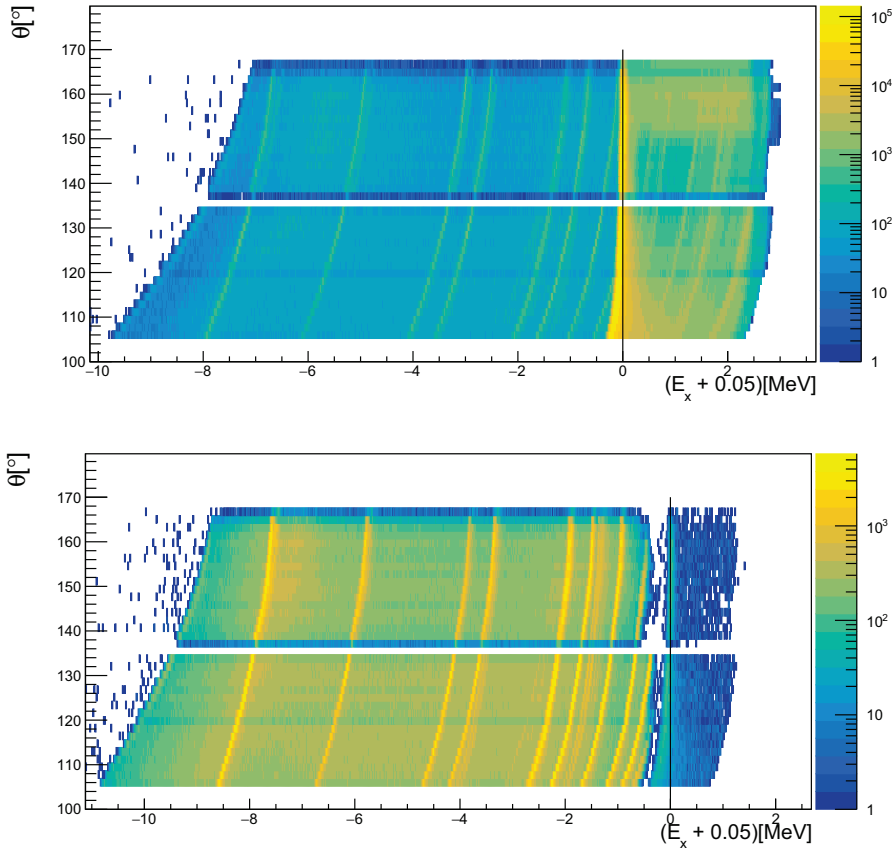
4.1 Reakcije izazvane snopom ${}^3\text{He}$ na meti ${}^9\text{Be}$

4.1.1 ${}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ ($Q = 0$ MeV)

Slika 4.12 prikazuje kutnu ovisnost energije pobuđenja ${}^{197}\text{Au}$ izračunatu za događaje detektiranih ${}^3\text{He}$. Riječ je o elastičnom raspršenju navedene jezgre ${}^3\text{He}$ na podlozi od ${}^{197}\text{Au}$. Energijska os navedenog histograma pomaknuta je za 0.05 MeV-a udesno kako bi osnovno stanje nedetektirane jezgre odgovaralo 0 MeV, što je za elastično raspršenje poznato. Ovakav pomak bit će prisutan u većini spektara koji će se promatrati u ovom radu, a posljedica je nehomogenosti mete, nejednolikosti detektora i pogreškama pri određivanju kutova koje vode na nesavršenost kalibracije. Također u spektrima, kao i u ovom, radi bolje usporedbe dobivenih i poznatih podataka vertikalnom linijom bit će označena očekivana stanja pobuđenja jezgara poznata iz TUNL [13] baze podataka. Mjerenja su izvršena na dvije energije snopa, stoga će istovremeno biti prikazani spektri istih procesa na različitim energijama.

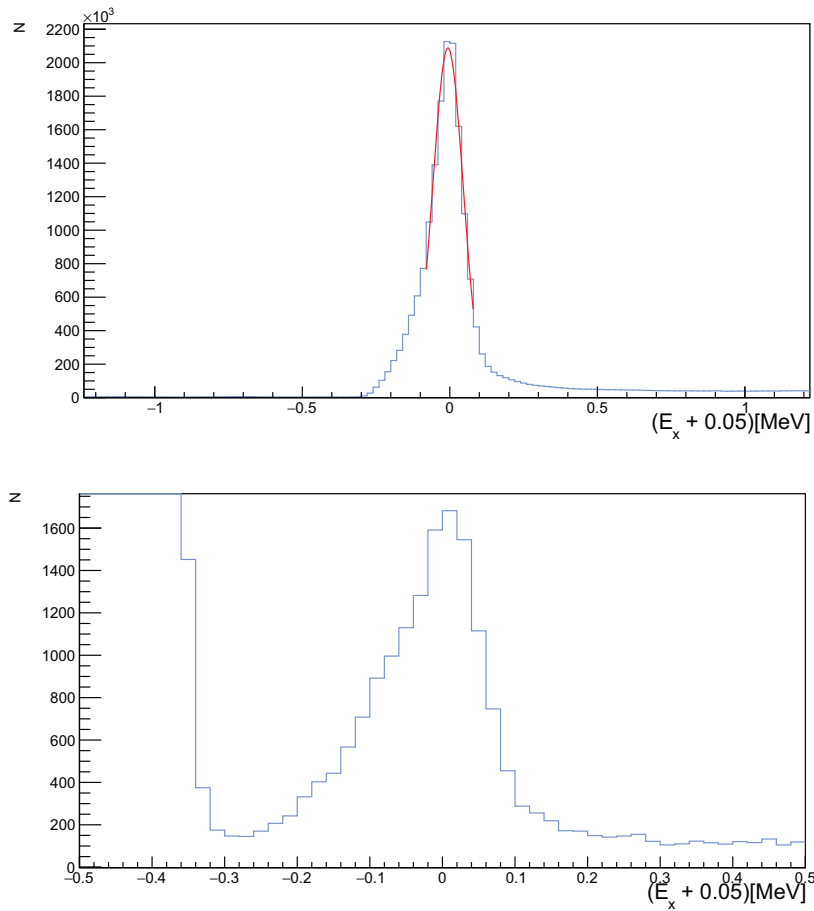
Na obje energije vertikalna linija se podudara s osnovnim stanjem jezgre zlata ($E({}^{197}\text{Au})_{g.s.} = 0$ MeV, $J^\pi = 3/2^+$). Jezgra ${}^{197}\text{Au}$ ima velik broj pobuđenja na niskim energijama, no zbog malog udarnog presjeka na stražnjim kutovima nije ih moguće vidjeti. Rutherfordovim izrazom za elastična raspršenja 2.7 moguće je pretpostaviti ponašanje udarnih presjeka ove reakcije na različitim energijama snopa. Rutherfordov udarni presjek ovisi o $1/E^2$, stoga očekujemo da će udarni presjek biti veći na nižoj energiji snopa, konkretnom za slučaj ove dvije energije snopa, 2.7 puta veći.

Koristeći samo navedene spektre nije moguće donijeti ovakav zaključak zbog raznih drugih parametara koji utječu na izračun omjera udarnih presjeka, kao što je npr. ukupan broj čestica snopa tijekom pojedinog mjerenja.



Slika 4.12: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja ^{197}Au o kutu detektirane jezgre ^3He na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

Na spektrima je uočljiva blaga zakrivljenost linije na nižim kutovima. Događaji u ovom djelu spektra su pretpostavljeni tako da bi u konačnici trebali tvoriti ravnu liniju. Linije se mogu zakrenuti ako je na tim događajima krivo pretpostavljena kinematika reakcije ili su u tom dijelu gubici energije pogrešno izračunati, kao što je i slučaj na ovim spektrima. Jedini način kako gubici energije mogu biti krivo pretpostavljeni samo u jednom djelu spektra je zbog krivo pretpostavljenog kuta, što u konačnici daje različite gubitke energije prolaskom kroz metu i mrtvi sloj detektora. Kutovi detektora su izračunati pretpostavljajući da je sredina detektora okomita na središte komore, što nažalost ovdje nije bio slučaj. Blaga zakrivljenost detektora s obzirom na središte komore, koja vodi na veću pogrešku kosinusa kuta na jednoj strani detektora, te veće pogreške u računu kinematike i efektivne debljine mrtvog sloja, mogla bi objasniti ovakvo ponašanje na određenim kutovima.



Slika 4.13: Spektar energija pobuđenja ^{197}Au s prilagođenim Gausovim funkcijama na vrhove dobiven iz detektirane jezgre ^3He na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

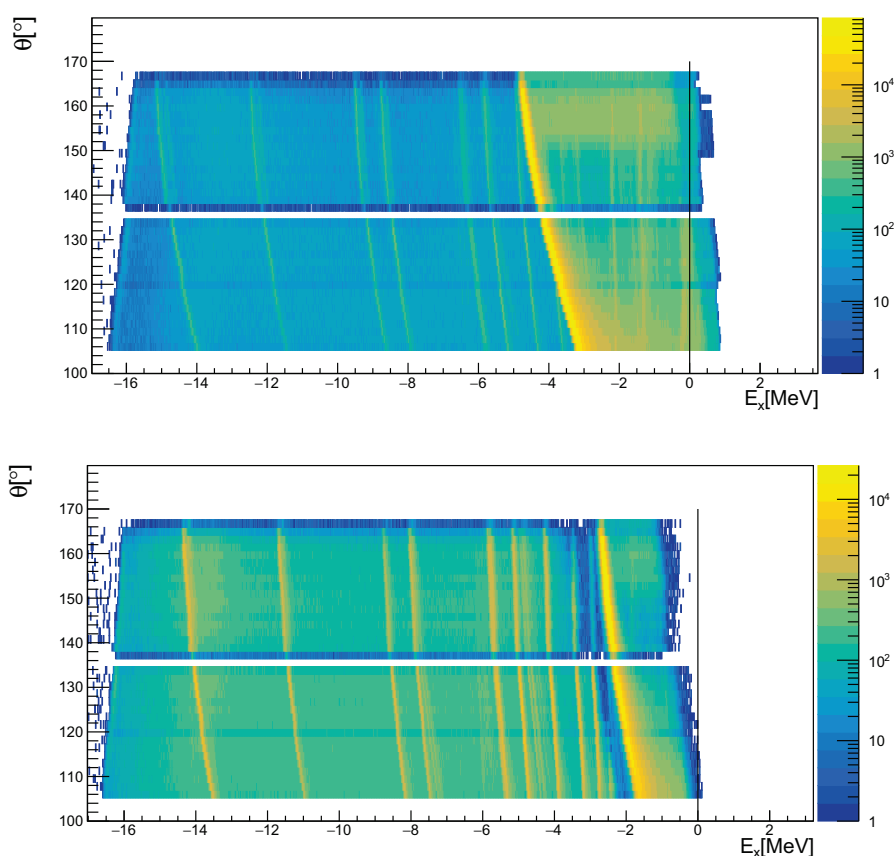
Projekcijom 2D histograma sa slike 4.12 na x os, dobiva se spektar energije pobuđenja prikazan na slici 4.13. Prilagodbom Gaussove funkcije na spektar koji odgovara raspršenju snopom 4 MeV dobivamo vrijednosti energije pobuđenja $E_{fit} = -6.23$ keV uz standardnu devijaciju $\sigma_{fit} = 51.5$ keV. Zakrivljenost događaja (slika 4.12) koji odgovaraju ovom procesu na niskim kutovima utječe na asimetričnost spektra stoga prilagodba na vrh koji odgovara raspršenju snopom 2.4 MeV nije napravljena. Maksimumi oba spektra odgovaraju energiji od 0 MeV u svega nekoliko keV-a.

Elastično raspršenje na zlatu često se koristi kao dodatni kalibracijski vrh u reakcijama s niskim energijama snopa.

4.1.2 $^3\text{He} + ^9\text{Be} \rightarrow ^3\text{He} + ^9\text{Be}$ ($Q = 0$ MeV)

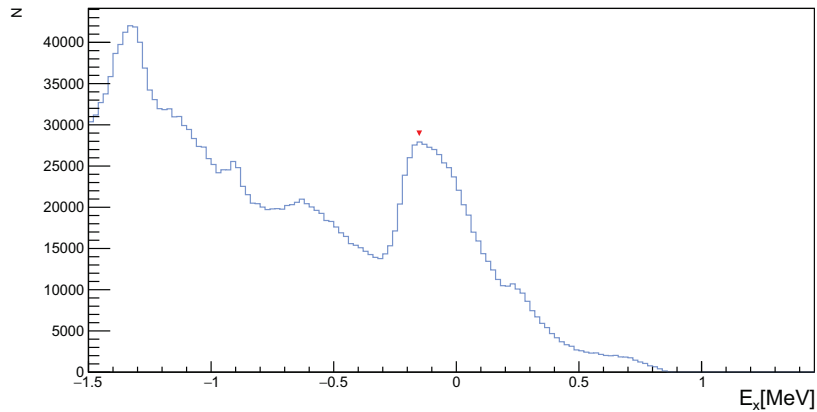
Osim na podlozi od zlata raspršenja se mogu dogoditi i na ^9Be . Slika 4.14 prikazuje kutnu ovisnost energije pobuđenja za ovakav proces. Snop energije 4 MeV posjeduje

dovoljno energije da se elastično raspršenje ($E(^9Be)_{g.s.} = 0 \text{ MeV}$, $J^\pi = 3/2^-$) očituje na stražnjim kutovima, dok snopom energije 2.4 MeV to nije moguće. Na nižoj energiji snopa, energija raspršenog ^3He na stražnjim kutovima je toliko mala da je signal ispod nivoa praga postavljenog na okidaču, tj. signal je na nivou šuma. Također na histogramu dobivenim snopom energije 4 MeV uočljivo je manje događaja na kutovima većim od 130° što ukazuje da ta energija snopa nije dovoljna da se signal za elastično raspršenje ^3He na većim kutovima od navedenog izdvoji iz šuma.



Slika 4.14: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^9Be o kutu detektirane jezgre ^3He na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

Osim navedene reakcije u bliskom prostoru oko energije osnovnog stanja dolazi do miješanja događaja iz drugih reakcija (pobuđena stanja ^{11}B) stoga spektar pobuđenja prikazan na slici 4.15 ne može najzornije prikazati energiju osnovnog stanja pa na njega prilagodba nije napravljena.

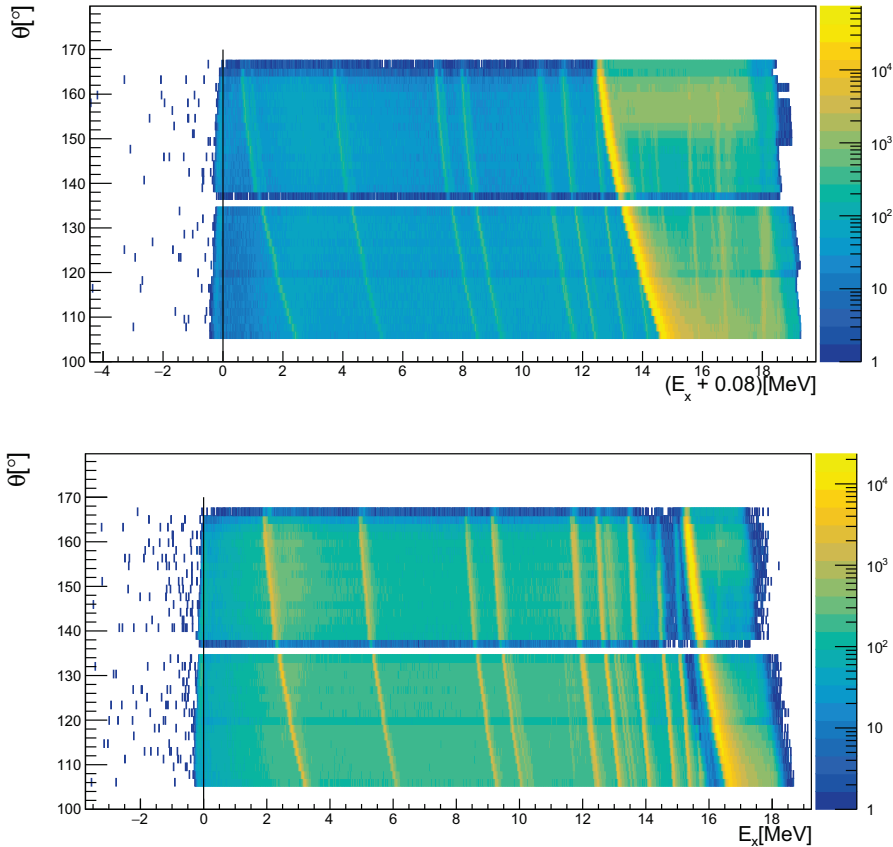


Slika 4.15: Spektar energija pobuđenja ${}^9\text{Be}$ dobiven iz detektirane jezgre ${}^3\text{He}$ na energiji snopa 4 MeV.

4.1.3 ${}^3\text{He} + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be}$ ($Q = 18.912$ MeV)

Prva reakcija koju ćemo promotriti je reakcija izazvana snopom ${}^3\text{He}$ na meti ${}^9\text{Be}$ gdje je u izlaznom kanalu detektirana α čestice. $\theta - E_x$ histogram energija pobuđenja jezgre ${}^8\text{Be}$ prikazan je na slici 4.16. Spektri koji prikazuju reakciju izazvanu snopom energije 4 MeV pomaknuti su za 80 keV udesno zbog već navedenih razloga, dok spektri dobiveni snopom energije 2.4 MeV nisu pomicali. Jedino stanje koje se očituje odgovara osnovnom stanju ${}^8\text{Be}$ ($E({}^8\text{Be})_{g.s.} = 0$ MeV, $J^\pi = 0^+$). Zbog jake stabilnosti α čestice, jezgra ${}^3\text{He}$ ima veliki udarni presjek za uhvat neutrona, dok je ${}^9\text{Be}$ slabo vezana jezgra s klusterskom građom i neutronom kojeg lako gubi. Na prednjim kutovima detekcije ${}^4\text{He}$ reakcija uglavnom nastaje direktnim mehanizmom, dok na stražnjim uz doprinos direktnog mehanizma postoji i doprinos mehanizma složene jezgre. Osim navedenog stanja u spektrima se nazire i široka linija (širine ≈ 1 MeV) centrirana otprilike na 3 MeV. Ovo stanje odgovara prvom pobuđenom stanju ($J^\pi = 2^+$) ${}^8\text{Be}$, koje predstavlja rotacijsku ekscitaciju osnovnog stanja. Na spektru s podacima mjerenja na energiji snopa 4 MeV naziru se i stanja na 16.6 MeV i 16.9 MeV koja se miješaju sa stanjima od $({}^3\text{He}, p)$ reakcije. Za mjerenja na energiji 2.4 MeV ti vrhovi su izmiješani i s elastičnim raspršenjem na zlatu pa se teže uočavaju te se nazire stanje na 16.6 MeV ali samo na višim kutovima. Na ovim spektrima zakrivljenost linije na nižim kutovima spektra se ne ističe kao što je bio slučaj za elastično raspršenje na zlatu. Zbog velike Q-vrijednosti reakcije, α čestice imaju veliku energiju pa pogreške u računu gubitaka malo doprinose (2.6). Uz to ovisnost energije α čestice o kutu je manja nego u slučaju elastičnog raspršenja. Osim navedenih razloga

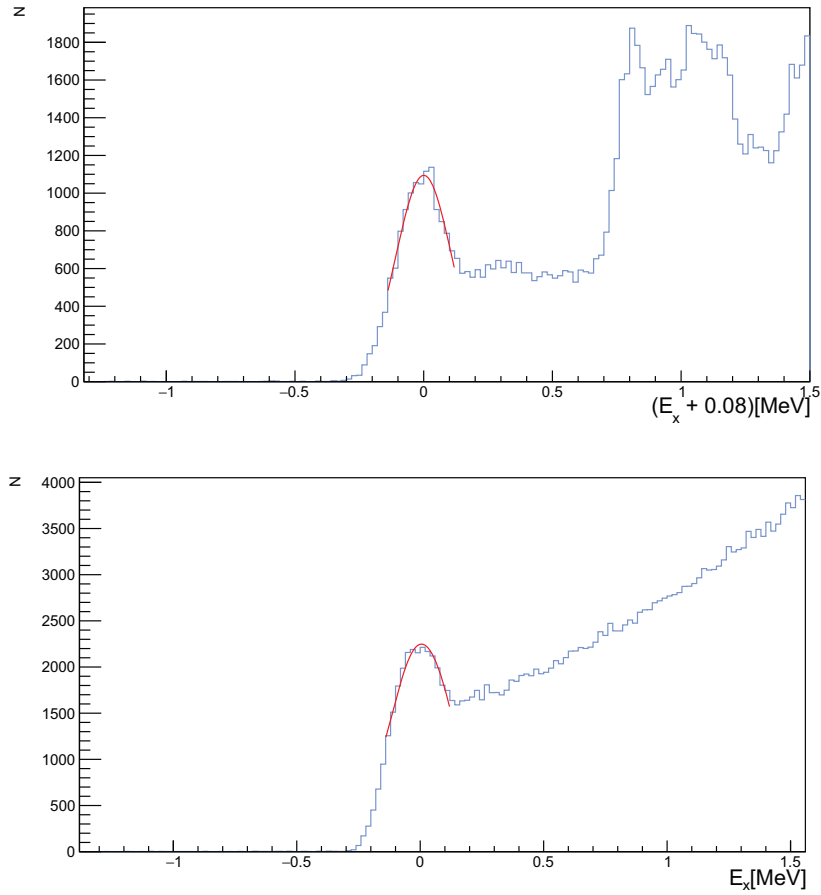
u poglavlju 3.4 spomenuto je da je kalibracija detektora izvršena izvorom α čestica. U ovoj reakciji također detektiramo α česticu što znači da će utjecaj kalibracije na zakrivljenost linije kod ove reakcije biti manji.



Slika 4.16: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ${}^8\text{Be}$ o kutu detektirane α čestice na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

Spektri energije pobuđenja prikazani su na slici 4.17. Vrijednosti prilagodbe Gaussove funkcije su prikazane u tablici 4.3. Na ovim spektrima uočavamo veliku pozadinu oko istaknutih vrhova. Promatrana reakcija se odvija s velikom vjerojatnošću te zbog već navedenih razloga udarni presjek ove reakcije je velik. No, kada ne nastaje ${}^8\text{Be}$ u nekom danom stanju, primjerice osnovnom, već dolazi do tročestične reakcije u kojoj nastaju dvije α čestice (što odgovara jezgri ${}^8\text{Be}$) one mogu imati bilo koju relativnu energiju, što u konačnici rezultira većom pozadinom oko samog vrha na prikazanim spektrima. Iz relativnog omjera vrha osnovnog stanja ${}^8\text{Be}$ i pozadine, gdje je pozadina na $\sim 50\%$ vrijednosti vrha za energiju snopa 4 MeV, a $\sim 75\%$ za energiju snopa 2.4 MeV, možemo saznati da je udarni presjek reakcije ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, {}^4\text{He}){}^4\text{He}{}^4\text{He}$ veći na nižoj energiji snopa.

Greške navedene u tablici 4.3 i ostalim tablicama odnose se na statističke greške,



Slika 4.17: Spektar energije pobuđenja ${}^8\text{Be}$ s prilagođenim Gausovim funkcijama na vrhove dobivene iz detektirane α čestice na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

| E_{snopa} [MeV] | E_{fit} [MeV] | σ_{fit} [MeV] |
|-------------------|----------------------|----------------------|
| 4 | $3.51 \cdot 10^{-4}$ | $1.09 \cdot 10^{-1}$ |
| 2.4 | $6.15 \cdot 10^{-3}$ | $1.33 \cdot 10^{-1}$ |

Tablica 4.3: Energija osnovnog stanja ${}^8\text{Be}$ dobivenog iz reakcije s detektiranom α česticom i njena standardna devijacija dobivena prilagodbom Gausove funkcije na izmjerene podatke dobivene snopom energija 4 i 2.4 MeV.

koje su najčešće posljedica konačne širine piksela, neodređenosti u poziciji gdje se odvija reakcija u meti i slično. Uz navedene svakako postoje i razne sistematske greške koje proizlaze iz kalibracije, krivo postavljene geometrije detektorskog sustava koje su u konačnici i razlog pomicanja spektra da bi osnovna stanja odgovarala nuli.

Razmatranje kojim se procesom odvijaju ova i ostale reakcije mjerene u ovom radu, tj. je li je riječ o reakcijama nastalim složenom jezgrom ili direktnim reakcijama prijenosa nukleona je jedan od ciljeva rada. No, radit će se samo o kvalitativ-

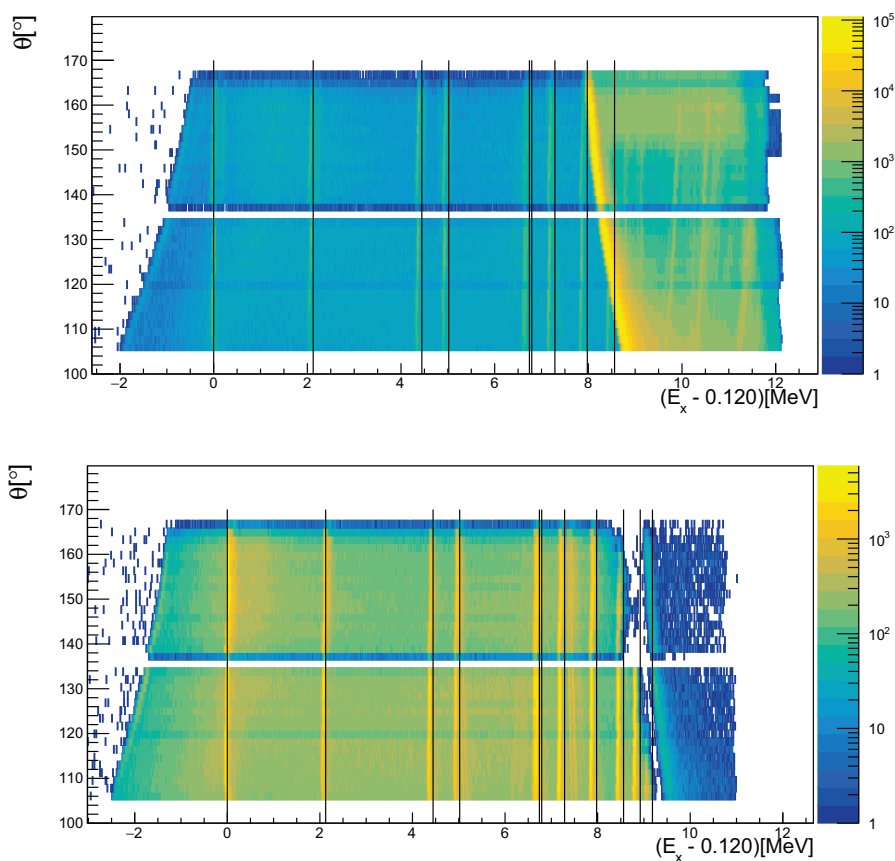
nim diskusijama na osnovu poznatih podataka bez namjere da se ulazi u detaljno kvantitativno razmatranje procesa i usporedbu kutnih distribucija s teorijskim modelima. Reakcije prijenosa nukleona vjerojatnije su na većim energijama snopa i na prednjim kutovima detekcije produkata reakcije sličnog snopu, dok reakcije nastale složenom jezgrom češće nastaju na malim energijama snopa i kutne distribucije produkata sličnog snopu su određene karakteristikama složene jezgre koja se raspada. Iako vjerojatno, nije moguće u potpunosti donijeti zaključak da su sve promatrane reakcije nastale reakcijama složenom jezgrom. U slučaju ovdje promatrane reakcije očekuje se doprinos i direktnog mehanizma reakcije.

4.1.4 ${}^3\text{He} + {}^9\text{Be} \rightarrow \text{p} + {}^{11}\text{B}$ ($Q = 10.323 \text{ MeV}$)

Reakcija najbitnija za ovaj rad je reakcija izazvana snopom ${}^3\text{He}$ na ${}^9\text{Be}$, koja rezultira detekcijom protona i jezgrom ${}^{11}\text{B}$. Protoni detektirani u ovoj reakciji, tj. njihova raspoznatljivost i udarni presjeci bitni su za razvoj analitičkih metoda za određivanje različitih uzoraka u fuzijskim reaktorima. Raspoznatljivost vrhova u ovoj reakciji na stražnjim kutovima vidljiva je na $\theta - E_x$ histogramima prikazanim na slici 4.18. Spektar je pomaknut 120 keV-a ulijevo, te su crnim vertikalnim linijama označena sva moguća vidljiva pobuđena stanja jezgre ${}^{11}\text{B}$. Slično reakcijama s detektiranom α česticom tako i u ovim spektrima ne dolazi do velike zakrivljenosti linija na nižim kutovima. U ovom slučaju objašnjenje dolazi zbog općenito malih gubitaka protona u materijalu (gubici ovise o nukleonskom broju, vidi izraz 2.35). Iz tog razloga utjecaj zakrivljenosti, koji je objašnjen različitim gubicima energija u različitim dijelovima detektora zbog krivo pretpostavljenog kuta, u ovim reakcijama neće imati znatan utjecaj. Osim navedenog, velika Q-vrijednost reakcije ima isti utjecaj kao i u prošloj promatranoj reakciji. Također općenito slabija ovisnost energije detektiranog protona o kutu doprinosi manjoj pogrešci u računu energije pobuđenja.

Spektri energije pobuđenja s prilagođenim Gausovim funkcijama na vrhove prikazani su na slici 4.19, te vrijednosti prilagodbe s usporedbom energija pobuđenja iz baze podataka prikazani su u tablici 4.4.

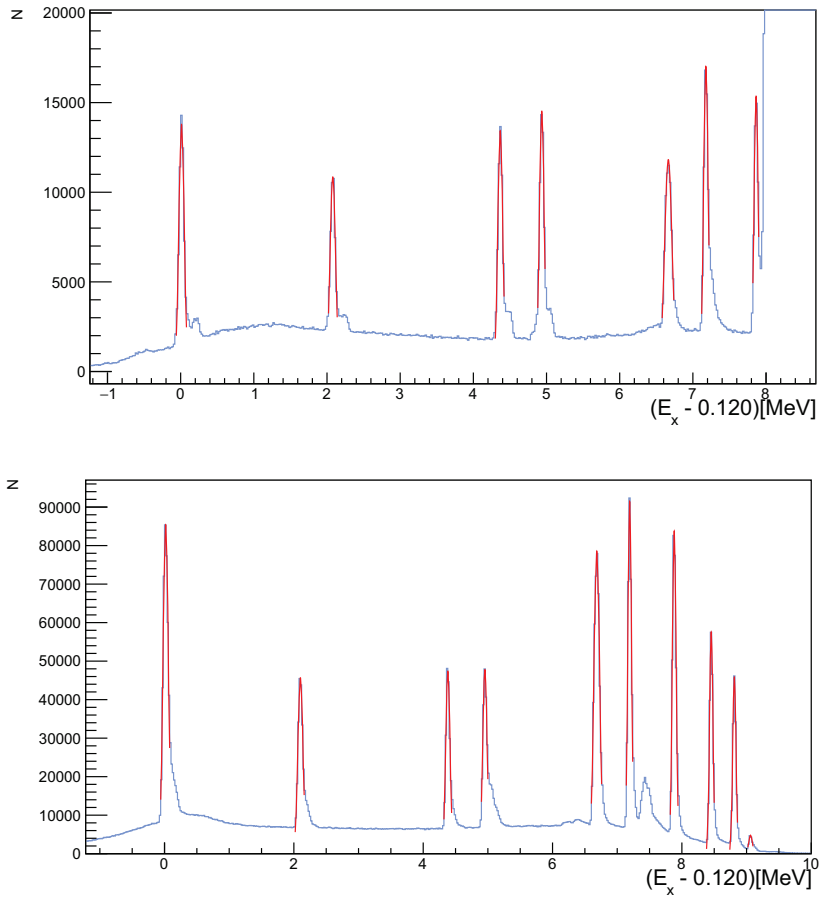
Dobiveni rezultati odgovaraju vrijednostima preuzetima iz baze podataka s greškom od nekoliko keV-a, koja proizlazi najvjerojatnije iz nesavršenosti navedenih u poglavlju 4.1.1. Višestruke poznate vrijednosti energija pobuđenja navedene su zbog bliskosti stanja pa nije moguće sa sigurnošću ustvrditi koje je stanje uistinu i detek-



Slika 4.18: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{11}B o kutu detektiranog protona na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

tirano. Većina vrhova je u potpunosti raspoznatljiva osim vrha koji se može opisati energijama na 6.742 MeV ($7/2^-$) i 6.792 MeV ($1/2^+$). Ako izmjerenim podacima pridonosi direktan mehanizam reakcije, tada se može diskutirati kojim se vrijednostima prenesene kutne količine gibanja pobuđuje koje od opaženih stanja poznatih vrijednosti spina i pariteta. U jednom slučaju paritet je pozitivan, dok je u drugom negativan, što zahtjeva da prenesena kutna količina gibanja u jednom slučaju bude paran, a u drugom neparan broj. Poznavajući ukupnu kutnu količinu gibanja i paritet reaktanata ($J^\pi(^3\text{He})_{g.s.} = 1/2^+$, $J^\pi(^9\text{Be})_{g.s.} = 3/2^-$), stanje ukupne količine gibanja $7/2^-$ moguće je postići za $l = 2$, dok stanje $1/2^+$ za $l = 1$. Među stanjima spektra na obje energije osim navedenog neraspznatljivog stanja javlja se i ono koje možemo opisati energijama na 9.184 MeV ($7/2^+$) i 9.272 MeV ($5/2^+$). Oba stanja pozitivnog su pariteta što zahtijeva da prenesena kutna količina gibanja bude neparan broj te ih je moguće postići za $l = 1$.

S obzirom da ^3He ne predaje ^2H tako jednostavno, reakcija se najvjerojatnije odvija mehanizmom složene jezgre. Jezgre ^{11}B nema građu tipa $^9\text{Be} + ^2\text{H}$ na tim



Slika 4.19: Spektar energije pobuđenja ^{11}B s prilagođenim Gausovim funkcijama na vrhove dobiven detektiranjem protona na energiji snopa 4 Me (gore) i 2.4 MeV (dolje).

energijama pobuđenja što ide u prilog prethodnom zaključku.

4.2 Reakcije izazvane snopom ^3He na meti CD_2 i ^{12}C

4.2.1 $^3\text{He} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^3\text{He} + ^{197}\text{Au}$ ($Q = 0$ MeV)

Kao što je navedeno u tablici 3.1 mete berilija i CD_2 naparene su na podlogu od zlata, dok ^{12}C nije. Iz tog razloga u ovom poglavlju prikazani su rezultati raspršenja snopa ^3He na zlatu prikupljenih mjerenjima na meti CD_2 .

Slika 4.20 prikazuje $\theta - E_x$ ovisnost energije pobuđenja jezgre ^{197}Au o kutu detekcije ^3He . Spektri koji prikazuju raspršenje izazvano snopom energije 4 MeV pomaknuti su 170 keV udesno, dok spektri dobiveni snopom 2.4 MeV 210 keV udesno. Ravna linija prikazuje osnovno stanje jezgre ^{197}Au ($E(^{197}\text{Au})_{g.s.} = 0$ MeV, $J^\pi = 3/2^+$). Kao i u poglavlju 4.1.1 uočljiva je nešto veća zakrivljenost vertikalnih linija na nižim

| Vrh | E_{fit} [MeV] | σ_{fit} [MeV] | E_{TUNL} [MeV] | J^π |
|-----|---------------------------------|---------------------------------|------------------|----------------|
| 1 | $(1.20 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$ | $(3.63 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$ | 0 | $3/2^-$ |
| 2 | 2.0792 ± 0.0002 | $(3.76 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$ | 2.125 | $1/2^-$ |
| 3 | 4.3679 ± 0.0002 | $(3.37 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$ | 4.445 | $5/2^-$ |
| 4 | 4.9351 ± 0.0002 | $(3.25 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$ | 5.020 | $3/2^-$ |
| 5 | 6.6647 ± 0.0003 | $(5.05 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$ | 6.742; 6.792 | $7/2^-; 1/2^+$ |
| 6 | 7.1778 ± 0.0002 | $(3.14 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$ | 7.286 | $5/2^+$ |
| 7 | 7.8646 ± 0.0002 | $(2.93 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$ | 7.978 | $3/2^+$ |

| Vrh | E_{fit} [MeV] | σ_{fit} [MeV] | E_{TUNL} [MeV] | J^π |
|-----|-----------------------------------|-----------------------------------|------------------|----------------|
| 1 | $(1.800 \pm 0.002) \cdot 10^{-2}$ | $(4.067 \pm 0.009) \cdot 10^{-2}$ | 0 | $3/2^-$ |
| 2 | 2.1011 ± 0.0001 | $(3.92 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$ | 2.125 | $1/2^-$ |
| 3 | 4.38160 ± 0.00001 | $(3.34 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$ | 4.445 | $5/2^-$ |
| 4 | 4.9542 ± 0.0001 | $(3.37 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$ | 5.020 | $3/2^-$ |
| 5 | 6.68398 ± 0.00008 | $(4.386 \pm 0.009) \cdot 10^{-2}$ | 6.742; 6.792 | $7/2^-; 1/2^+$ |
| 6 | 7.19249 ± 0.00007 | $(2.868 \pm 0.007) \cdot 10^{-2}$ | 7.286 | $5/2^+$ |
| 7 | 7.88151 ± 0.00006 | $(2.961 \pm 0.006) \cdot 10^{-2}$ | 7.978 | $3/2^+$ |
| 8 | 8.45398 ± 0.00007 | $(2.647 \pm 0.007) \cdot 10^{-2}$ | 8.560 | $3/2^-$ |
| 9 | 8.81145 ± 0.00008 | $(2.573 \pm 0.007) \cdot 10^{-2}$ | 8.920 | $5/2^-$ |
| 10 | 9.0615 ± 0.0003 | $(2.83 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$ | 9.184; 9.272 | $7/2^+; 5/2^+$ |

Tablica 4.4: Energije pobuđenih stanja i njihove standardne devijacije jezgre ^{11}B dobivene detektiranjem protona na energiji snopa 4(gore) i 2.4(dolje) MeV te prikaz odgovarajućih vrijednosti energije pobuđenja sa spinom i paritetom stanja iz baze podataka.

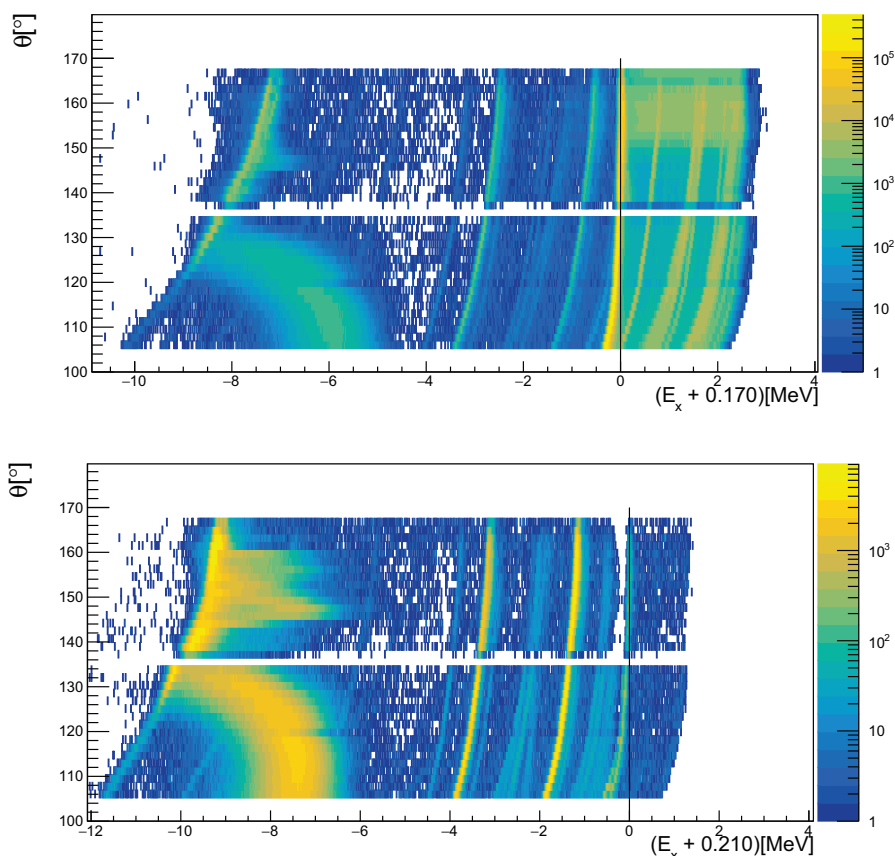
kutovima. Osim navedenih razloga koji uključuju krivo pretpostavljen nagib detektora u računanju energije u ovim spektrima, kao što ćemo vidjeti u poglavlju 4.2.4 pobuđena stanja jezgre ^{14}N dobivena detektiranjem protona miješaju se s osnovnim stanjem jezgre ^{197}Au . Stanja dušika u ovim spektrima zbog krivo pretpostavljene kinematike reakcije će se zakriviti što će još dodatno zakriviti promatrano osnovno stanje zlata.

Zbog ovakve zakrivljenosti prilagodba Gaussove funkcije nije pogodna, stoga su na slici 4.21 prikazani spektri energija pobuđenja samo s označenim vrhovima osnovnog stanja jezgre ^{197}Au .

4.2.2 $^3\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^3\text{He} + ^{12}\text{C}$ ($Q = 0$ MeV)

U ovom poglavlju kao i u svim poglavljima gdje se promatraju procesi na ugljiku bit će prikazani spektri dobiveni mjerenjem na meti CD_2 i meti ^{12}C . Za obje mete vrijede isti zaključci s obzirom na to da je riječ o istim jezgrama.

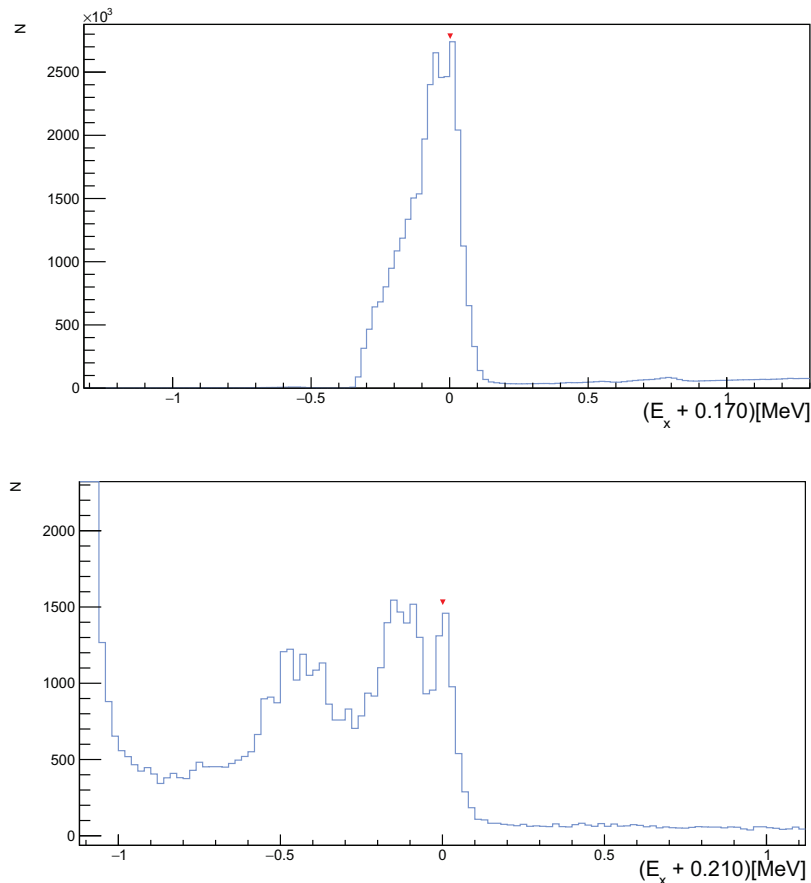
$\theta - E_x$ ovisnost energije pobuđenja jezgre ^{12}C o kutu detekcije ^3He prikazana



Slika 4.20: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{197}Au o kutu detektirane jezgre ^3He na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

je na slikama 4.22 i 4.23. Događaji koji su zabilježeni u mjerenjima odgovaraju osnovnom stanju jezgre ^{12}C ($E(^{12}\text{C})_{g.s.} = 0 \text{ MeV}$, $J^\pi = 0^+$). Riječ je o elastičnom raspršenju koje je uočljivo na spektrima izazvanim snopom energije 4 MeV, dok na manjoj energiji snopa nije prikupljeno dovoljno događaja. Na manjoj energiji snopa događaji koji jesu prikupljeni nalaze se na manjim kutovima, dok na većim nestaju. Energija raspršenih ^3He je niska ($< 1 \text{ MeV}$) pa su signali ispod praga za okidač te se miješaju sa šumom. Udarni presjek, tj. vjerojatnost elastičnog raspršenja, najbolje opisana izrazom 2.7, na većim kutovima opada što je i vidljivo iz navedenih spektara. Stanja jezgre ^{12}C na višim energijama ekscitacije s ovakvim energijama snopa nije moguće pobuditi (prvo pobuđeno stanje ^{12}C nalazi se na energiji 4.44 MeV).

Uočljivo osnovno stanje jezgre ^{12}C u spektru je izmiješano s pobuđenim stanjima ostalih reakcija koje su se odvale na meti (pobuđena stanja ^{14}N). Iz tog je razloga u spektru energije pobuđenja vrh osnovnog stanja veoma širok, kao što je prikazano na slici 4.24.



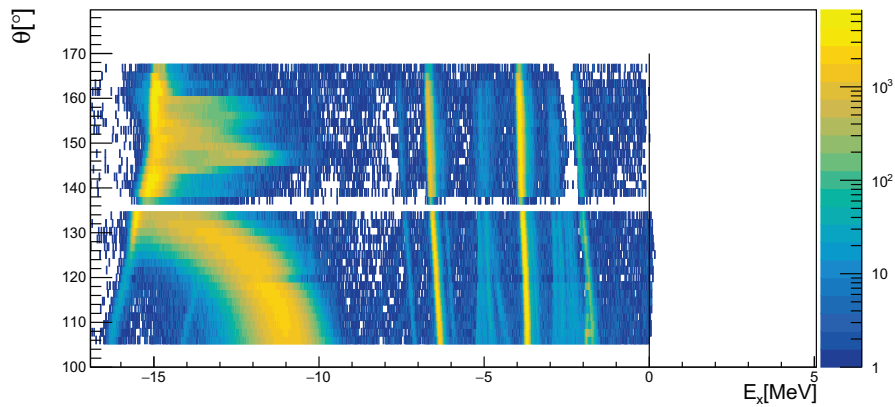
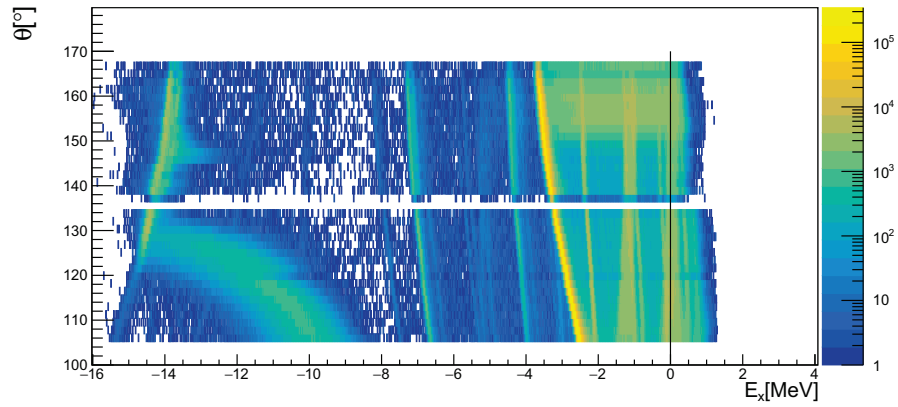
Slika 4.21: Spektar energije pobuđenja ^{197}Au dobiven detektiranjem ^3He na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

4.2.3 $^3\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^{11}\text{C}$ ($Q = 1.857$ MeV)

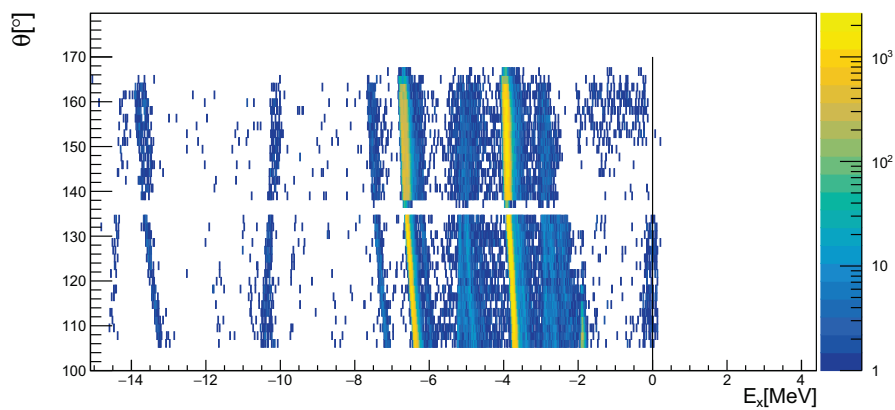
2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{11}C o kutu detekcije ^4He , prikazan na slici 4.25 i 4.26, za reakciju gdje detekcijom α čestice dobivamo pobuđenja jezgre ^{11}C , prikazuje ravnu liniju za osnovno stanje ($E(^{11}\text{C})_{g.s.} = 0$ MeV, $J^\pi = 3/2^-$) na energiji snopa od 4 MeV. Osnovno stanje ^{11}C u spektru je izmiješano s pobuđenim stanjima (pobuđena stanja ^{14}N) iz ostalih reakcija.

Spektar pobuđenja prikazan je na slici 4.27. Označeni vrh odgovara osnovnom stanju jezgre ^{11}C te zbog znatnog miješanja s ostalim stanjima iz drugih reakcija poprima veoma širok oblik.

U jezgri ^{12}C neutron je jako vezan te je vjerojatnost da jezgra ^3He prolaskom pokupi taj neutron znatno manja nego kod mete ^9Be . Iz tog razloga i zbog detekcije ^4He na stražnjim kutovima, može se zaključiti da najveći doprinos reakciji dolazi od mehanizma složene jezgre. Iz prikazanih spektara se može također zaključiti da je na mjerenim energijama snopa udarni presjek za reakciju ($^3\text{He}, ^4\text{He}$) značajno manji

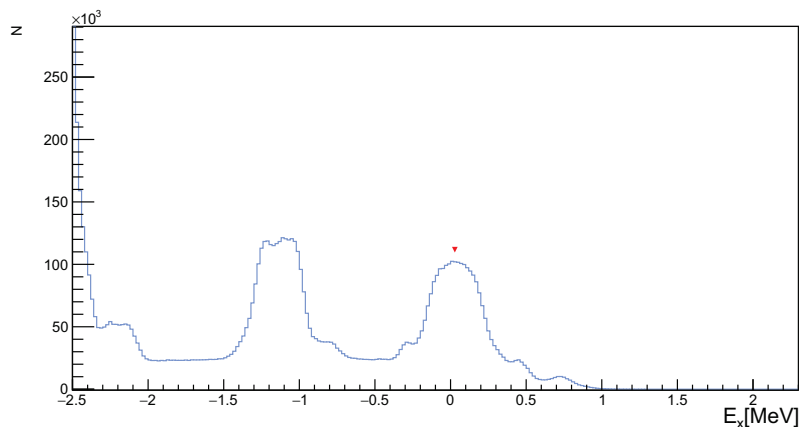


Slika 4.22: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{12}C o kutu detektirane jezgre ^3He na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje). Mjerenje je izvršeno na meti CD_2 .

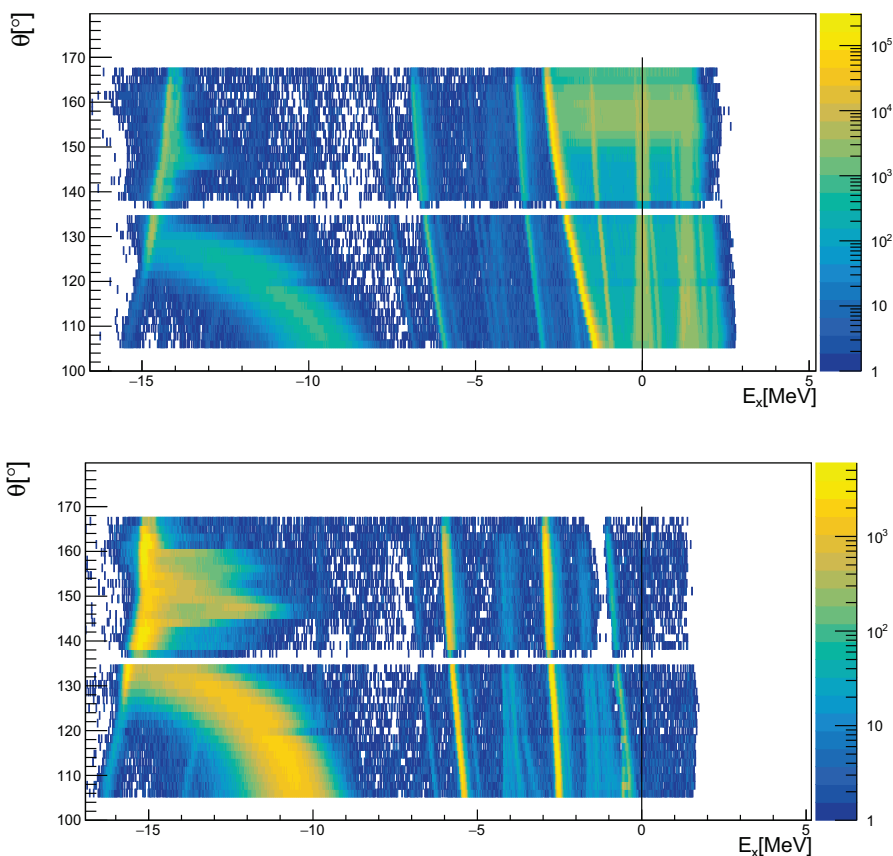


Slika 4.23: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{12}C o kutu detektirane jezgre ^3He na energiji snopa 2.4 MeV. Mjerenje izvršeno na meti ^{12}C .

nego što će biti za reakciju ($^3\text{He}, p$) promatranu u sljedećem poglavlju.



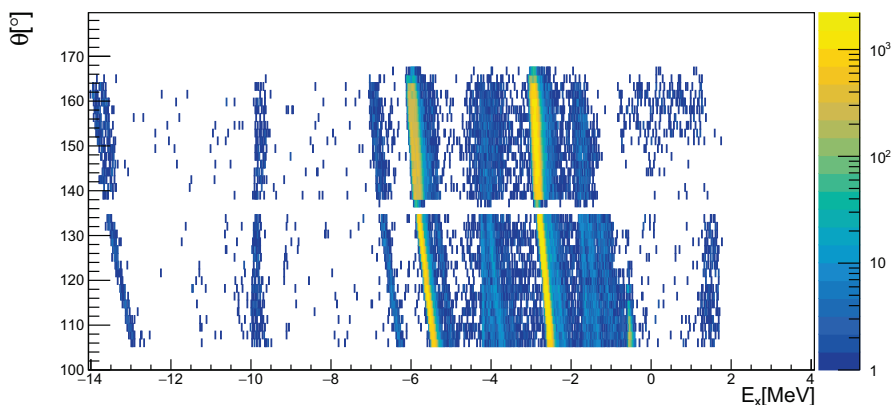
Slika 4.24: Spektar energije pobuđenja ^{12}C dobiven detektiranjem ^3He na energiji snopa 4 MeV. Mjerenje je izvršeno na meti CD_2 .



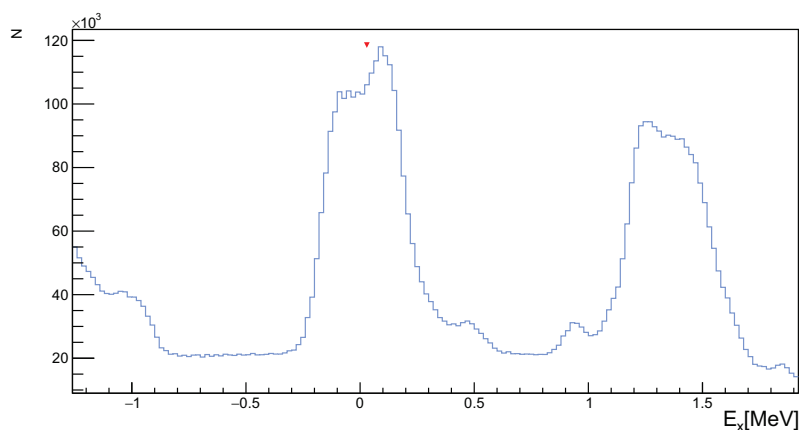
Slika 4.25: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{11}C o kutu detektirane α čestice na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje). Mjerenje je izvršeno na meti CD_2 .

4.2.4 $^3\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{p} + ^{14}\text{N}$ ($Q = 4.779$ MeV)

Slike 4.28 i 4.29 prikazuju $\theta - E_x$ ovisnost energije pobuđenja jezgre ^{14}N o kutu detekcije protona. Spektar dobiven snopom energije 4 MeV pomaknut je 70 keV-a



Slika 4.26: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{11}C o kutu detektirane α čestice na energiji snopa 2.4 MeV. Mjerenje izvršeno na meti ^{12}C .

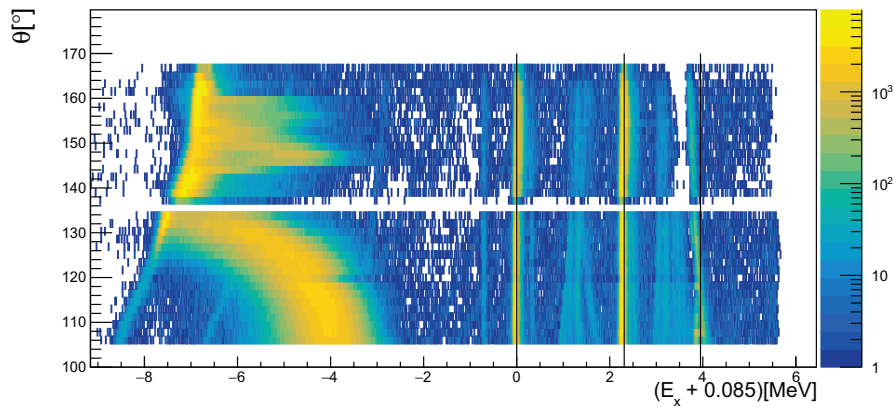
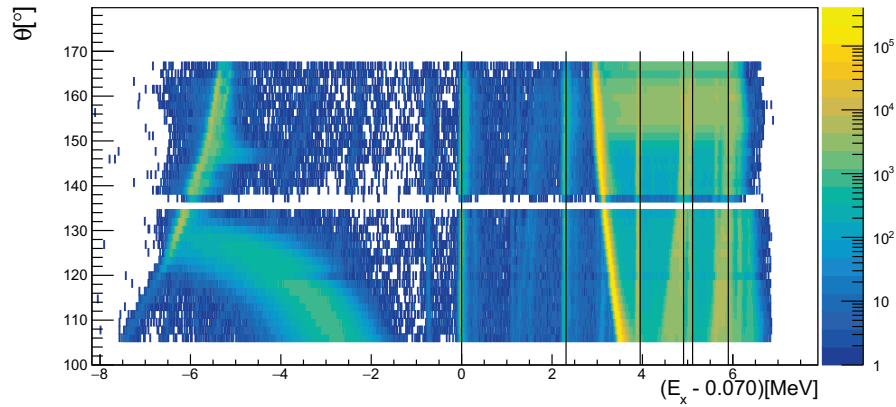


Slika 4.27: Spektar energije pobuđenja ^{11}C dobiven detektiranjem α čestice na energiji snopa 4 MeV. Mjerenje je izvršeno na meti CD_2

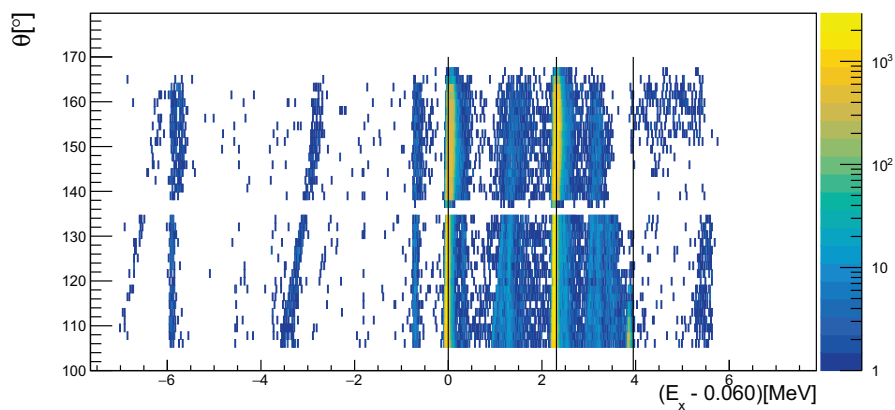
ulijevo, snopom energije 2.4 MeV 85 keV-a udesno, dok spektar mjeren na meti ^{12}C snopom energije 2.4 MeV 60 keV ulijevo. Crnim vertikalnim linijama označena su sva moguća vidljiva pobuđena stanja jezgre ^{14}N . Prva tri stanja jasno se odvajaju od svih ostalih, dok su ostala stanja, izmiješana sa stanjima drugih reakcija (vidi poglavlje 4.2.2 i 4.2.3).

Spektar energije pobuđenja jezgre ^{14}N je prikazan na slici 4.30 i 4.31. Na tri raspoznatljiva vrha prilagođene su Gaussove funkcije te su dobiveni parametri prikazani u tablici 4.5 i 4.6. Vrijednosti svih vrhova se slažu s vrijednostima iz baze podataka.

Najveći doprinos u ovoj reakciji dolazi od mehanizma složene jezgre. Niske energije snopa, detekcija protona na stražnjim kutovima, te struktura jezgara u reakciji doprinose ovom zaključku. Iako jezgra ^{14}N ima mali udio klusterske strukture $^{12}\text{C} + ^2\text{H}$, najveći doprinos strukturi opaženih stanja dolazi od modela ljusaka. Stoga se ne

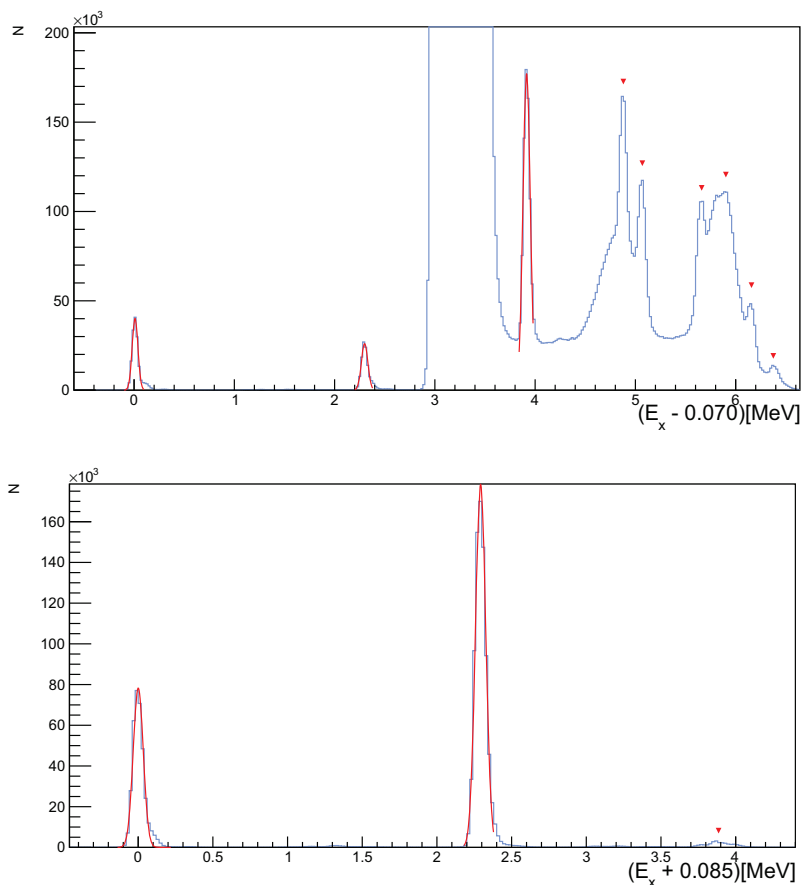


Slika 4.28: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{14}N o kutu detektiranog protona na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje). Mjerenje je izvršeno na meti CD_2 .

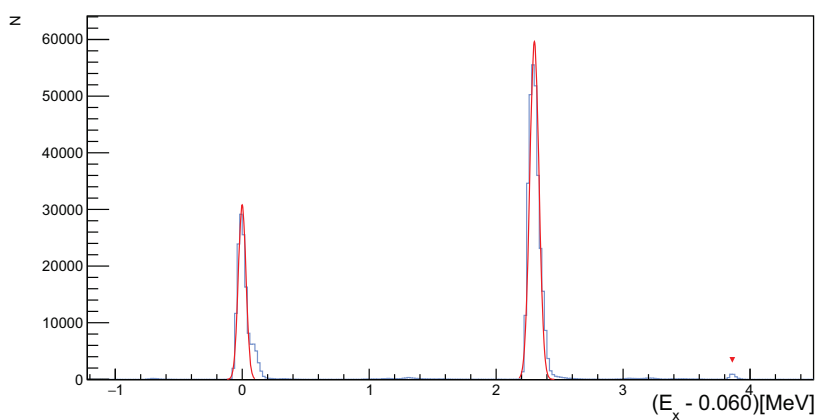


Slika 4.29: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ^{14}N o kutu detektiranog protona na energiji snopa 2.4 MeV. Mjerenje izvršeno na meti ^{12}C .

očekuje da bi direktna reakcija prijenosa deuterona, u uvjetima ovih mjerenja, mogla značajnije doprinijeti u opaženim spektrima pobuđenja.



Slika 4.30: Spektar energije pobuđenja ^{14}N dobiven detektiranjem protona na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje). Mjerenje je izvršeno na meti CD_2 .



Slika 4.31: Spektar energije pobuđenja ^{14}N dobiven detektiranjem protona na energiji snopa 2.4 MeV. Mjerenje je izvršeno na meti ^{12}C .

4.2.5 $^3\text{He} + \text{D} \rightarrow \text{p} + \alpha$ ($Q = 18.353$ MeV)

Ovisnost energije pobuđenja o kutu zadnje promatrane reakcije prikazana je na slici 4.32. Detektiranjem protona iz reakcije opaženo je osnovno stanje α čestice, odnosno jezgre ^4He na energiji od 0 MeV ($E(^4\text{He})_{g.s.} = 0$ MeV, $J^\pi = 0^+$). Spektar dobiven

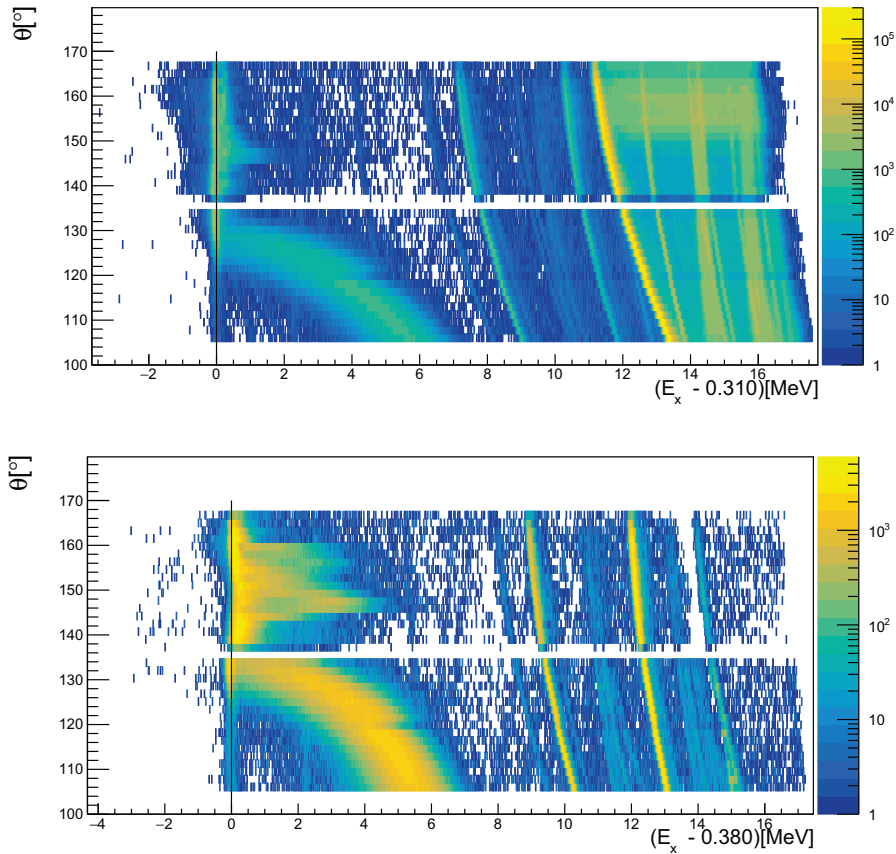
| Vrh | E_{fit} [MeV] | σ_{fit} [MeV] | E_{TUNL} [MeV] | J^π |
|-----|-----------------------------------|-----------------------------------|------------------|---------|
| 1 | $(0.975 \pm 0.008) \cdot 10^{-2}$ | $(2.879 \pm 0.006) \cdot 10^{-2}$ | 0 | 1^+ |
| 2 | 2.2995 ± 0.0001 | $(3.194 \pm 0.009) \cdot 10^{-2}$ | 2.313 | 0^+ |
| 3 | 3.91531 ± 0.00005 | $(3.629 \pm 0.005) \cdot 10^{-2}$ | 3.948 | 1^+ |
| Vrh | E_{fit} [MeV] | σ_{fit} [MeV] | E_{TUNL} [MeV] | J^π |
| 1 | $(0.037 \pm 0.006) \cdot 10^{-2}$ | $(3.368 \pm 0.005) \cdot 10^{-2}$ | 0 | $3/2^-$ |
| 2 | 2.29265 ± 0.00004 | $(3.430 \pm 0.003) \cdot 10^{-2}$ | 2.313 | 0^+ |

Tablica 4.5: Energije pobuđenih stanja i njihove standardne devijacije jezgre ^{14}N dobivene detektiranjem protona na energiji snopa 4(gore) i 2.4(dolje) MeV te prikaz odgovarajućih energijskih vrijednosti sa spinom i paritetom iz baze podataka. Mjerenje je izvršeno na meti CD_2 .

| Vrh | E_{fit} [MeV] | σ_{fit} [MeV] | E_{TUNL} [MeV] | J^π |
|-----|----------------------------------|-----------------------------------|------------------|---------|
| 1 | $(-0.06 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$ | $(2.879 \pm 0.006) \cdot 10^{-2}$ | 0 | 1^+ |
| 2 | 2.30132 ± 0.00005 | $(3.194 \pm 0.009) \cdot 10^{-2}$ | 2.313 | 0^+ |

Tablica 4.6: Energije pobuđenih stanja i njihove standardne devijacije jezgre ^{14}N dobivene detektiranjem protona na energiji snopa 2.4 MeV te prikaz poznatih stanja energijskih pobuđenja sa spinom i paritetom iz baze podataka. Mjerenje je izvršeno na meti ^{12}C .

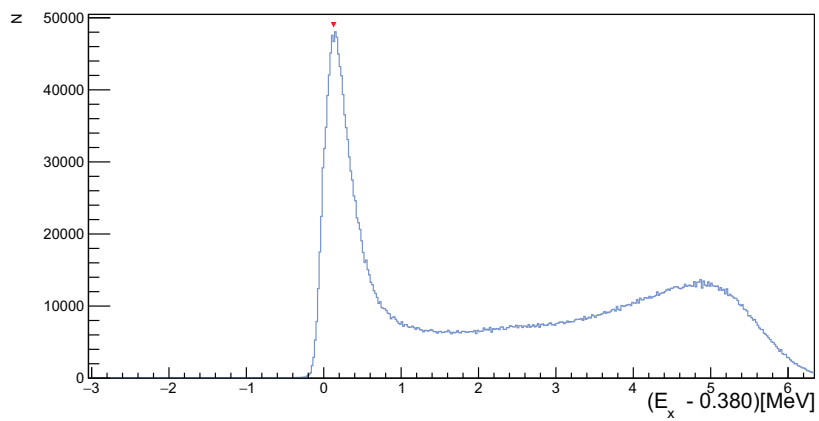
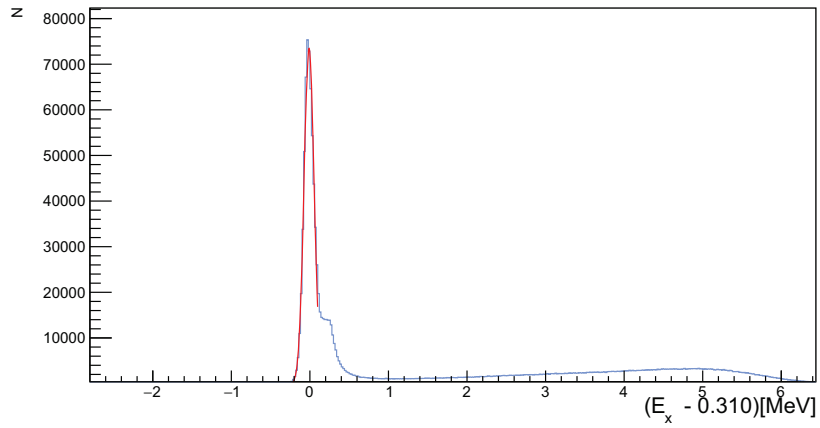
snopom energije 4 MeV pomaknut je za 310 keV, a spektar dobiven snopom energije 2.4 MeV 380 keV ulijevo. Oba spektra vrlo dobro prate crnu vertikalnu liniju koja predstavlja osnovno stanje jezgre, no na oba spektra primjetan je manji broj događaja na manjim kutovima u odnosu na veće. Desno od glavne linije događaja, na manjim kutovima, nalazi se veoma široka zakrivljena linija. Protoni na manjim kutovima imaju veću energiju od onih na većim i to toliko da na manjim kutovima debljina detektora nije dovoljna da ih zaustavi. Takvi protoni prolaze kroz detektor i ostavljaju određen iznos svoje energije, no ne cijelu, dok na većim kutovima protoni se zaustavljaju i ostave cijeli iznos energije. Iz tog razloga dobivamo vertikalnu liniju s manjim brojem događaja na nižim kutovima i izrazito široku zakrivljenu liniju koja odgovara protonima koji su prošli kroz detektor i ostavili samo određen iznos energije.



Slika 4.32: 2D histogram ovisnosti energije pobuđenja jezgre ${}^4\text{He}$ o kutu detektiranog protona na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

Spektar pobuđenja jezgre ${}^4\text{He}$ je prikazan na slici 4.33. Blagi nagib desne strane vrha ukazuje na postojanje događaja koji odgovaraju prethodno diskutiranim protonima.

Mehanizam reakcije u ovim uvjetima je uglavnom direktnim procesom. Snop ${}^3\text{He}$ lako hvata neutron da ostvari stabilnost jezgre ${}^4\text{He}$, a jezgra ${}^2\text{H}$ je slabo vezana što omogućava uhvat neutrona. U prilog navedenome je da proizvedeni ${}^4\text{He}$ odlazi na prednje kutove, dok protoni na stražnje. Ova reakcija predstavlja najčišći primjer direktne reakcije u ovom radu.



Slika 4.33: Spektar energije pobuđenja ^4He dobiven detektiranjem protona na energiji snopa 4 MeV (gore) i 2.4 MeV (dolje).

5 Zaključak

U ovom radu opisan je cijeli proces mjerenja nuklearnih reakcija izazvanih snopom ^3He na metama ^9Be , CD_2 i ^{12}C . Uz analizu navedenih reakcija cilj rada bio je upoznati se sa svim fazama eksperimenta u nuklearnoj fizici. Planiranje, postavljanje i mjerenje obavljeno je na akceleratorском postrojenju Instituta Ruđer Bošković u sklopu Laboratorija za nuklearnu fiziku i Laboratorija za interakciju ionskih snopova Zavoda za eksperimentalnu fiziku. Snop ^3He ubrzan Tandem Van de Graaff ubrziivačem energija 2.4 i 4 MeV prolaskom kroz sustav za vođenje i fokusiranje snopa, doveden je u komoru za mjerenje nuklearnih reakcija. Detektorski postav sastojao se od dva dvostruko segmentirana silicijska vrpčasta detektora (*DSSSD*) postavljena na stražnje kutove komore ukupnog pokrivanja kutova od $110^\circ - 170^\circ$. Podaci su zatim prikupljeni koristeći uobičajeni elektronički postav Laboratorija za nuklearnu fiziku te MIDAS sustav za prikupljanje podataka. Izvršena su 24 mjerenja podijeljena na kalibracijska mjerenja i mjerenja na 3 različite mete. Kalibracija detektora izvršena je izvorom koji emitira α čestice na tri različite energije. Nakon određivanja geometrije detektorskog postava, tj. prostornog kuta te uračunavanjem gubitaka u metama i mrtvom sloju detektora (korekcija na konačnu energiju), podaci su bili spremni za analizu. Obrada podataka izvršena je u objektно orijentiranom programskom paketu ROOT te koristeći nekoliko fortranskih kodova. Za računanje gubitaka energije u mrtvom sloju detektora i u meti koristio se SRIM software.

Na svakoj od meta promatrani su sljedeći procesi: elastično raspršenje na podlozi od zlata, elastično raspršenje na meti, reakcija s ^1H kao jednim od produkata te reakcija s ^4He kao jednim od produkata. Za svaku od reakcija promatrani su 2D histogrami ovisnosti energije pobuđenja nedetektirane jezgre o kutu detekcije. Prednost ovih histograma je što uz prikaz energija pobuđenja i u konačnici drugih fizikalnih veličina, služe kao dodatan način provjere kalibracije detektora. Prikazom reakcija na ovim histogramima zaključeno je da središte detektora nije okomito na središte komore već postoji mali otklon. Također dodatni utjecaj pogrešnoj kalibraciji dolazi zbog neodređenosti u mjestu reakcije unutar mete. U slučaju kada produkt reakcije prolazi najveći put kroz metu, gubitak koji dodjeljujemo je precijenjen za detekciju ^3He i ^4He čestice. Ovo se vidi iz zakrivljenosti linija na samo nekim kutovima u navedenim histogramima. Također, zaključeno je da za neke od navedenih reakcija nije

moguće pobuditi viša energijska stanja nedetektiranih jezgara s navedenom energijom snopa na stražnjim kutovima. Za reakcije s detektiranom jezgrom ^1H pobuđeno je najviše energijskih stanja nedetektirane jezgre. Na taj je način u reakciji na meti ^9Be prepoznato čak 9 viših energijskih stanja (tablica 4.4), a na meti ^{12}C 3 (tablica 4.5). Zanimljiv rezultat je dobiven pri reakciji na meti D, gdje su detektirane jezgre ^1H imale energije dovoljne da prođu kroz detektor. Spektri ove reakcije ostavili su poseban trag vidljiv na slici 4.32. Dobiveni spektri su kvalitativno razmatrani u kontekstu mehanizma nuklearnih reakcija uzevši u obzir poznate podatke o građi jezgara u reakcijama, te korištenih energija i kut detekcije.

S obzirom na navedene zaključke prvi korak u daljnjem istraživanju je uzeti u obzir zakrivljenost detektora pa s obzirom na to izračunati nove kutove pojedinog piksela detektora. Van okvira ovog diplomskog rada napravljena su dodatna mjerenja u rasponu energija snopa od 1.2 do 3 MeV, te je planirano još jedno mjerenje u rasponu od 3 do 5 MeV. U analizi tih mjerenja svi rezultati dobiveni izradom ovog rada bit će uzeti u obzir (energijska i kutna kalibracija te sami rezultati na dvije spomenute energije snopa za reakcije s ^1H i α česticom u izlaznom kanalu). U konačnici cilj je precizno izmjeriti ovisnost udarnih presjeka spomenutih reakcija o energijama snopa na kutovima od $110^\circ - 170^\circ$.

Na kraju, tijekom izrade ovog rada uspješno su svladani svi koraci nužni za eksperimentalna istraživanja nuklearnih reakcija, od planiranja i pripreme eksperimenta, postavljanja i testiranja opreme, prikupljanja i obrade podataka do prezentiranja i interpretiranja rezultata mjerenja.

Literatura

- [1] Krane, K., Introductory nuclear physics. New York: John Wiley and Sons, 1988.
- [2] Wong, Samuel S.M., Introductory nuclear physics. University of Toronto 2nd. edition: WILEY-VCH Verlag Gmbl I & Co. KGaA, 2004.
- [3] National Electrostatic Corp., Alphasross Source, RF-Charge Exchange Ion Source <https://www.pelletron.com/wp-content/uploads/2017/02/Alphasross-v1.pdf>.
- [4] Heyde, K., Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics. 2nd ed. Bristol: Institute of Physics Publishing (1999).
- [5] Jelavić Malenica, D., Nuklearne reakcije $^{10}\text{B} + ^{10}\text{B}$ i građa lakih atomskih jezgara, Doktorski rad, Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2015.
- [6] Prepolec, L., Study of light nuclei by ^{13}C beam induced reactions, Doktorski rad, Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2015.
- [7] Milin, M.; Friščić, I., Vježbe iz nuklearne fizike, FO, Prirodoslovno-matematički fakultet Sveučilišta u Zagrebu (2010)
- [8] Leo, William R., Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Second Revised Edition: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1994.
- [9] Milin, M., Nerelativistička kinematika nuklearnih reakcija. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2007.
- [10] Freer, M.: The clustered nucleus—cluster structures in stable and unstable nuclei. // Rep. Prog. Phys. 70 (2007) 2149–2210.
- [11] Interactions of ions with matter, SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter, <http://www.srim.org/>
- [12] Ikeda, N., K; Tagikawa, Horiuchi, H.: The ikeda diagram. Progress of Theoretical Physics Supplement, Vol. extra number, 1968.
- [13] Energy Levels of Light Nuclei, $A = 3 - 20$, <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>

- [14] Navratil, P.; Quaglioni, S.: Unified ab initio approaches to nuclear structure and reactions. //arXiv:1601.03765v2 [nucl-th], 21 Apr 2016.
- [15] Multi instance data acquisition system, <http://npg.dl.ac.uk/MIDAS/>
- [16] I.Bondouk, Jour. Revue Roumaine de Physique, Vol.19, p.653,1974.
- [17] N.P.Barradas, Nucl. Instrum. Methods B346 (2015) 21.
- [18] B.Bilwes, Jour. Journal de Physique, Vol.39, p.805, 1978.
- [19] H.M.Kuan and T.W.Bonner Nucl.Phys.51 (1964) 481.
- [20] V.Kh.Alimov, M.Mayer, J. Roth, Nucl. Instr. Meth. B234 (2005) 169.