Primjena pozicijsko osjetljivih PIN dioda u EBS spekrometriji

Brajković, Marko

Master's thesis / Diplomski rad

2018

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

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:489651

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

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

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Marko Brajković

PRIMJENA POZICIJSKO OSJETLJIVIH PIN DIODA U EBS SPEKTROMETRIJI

Diplomski rad

Zagreb, 2018.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI
STUDIJ FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Marko Brajković

Diplomski rad

Primjena pozicijsko osjetljivih PIN dioda u EBS spektrometriji

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Zdravko Siketić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2018.

Hvala mentoru dr. sc. Zdravku Siketiću na puno uloženog vremena i prenesenog znanja tijekom izrade ovog rada.
Hvala i ostalim zaposlenicima Laboratorija za interakcije ionskih snopova na IRB-u, posebno Andri i Donnyju.
I hvala mami, tati i bratu na ljubavi i podršci tijekom studija i života.

Sažetak

Elastična raspršenja u stražnje i prednje kutove (eng. Elastic Backscattering Spectrometry (EBS) and Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA)) su jedne od najkorištenijih metoda za dubinsko elementarno profiliranje uzoraka, a baziraju se na intrakciji brzih MeV-skih iona s jezgrama atoma mete. Detektori su u ovim metodama tipično postavljeni daleko od mete, čime se pokriva mali prostorni kut i tako reduciraju kinematički efekti. Posljedica malog prostornog kuta pokrivenog energijskim detektorom je dugo vrijeme prikupljanja zadovoljavajuće statistike u spektrima te moguće oštećenje uzorka ionskim snopom. Kako bi se minimizirali spomenuti neželjeni efekti, energijski detektor treba se postaviti blizu analiziranog uzorka, no time kut raspršenja više nije precizno definiran, što utječe na pogoršanje energijske, a samim time i dubinske razlučivosti metode. Jedno od rješenja navedenih problema je zamjena konvencionalnog energijskog detektora pozicijsko osjetljivim, koji uz energiju ima mogućnost bilježiti i poziciju detektiranog iona. U ovom radu istražena je potencijalna primjena 2D pozicijsko osjetljive PIN diode (Hamamatsu S2044) za EBS i ERDA mjerenja u konfiguraciji gdje je detektor smješten jako blizu uzorka. Najprije je napravljena karakterizacija 2D PIN diode (određena energijska (125 keV) i prostorna razlučivost (120 μm)). Nakon toga, koristeći spomenutu diodu izmjereni su energijski spektri za više kombinacija snopova i meta u širokom rasponu kutova raspršenja: raspršenje snopova $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV i $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na 10 nm ^{197}Au u stražnje kutove te raspršenje snopa $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na C foliji debljine 20 μg/cm^2 i raspršenje $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV na istoj foliji u prednje kutove. Za svako od mjerenja, rezultirajući prošireni energijski spektar je suma spektara koji odgovaraju različitim prostornim kutovima i kutovima raspršenja. Upotrebom teorijskih formula za kinematičke faktore i udarne presjeke rutherfordskog i Mottovog raspršenja te poznavanjem energije i kuta raspršenja svih detektiranih iona, napravljena je jednostavna korekcija izmjerenih spektara na dobro definirani prostorni kut i kut raspršenja, čime je širina energijskih spektara svedena na energijsku razlučivost detektora (do na mala odstupanja koja su posljedica nedovoljno dobre geometrijske kalibracije eksperimentalnog postava).

Ključne riječi: EBS, ERDA, pozicijsko osjetljivi detektor, kinematička korekcija

Application of position sensitive PIN diodes in Elastic Backscattering Spectrometry

Abstract

Elastic Backscattering Spectrometry (EBS) including Forward Scattering (FS) and Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA) are the most commonly used Ion Beam Analysis (IBA) techniques for depth profiling of elements in different types of samples. They are based on the interaction of fast MeV ions with the target atom nuclei. Typically, detectors used in EBS and ERDA are placed far from the target covering small solid angles to reduce kinematic effects. As a result of small detector solid angle, a long collection time is often required to obtain sufficiently good statistics, possibly causing ion beam damaging of the sample. In order to overcome these problems, energy detector could be placed close to the measured sample, causing worsening of energy/depth resolution due to the ill-defined scattering angle. Problem can be reduced by using a 2D position sensitive energy detector which measures, beside the energy, position of the scattered ion. In present work, we have investigated application of the 2D Hamamatsu S2044 PIN diode for EBS and ERDA by placing detector very close to the target covering large solid angle. First, the energy (125 keV) and position resolution (120 µm) of the diode were determined. After that, using the above-mentioned diode energy spectra for different beam-target combinations in the wide range of scattering angles were measured: backscattering of 5.0625 MeV $^{16}O^{3+}$ and 9 MeV $^{16}O^{4+}$ on 10 nm ^{197}Au target, forward scattering of 9 MeV $^{16}O^{4+}$ on 20 µg/cm^2 carbon foil and forward scattering of 10 MeV $^{12}C^{3+}$ on the same foil. For each measurement, the resulting widened energy spectrum was the sum of the spectra corresponding to different solid and scattering angles. Using theoretical formulas for kinematic factors as well as Rutherford and Mott scattering cross sections, and knowing the energy and scattering angle of all detected ions, a simple correction of measured spectra on well-defined solid and scattering angles was made. With this correction the width of the energy spectra was reduced to the level of detector's energy resolution (small deviations are consequence of insufficiently good geometric calibration of the experimental setup).

Keywords: EBS, ERDA, position sensitive detector, kinematic correction

Sadržaj

1 Uvod **1**

2 Fizikalni principi elastičnog raspršenja **3**

2.1 Kinematički faktor 3

2.2 Udarni presjek 6

2.2.1 Rutherfordski udarni presjek za raspršenje projektila 6

2.2.2 Rutherfordski udarni presjek za izboj 7

2.2.3 Mottovo raspršenje 8

2.2.4 Odstupanja od rutherfordskog udarnog presjeka 9

2.3 Gubitak energije u meti 11

2.4 Energijski rasap 14

3 EBS metoda **17**

3.1 Veza energije detektiranog iona i dubine raspršenja 17

3.2 Veza visine spektra (izbroja) i broja atoma po jedinici površine mete . 20

3.3 Spektar tankih filmova 22

3.3.1 Jednoatomni filmovi 22

3.3.2 Višeatomni filmovi 24

3.3.3 Višeslojni filmovi 26

3.4 Realni EBS spektar 27

3.5 ERDA spektar 28

4 Eksperimentalni postav i proces mjerenja **29**

4.1 Akceleratorski sustav i nuklearna mikroproba 29

4.2 Pozicijsko osjetljiva PIN dioda 30

4.3 Postav i proces mjerenja 32

4.3.1 Karakterizacija diode 32

4.3.2 Raspršenja u stražnje i prednje kutove 33

5 Rezultati i analiza mjerenja **37**

5.1 Karakterizacija diode 37

5.1.1 Energijska razlučivost diode 37

5.1.2 Prostorna razlučivost diode 38

5.2 Raspršenje ^{16}O na ^{197}Au u stražnje kutove 39
5.3 Raspršenje ^{16}O na C foliji u prednje kutove 44
5.4 Raspršenje ^{12}C na C foliji u prednje kutove 47

6 Zaključak **49**

Literatura **51**

1 Uvod

Analiza ionskim snopom (eng. Ion Beam Analysis, IBA) je danas rutinska tehnika za ispitivanje i analizu materijala. Jedna od metoda koja pripada toj grupi tehnika je elastično raspršenje unatrag (eng. Elastic Backscattering Spectrometry, EBS), ili rutherfordsko raspršenje unatrag (eng. Rutherford Backscattering Spectrometry, RBS) koju koristimo za dubinsko profiliranje elemenata bazirano na detekciji odbijenih brzih nabijenih čestica MeV-skih energija s jezgri atoma u meti. Glavne prednosti metode su njezina kvantitativnost bez potrebe za referentnim uzorcima, nedestruktivnost, dobra dubinska rezolucija (reda veličine nekoliko nm) i vrlo dobra osjetljivost za teške elemente. Eksperimentalni postav se sastoji od energijskog detektora kojim se bilježi energija i broj čestica raspršenih unatrag (kut raspršenja veći od 90 stupnjeva). Iz energije odbijene čestice, a na temelju kinematike raspršenja i gubitka energije po jedinici duljine (prolaskom kroz metu pri prije i poslije raspršenja), određuje se atomski broj jezgre s koje je primarna čestica raspršena, a iz broja raspršenih iona određuje se kolika je koncentracija tih jezgri na određenoj dubini. Kako bi EBS metoda bila efikasna i nedestruktivna, tj. kako bi se u kratkom vremenu sa što manjim intenzitetom snopa skupila dovoljna statistika u spektru bez oštećenja uzorka, prostorni kut energijskog detektora mora biti što veći. Nažalost, s povećanjem prostornog kuta detektora, kut raspršenja više nije precizno definiran, te zbog kinematike raspršenja dolazi do kvarenja energijskog, a time i dubinskog, razlučivanja ove metode.

U Laboratoriju za interakcije ionskih snopova na Institutu Ruđer Bošković je nabavljena dvodimenzionalna (2D) pozicijsko osjetljiva PIN dioda. Taj poluvodički detektor ima mogućnost, uz energiju, istovremeno odrediti i poziciju (x i y koordinatu) upadne čestice, koja se, pak, može povezati s kutom raspršenja u EBS eksperimentalnom postavu. Zamjenom konvencionalnog energijskog poluvodičkog detektora s pozicijski osjetljivim detektorom otvara se mogućnost približavanja detektora uzorku (i tako, pokrivanjem većeg prostornog kuta, smanjenje vremena potrebnog za skupljanje dovoljnog broja raspršenih iona) pritom ne gubeći kvalitetu energijskog spektra - njegovo širenje zbog većeg prostornog kuta moguće je korigirati poznavajući kut svakog od raspršenih iona.

Cilj ovog diplomskog rada bio je istražiti mogućnost primjene gore navedenog

postupka u okviru EBS metode. Kako korišteni pozicijsko osjetljivi detektor (eng. Position Sensitive Detector, PSD) dosad nije upotrebljavan u sklopu rada ovog laboratorija, niti su nam bile poznate neke njegove osnovne karakteristike (prvenstveno energijska i prostorna rezolucija), bilo ih je potrebno odrediti prije daljnjih mjerenja. Nakon toga je izrađen eksperimentalni postav za detekciju raspršenih iona pomoću 2D PIN diode i pomoću njega snimljeni spektri EBS metode (raspršenje $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV i $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na ^{197}Au debljine 10 nm). Poznavajući geometriju sustava i teorijsku podlogu procesa raspršenja razvijena je metoda korekcije kinematičkih efekata za dobivene EBS spektre. Dodatno, eksperimentalni postav je iskorišten i za mjerenje drugih kutno ovisnih procesa pri sudarima MeV-skih iona i materijala - elastično raspršenje u prednje kuteve (za koji se također ponekad koristi termin EBS, tj. RBS) zajedno uz detekciju iona elastično izbijenih iz mete (raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na C foliji debljine 20 μg/cm^2) te Mottovo raspršenje (raspršenje $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV na istoj foliji).

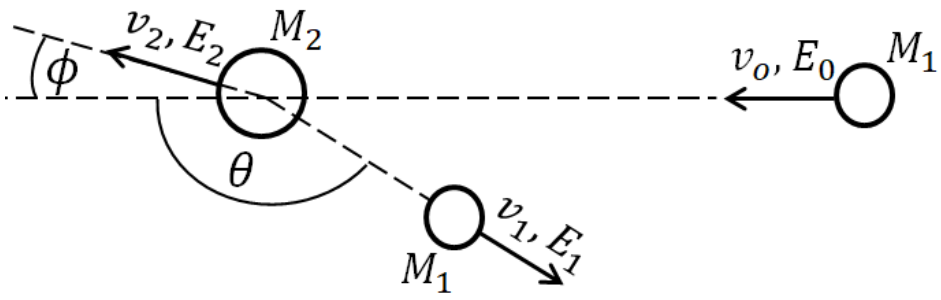
U drugom poglavlju su prikazani fizikalni koncepti u pozadini EBS metode (kinematika, udarni presjeci i gubitak energije snopa u materijalu). U trećem poglavlju je pobliže opisano kako iz EBS spektra karakterizirati metu, s naglaskom na tanke filmove. U četvrtom poglavlju je u detalje opisan eksperimentalni postav, korišteni detektor i postupak mjerenja. Peto poglavlje donosi rezultate mjerenja s popratnom diskusijom.

2 Fizikalni principi elastičnog raspršenja

Četiri fizikalna koncepta su u temelju EBS metode: kinematički faktor (transfer energije s projektila na jezgru metu u elastičnom sudaru dva tijela), udarni presjek raspršenja (vjerojatnost tog sudara), zaustavna moć (prosječni gubitak energije atoma dok prolazi kroz materijal) i energijski rasap (statističke fluktuacije u gubitku energije pri prolasku atoma kroz materijal).

2.1 *Kinematički faktor*

Primjer elastičnog sudara prikazan je na slici 2.1. Projektil mase M_1 ima brzinu v_0 i energiju E_0, a atom mase M_2 mete miruje u laboratorijskom sustavu. Poslije sudara projektil se raspršuje pod kutom θ u odnosu na smjer brzine prije sudara, ima novu brzinu v_1 i energiju E_1, a atom mete se giba brzinom v_2 s energijom E_2, pod kutom ϕ u odnosu na smjer projektila prije sudara.



Slika 2.1: Shematski prikaz elastičnog sudara projektila mase M_1, brzine v_0 i energije E_0 s metom mase M_2 koja u početku miruje. Nakon sudara, projektil i meta imaju brzine i energije v_1, E_1 i v_2, E_2, redom. Kut θ je kut raspršenja projektila, u odnosu na upadni smjer, dok je ϕ kut pod kojim se odbije mirujuća meta. Sve veličine su u laboratorijskom sustavu.

Kinematički faktor K se definira kao omjer energije projektila nakon i prije sudara [1]:

$$K = \frac{E_1}{E_0}. \tag{2.1}$$

Primjenom zakona očuvanja energije i zakona očuvanja impulsa za gornji slučaj dobija se izraz za kinematički faktor K [1]:

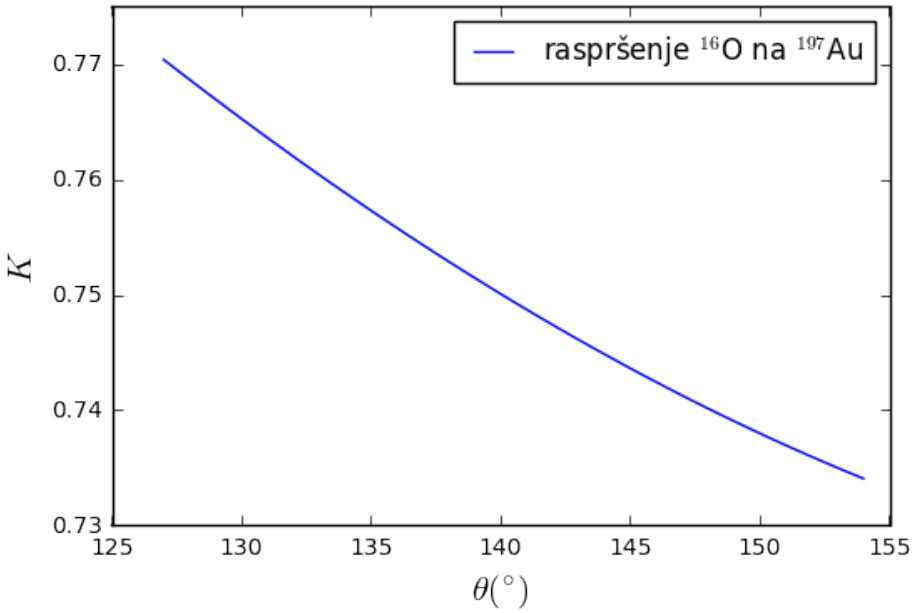
$$K = \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left\{ \cos\theta \pm \left[\left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 - \sin^2\theta \right]^{1/2} \right\}^2, \tag{2.2}$$

gdje u slučaju $M_1 < M_2$ vrijedi samo $+$ predznak i kut raspršenja se kreće u rasponu od $0°$ do $180°$, dok u slučaju $M_2 < M_1$ postoji maksimalni kut raspršenja definiran s $\theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{M_2}{M_1}\right)$. Dakle, poznavajući masu M_1 i početnu energiju E_0 projektila, te geometriju postava (θ), mjerenjem energije raspršenog projektila E_1 moguće je odrediti masu M_2 atoma mete s kojeg je raspršen projektil.

Energija izbijenog atoma mete je jednaka $E_2 = K'E_0$, gdje je K' kinematički faktor izboja: $K' = 1 - K$, dan izrazom [2]:

$$K' = \frac{4M_1M_2\cos^2\phi}{(M_1+M_2)^2}. \tag{2.3}$$

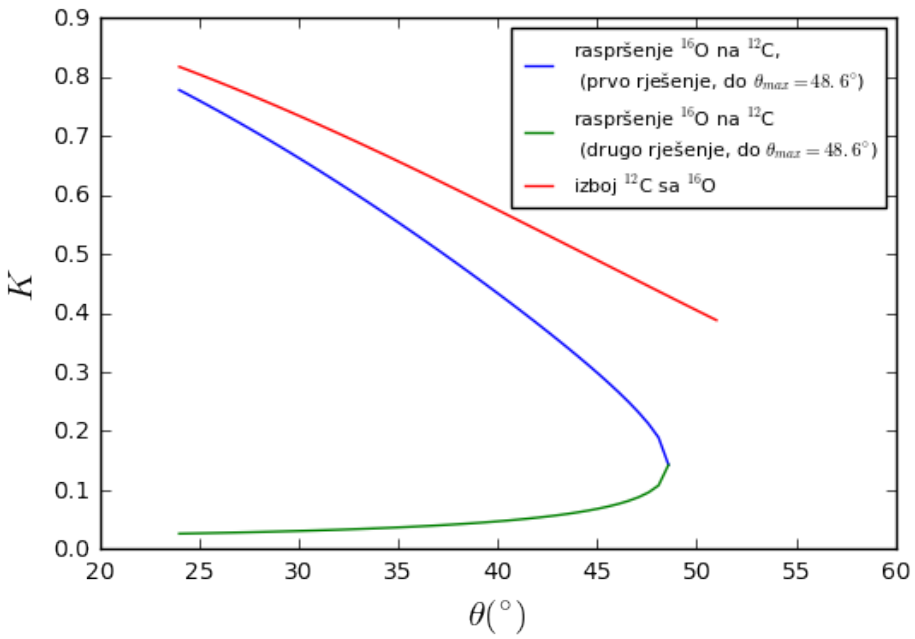
U našim mjerenjima, kod raspršenja u stražnje kuteve, projektil je bio ^{16}O, a meta ^{197}Au. Ponašanje kinematičkog faktora za mjereni raspon kutova prikazano je na slici 2.2.



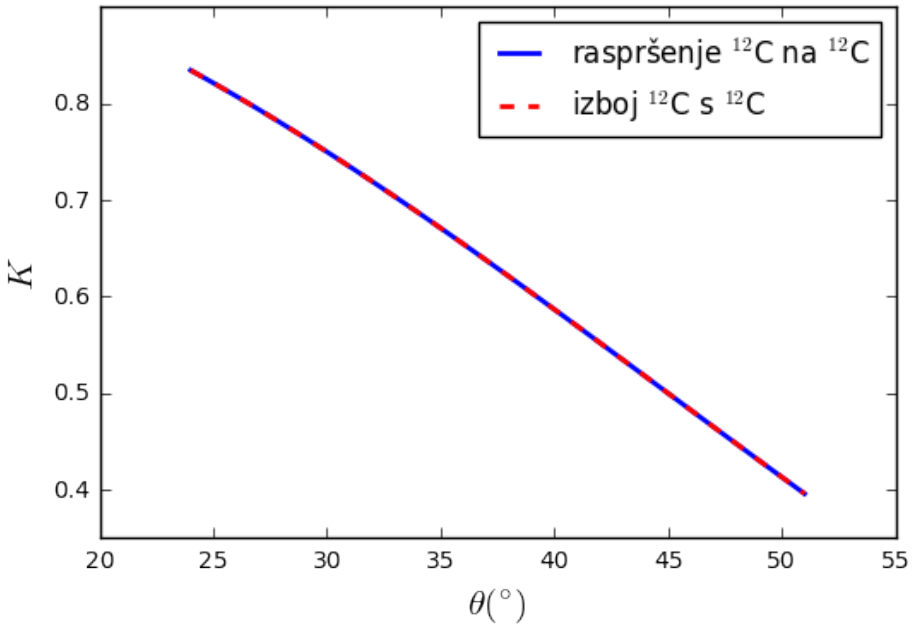
Slika 2.2: Kinematički faktor K za raspršenje ^{16}O na ^{197}Au za mjereni raspon kutova raspršenja θ.

Za slučaj raspršenja ^{16}O na ^{12}C u prednje kuteve, kinematički faktor raspršenja K je prikazan na slici 2.3, zajedno s kinematičkim faktorom izboja K'. Uočava se dosta veća promjena faktora K u mjerenom intervalu kutova, a kako je projektil teži od mete, postoji i maksimalni kut raspršenja projektila, $\theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{12}{16}\right) = 48.6°$.

I na kraju, na slici 2.4 je prikazan kinematički faktor raspršenja i izboja za ^{12}C - ^{12}C raspršenje - uočava se da su vrijednosti faktora identične.



Slika 2.3: Kinematički faktor K za raspršenje ^{16}O na ^{12}C za mjereni raspon kutova raspršenja θ (do maksimalnog kuta raspršenja $\theta_{max} = 48.6°$), zajedno s kinematičkim faktorom izboja.



Slika 2.4: Kinematički faktor K za raspršenje ^{12}C na ^{12}C za mjereni raspon kutova raspršenja θ, zajedno s kinematičkim faktorom izboja.

2.2 *Udarni presjek*

Diferencijalni udarni presjek $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}$ za raspršenje snopa u prostorni kut $\mathrm{d}\Omega$, definiran je kao [3]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\text{broj čestica snopa raspršenih u prostorni kut } \mathrm{d}\Omega \text{ u jed. vremena}}{\text{broj čestica koje upadaju na metu po jed. površine u jed. vremena}}, \tag{2.4}$$

gdje je $\mathrm{d}\Omega$ dio prostornog kuta u smjeru kuta raspršenja. Udarni presjek σ ima dimenziju površine (uobičajena jedinica je barn koji iznosi 10^{-24} cm^2) i predstavlja vjerojatnost interakcije čestica snopa i atoma mete, tj. potpuno je određen tipom interakcije iona snopa i atoma mete.

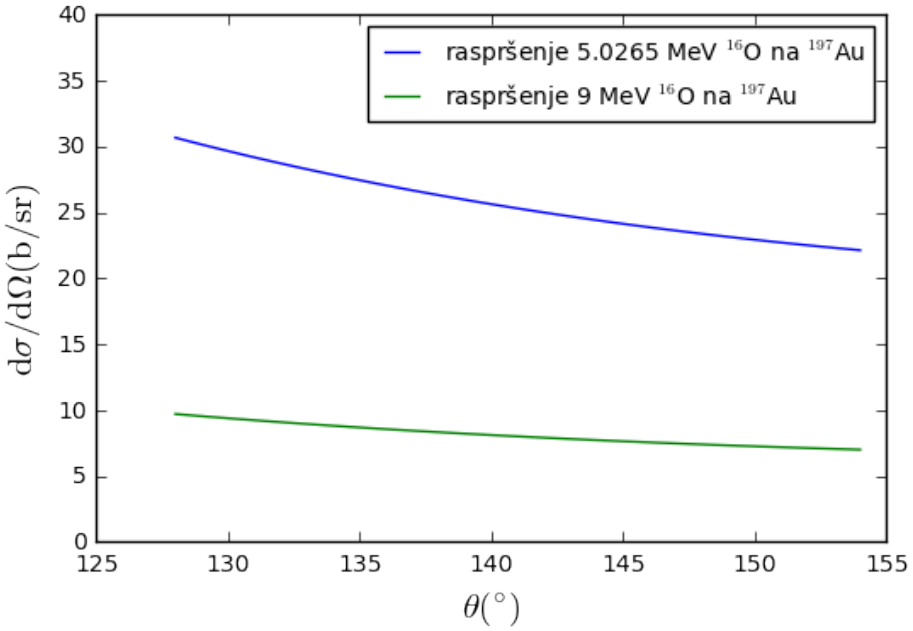
2.2.1 Rutherfordski udarni presjek za raspršenje projektila

U slučaju da se međudjelovanje projektila i mete može opisati kulonskim odbijanjem dvije jezgre, diferencijalni udarni presjek je dan Rutherfordovom formulom (u laboratorijskom sustavu) [2]:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{R}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_0}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\theta} \frac{\left(\left\{1-\left[(M_1/M_2)\sin\theta\right]^2\right\}^{1/2} + \cos\theta\right)^2}{\left\{1-\left[(M_1/M_2)\sin\theta\right]^2\right\}^{1/2}}. \tag{2.5}$$

Z_1, M_1 i E_0 su atomski broj, masa i energija projektila netom prije raspšenja, Z_2 i M_2 atomski broj i masa atoma mete, θ kut raspršenja projektila u laboratorijskom sustavu, a $e^2 \approx 1.4398 \cdot 10^{-13}$ MeV cm. Iz formule se može zaključiti nekoliko stvari: 1) smanjenjem energije projektila, udarni presjek raspršenja brzo raste ($\propto E_0^{-2}$); 2) minimum udarnog presjeka je na kutu $\theta = 180°$, a iznos udarnog presjeka se dosta sporo mijenja oko tog kuta (stoga su kutovi blizu ispruženog najpogodniji za EBS metodu); 3) za $M_1 \ll M_2$ može se pokazati da $\sigma \propto \sin^{-4}(\theta/2)$, tj. udarni presjek brzo opada s kutom; 4) udarni presjek divergira za $\theta \to 0$, što znači da se za najmanje kutove ne može koristiti rutherfordski udarni presjek jer do izražaja dolazi elektronsko zasjenjenje elektrostatskog međudjelovanja jezgri projektila i mete.

Diferencijalni udarni presjek za raspršenje ^{16}O energije 5.0625 MeV i energije 9 MeV na ^{197}Au, u mjerenom rasponu kutova, prikazan je na slici 2.5.



Slika 2.5: Diferencijalni udarni presjek $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ za raspršenje ^{16}O na ^{197}Au za mjereni raspon kutova raspršenja θ za dvije energije projektila.

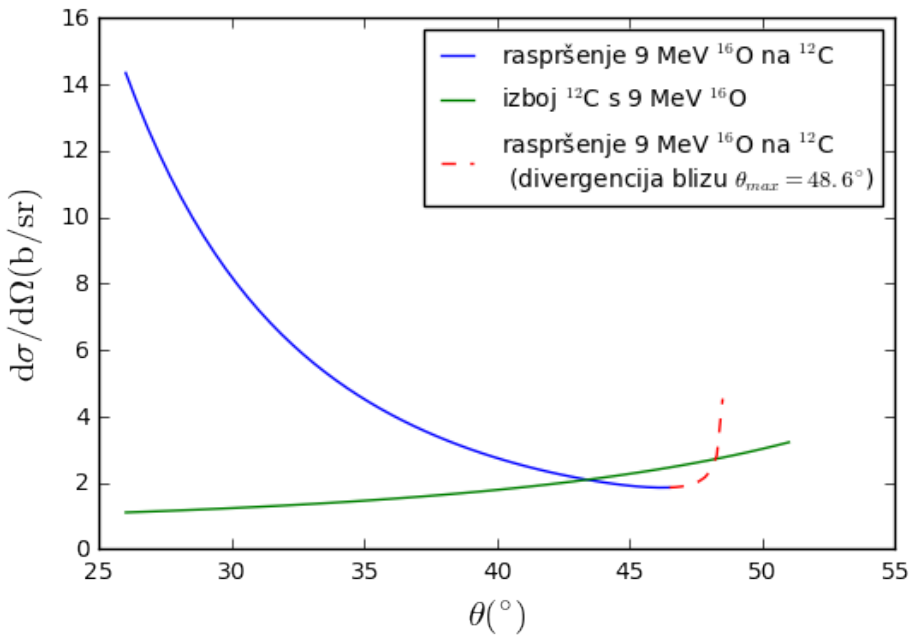
2.2.2 Rutherfordski udarni presjek za izboj

U slučaju detektiranja izbijenog iona mete, vrijedi rutherfordski udarni presjek izboja u laboratorijskom sustavu [2]:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{R,izboj}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_0}\right)^2 \left(\frac{M_1}{M_2}+1\right)^2 \frac{1}{\cos^3\phi}, \tag{2.6}$$

gdje je ϕ kut između pravca gibanja izbijenog iona mete i upadnog projektila u laboratorijskom sustavu. Vidi se da je energijska ovisnost ista kao kod udarnog presjeka raspršenja, dok se kutne ovisnosti razlikuju. Minimum udarnog presjeka je za kut izboja $\phi = 0°$, a kada je $M_1 \gg M_2$ (što je tipično za analizu detekcijom izbijenih čestica), udarni presjek malo ovisi o masenom omjeru projektila i mete. Za kut $\phi = 90°$ dolazi do divergencije, analogno slučaju raspršenja projektila pod kutem $\theta = 0°$ i rutherfordski udarni presjek nije upotrebljiv.

Na slici 2.6 je prikazan diferencijalni udarni presjek za raspršenje i izboj pri ^{16}O - ^{12}C raspršenju, za energiju projektila 9 MeV. Blizu maksimalnog kuta raspršenja ($\theta_{\mathrm{max}} = 48.6°$) rutherforski izraz za udarni presjek raspršenja (formula 2.5) počinje divergirati i ne opisuje dobro stvarnu vjerojatnost raspršenja.



Slika 2.6: Diferencijalni udarni presjek $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ za raspršenje ^{16}O energije 9 MeV na ^{12}C za mjereni raspon kuteva raspršenja θ (do maksimalnog kuta raspršenja $\theta_{\max} = 48.6°$), zajedno s udarnim presjekom izboja.

2.2.3 Mottovo raspršenje

U slučaju raspršenja identičnih čestica, rutherfordski udarni presjek ne vrijedi. U obzir treba uzeti činjenicu nemogućnosti raspoznavanja projektila i mete. Diferencijalni udarni presjek, koji se zove po Mottu koji je prvi razmatrao raspršenja identičnih čestica (elektroni i alfa čestice), u takvom je slučaju dan izrazom u laboratorijskom sustavu [4]:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} = \left(\frac{Z^2e^2}{E_0}\right)^2 \cos\theta \left\{\csc^4\theta + \sec^4\theta + \frac{(-1)^{2I}}{2I+1}\csc^2\theta\sec^2\theta\cos[\eta\ln(\tan^2\theta)]\right\}, \tag{2.7}$$

gdje je I spin čestica, a η zadan izrazom:

$$\eta = \frac{Z^2e^2}{\hbar v} = \left[0.1574\left(\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{amu}}\right)^{1/2}\right] Z^2\sqrt{\frac{M}{E_0}}, \tag{2.8}$$

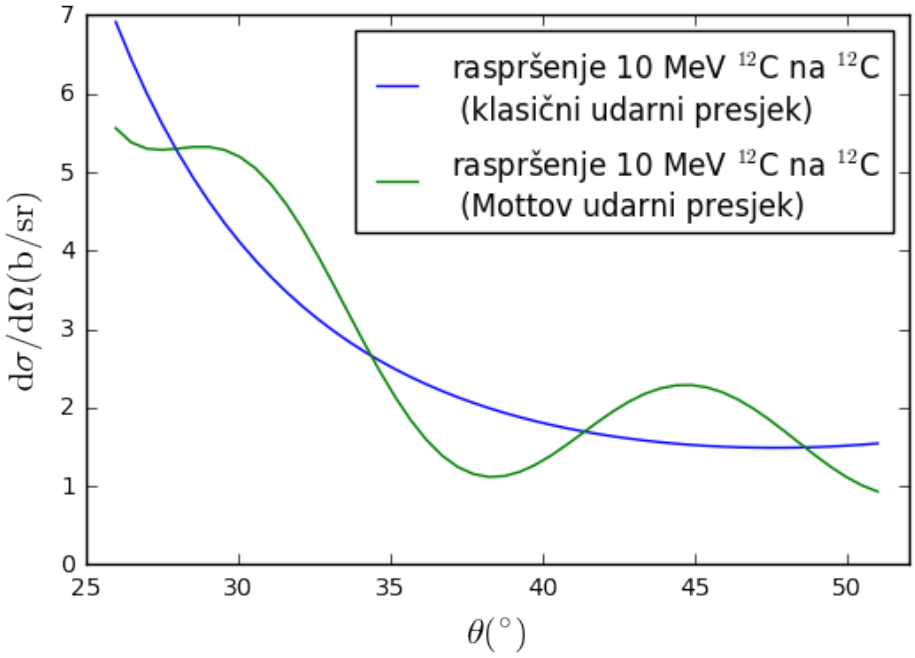
gdje je M masa projektila/mete. Prva dva člana u vitičastoj zagradi u formuli 2.7 slijede iz klasičnih rezultata za raspršenje identičnih čestica (prvi član odgovara izrazu 2.5 za raspršenje projektila, a drugi izrazu 2.6 za izboj iz mete), dok treći, interferencijski član, reflektira neraspoznatljivost projektila i mete. Taj član uzrokuje pojavu oscilacija u kutnoj raspodjeli oko klasično predviđenih vrijednosti, a izraženost os-

cilacija ovisi o parametru η - za teške ione, uz male energije projektila, oscilacije su najizraženije.

U našim mjerenjima, raspršeni su ioni ^{12}C energije 10 MeV na ugljikovoj foliji (98.9 % ^{12}C). Jezgra ^{12}C je parno-parna jezgra (paran broj protona i neutrona), a za takve jezgre spin osnovnog stanja je nula [5], pa se za I u formuli 2.7 uzima: $I = 0$. Uvrštavanjem poznatih veličina u formulu 2.7, dobiva se kutna ovisnost diferencijalnog udarnog presjeka u našem mjerenju:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{^{12}\mathrm{C}+^{12}\mathrm{C}} = [0.269\ \mathrm{barn}]\cos\theta\left\{\csc^4\theta + \sec^4\theta + \csc^2\theta\sec^2\theta\cos[6.207\ln(\tan^2\theta)]\right\}. \tag{2.9}$$

Za mjereni raspon kutova, grafički prikaz Mottovog udarnog presjeka je prikazan na slici 2.7, a na istoj slici prikazan je i klasični rezultat (zbroj prva dva člana u formuli 2.7).



Slika 2.7: Diferencijalni udarni presjek $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ za raspršenje ^{12}C energije 10 MeV-a na ^{12}C za mjereni raspon kutova raspršenja θ. Na slici je prikazan klasični rezultat (zbroj udarnog presjeka za raspršenje i izboj) i Mottov izraz koji uključuje kvantne korekcije.

2.2.4 Odstupanja od rutherfordskog udarnog presjeka

Mjerenja pokazuju odstupanja od rutherfordskog udarnog presjeka, za niske i visoke energije projektila za sve parove meta-projektil [7]. Na niskim energijama,

ulazni ion se raspršuje na elektronsko zasjenjenom kulonskom potencijalu jezgre u meti, te se stoga uvodi faktor korekcije F za udarni presjek:

$$\sigma = F\sigma_{\mathrm{R}}. \tag{2.10}$$

Za raspršenje u stražnje kutove ($\theta > 90°$) široko je korišten L'Ecuyerov faktor korekcije [6]:

$$F_{\mathrm{L'Ecuyer}} = 1 - \frac{[0.049\ \mathrm{keV}]Z_1 Z_2^{4/3}}{E_{\mathrm{CM}}}, \tag{2.11}$$

gdje je E_{CM} energija u centru mase sistema projektila i mete. U slučaju mirujuće mete, veza energije u sustavu centra mase E_{CM} i energije projektila E_0 u laboratorijskom sustavu dana je s [1]:

$$E_{\mathrm{CM}} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_0. \tag{2.12}$$

Ova korekcija ne ovisi o kutu i za kutove $\theta < 90°$ nije dovoljno dobra [7], stoga se za male kutove koristi kutno i energijski ovisna Andersenova korekcija [8]. Andersenov korekcijski faktor je:

$$F_{\mathrm{Andersen}} = \frac{\left(1 + \frac{1}{2}\frac{V_1}{E_{\mathrm{CM}}}\right)^2}{\left\{1 + \frac{V_1}{E_{\mathrm{CM}}} + \left[\frac{V_1}{2E_{\mathrm{CM}}\sin(\theta_{\mathrm{CM}}/2)}\right]^2\right\}^2}, \tag{2.13}$$

gdje je θ_{CM} kut raspršenja u sustavu centra mase, a član V_1, koji opisuje zasjenjenje kulonskog potencijala, iznosi $V_1 = 0.04873 Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}$ keV. Veza kuta raspršenja u sustavu centra mase θ_{CM} s kutom raspršenja u laboratorijskom sustavu θ dana je formulom [1]:

$$\cot\theta = \cot\theta_{\mathrm{CM}} + \frac{M_1}{M_2}\frac{1}{\sin\theta_{\mathrm{CM}}}. \tag{2.14}$$

S druge strane, visokoenergetsko odstupanje od Rutherfordovog udarnog presjeka dolazi zbog djelovanja nuklearnih sila: projektil ima dovoljnu energiju da dođe u (kratki) doseg nuklearne sile jezgre mete. Jedna od formula korisnih za približno određivanje granice kada nuklearno međudjelovanje postaje značajan faktor je [9]:

$$E_{\mathrm{NR}} = \frac{M_1 + M_2}{M_2}\frac{Z_2}{10}\ \mathrm{MeV},\ \text{za}\ Z_1 = 1, \tag{2.15}$$

$$E_{\mathrm{NR}} = \frac{M_1 + M_2}{M_2} \frac{Z_1 Z_2}{8} \,\mathrm{MeV}, \text{ za } Z_1 > 1, \tag{2.16}$$

gdje je E_{NR} energija u laboratorijskom sustavu za koju je odstupanje od rutherfordskog udarnog presjeka veće od 4 %.

Sada će biti proanalizirana moguća odstupanja od rutherfordskog udarnog presjeka u našim mjerenjima, prvo ona visokoenergijska. Kod raspršenja ^{16}O na ^{197}Au koristeći formulu 2.16 dobije se da odstupanje zbog nuklearnih međudjelovanja postaje značajno tek kod energije projektila 85 MeV, stoga, za energije korištene u našim mjerenjima (5.0625 i 9 MeV), nuklearni je doprinos zanemariv. U slučaju raspršenja ^{16}O na ^{12}C gornja granica za rutherfordski udarni presjek je, prema ovoj formuli, 14 MeV, što je više od energija korištenih u našim mjerenjima (9 MeV energija snopa ^{16}O). Kod raspršenja ^{12}C na ^{12}C odstupanja od 4 % rutherfordskog udarnog presjeka po ovoj formuli počinju kod energije 9 MeV, a kako je u našim mjerenjima korišten ^{12}C snop energije 10 MeV, veća odstupanja od rutherfordskog udarnog presjeka zbog nuklearnih međudjelovanja između jezgara projektila i mete ne bi trebalo očekivati.

U slučaju niskoenergijske korekcije, za raspršenje ^{16}O energije 5.0625 MeV na ^{197}Au, Andersenov korekcijski faktor ima približno konstantnu vrijednost za mjereni raspon kutova, dok je L'Ecuyerov faktor po definiciji kutno neovisan. Oba faktora daju malu korekciju rutherfordskog udarnog presjeka, oko 3 %. Za snop ^{16}O energije 9 MeV na istoj meti i istoj konfiguraciji korekcija je još manja, oko 1.5 %. Kod raspršenja u prednje kutove, za mjereni raspon kutova, gdje je meta tanka C folija, korekcija je nezanemariva - i za snop ^{16}O energije 9 MeV i za snop ^{12}C energije 10 MeV L'Ecuyerova i Andersenova korekcija su oko 0.1 %.

2.3 Gubitak energije u meti

Prolaskom kroz metu, ionski snop gubi energiju u interakcijama s elektronima atoma mete i zasjenjenim ili nezasjenjenim interakcijama s jezgrama atoma mete. Veličina kojom opisujemo taj gubitak energije je specifična zaustavna moć (eng. stopping cross section) ϵ [1]:

$$\epsilon = \frac{1}{N} \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}, \tag{2.17}$$

gdje je N broj atoma po jedinici volumena mete, tj. koncentracija atoma mete, a $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ gubitak energije snopa po jedinici duljine u meti ili specifični gubitak energije. Za razliku od veličine $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$, zbog koncentracije u definiciji, veličina ϵ za isti ionski snop slabo ovisi o materijalu. Na primjer, za snop ^{4}He energije 2 MeV, omjer $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ za prolazak snopa kroz metu ^{27}Al i metu ^{23}Na je 2.53, dok je omjer specifičnih zaustavnih moći (ϵ) za te dvije mete 1.12 [1].

Ako je energija snopa prije ulaska u metu bila E_0, na dubini x u meti, energija snopa bit će [1]:

$$E(x) = E_0 - \int_0^x \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\mathrm{d}x. \tag{2.18}$$

Kako je funkcija $E(x)$ nepoznata, intergral nije moguće izračunati, no problem se može riješiti promatranjem x kao funkcije od E:

$$\mathrm{d}x = \frac{\mathrm{d}x(E)}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}E, \tag{2.19}$$

tako da je:

$$x = \int_E^{E_0} \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}E = \int_E^{E_0} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^{-1} \mathrm{d}E. \tag{2.20}$$

Da bi se odredio x integrira se funkcija $\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^{-1}$, koja je uobičajeno dana kao funkcija energije. Za tanke mete, ili blizu površine za ostale, zgodno je napraviti aproksimaciju i funkciju $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ zamijeniti njenom vrijednošću na samoj površini, tj. pri energiji E_0, pa iz jednadžbi 2.18 i 2.20 proizlazi:

$$E = E_0 - \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{E_0} x, \tag{2.21}$$

$$x = (E_0 - E)\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^{-1}_{E_0}. \tag{2.22}$$

Poznavajući početnu energiju snopa i specifični gubitak energije snopa na toj energiji, može se izračunati energija snopa nakon prolaska kroz tanku metu ili, obratno, iz mjerenja energije na izlazu iz tanke mete odrediti debljinu mete.

Opis gubitka energije iona u materijalu je složen i težak zadatak, no dva glavna i neovisna doprinosa uključuju kontinuiran gubitak energije u interakciji gibajućeg iona s elektronima atoma mete (opisan elektronskom zaustavnom moći, ϵ_e) i interakcije iona s jezgrama atoma mete kroz gubitak diskretnih iznosa energije u elastičnim raspršenjima na jezgrama, važan na niskim energijama projektila (opisan tzv. nuk-

learnom zaustavnom moći ϵ_n) [1]:

$$\epsilon = \epsilon_e + \epsilon_n. \tag{2.23}$$

Na slici 2.8 vidljivo je kako se ponaša $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ na različitim energijama - za energije reda veličine MeV i veće (međudjelovanje jezgara zanemarivo) vrijedi Bethe-Bloch formula [10]:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \left[0.1535\ \frac{\mathrm{MeV cm}^2}{\mathrm{g}}\right] \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right], \tag{2.24}$$

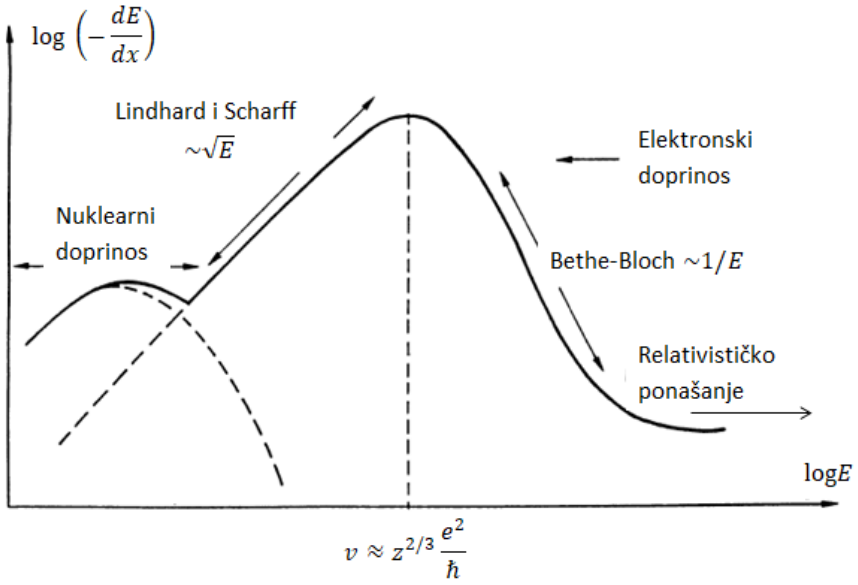
gdje je su ρ, Z i A gustoća, atomski i maseni broj materijala mete, z naboj projektila, β brzina projektila (v) izražena u jedinicama brzine svjetlosti c, m_e masa elektrona, γ je zadana izrazom: $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $W_{\max}$ maksimalni prijenos energije u jednom sudaru, I srednji ionizacijski potencijal, a δ i C redom parametri korekcija za visoke i niske energije. Vidi se da u Betheovom režimu (ion zbog velike energije ravnotežnim nabojem interagira sa slobodnim elektronima atoma materijala) gubitak energije ima ovisnost $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x \sim 1/E$, tj. kako projektil gubi energiju, gubitak po jedinici duljine raste, do nekog maksimuma, kada se počinje smanjivati i gdje prestaje Betheovim režim gubitka energije (ion smanjene brzine "hvata" elektrone, tj. ima efektivno manji, zasjenjeni naboj, a elektrone se ne promatra kao slobodne) i $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ postaje proporcionalan brzini, tj $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x \sim \sqrt{E}$ (Linhardova teorija). Na najnižim energijama jezgre projektila i jezgre atoma mete djeluju zasjenjenim elekrostatskim silama.

U slučaju mete s više različitih elemenata, vrijedi (uz vrlo mala odstupanja) princip dodavanja specifičnih zaustavnih moći (Braggovo pravilo): specifična zaustavna moć spoja je jednaka težinskom zbroju zaustavnih moći pojedinih elemenata [1]:

$$\epsilon = \sum_i n_i \epsilon_i, \tag{2.25}$$

gdje je ϵ_i specifična zaustavna moć pojedinog elementa, a n_i njegov udio u spoju.

Zaustavne moći je vrlo teško točno izračunati samo iz teorije jer uključuju velik broj kompliciranih interakcija, stoga su najpouzdaniji podaci dobiveni numeričkim izračunima (Monte Carlo metoda) kombinirajući teorijske ovisnosti (Bethe-Bloch teorija za visoke energije i Linhardova za niske energije) s brojnim eksperimentalnim



Slika 2.8: Ponašanje specifičnog gubitka energije za različite vrijednosti energije projektila [2].

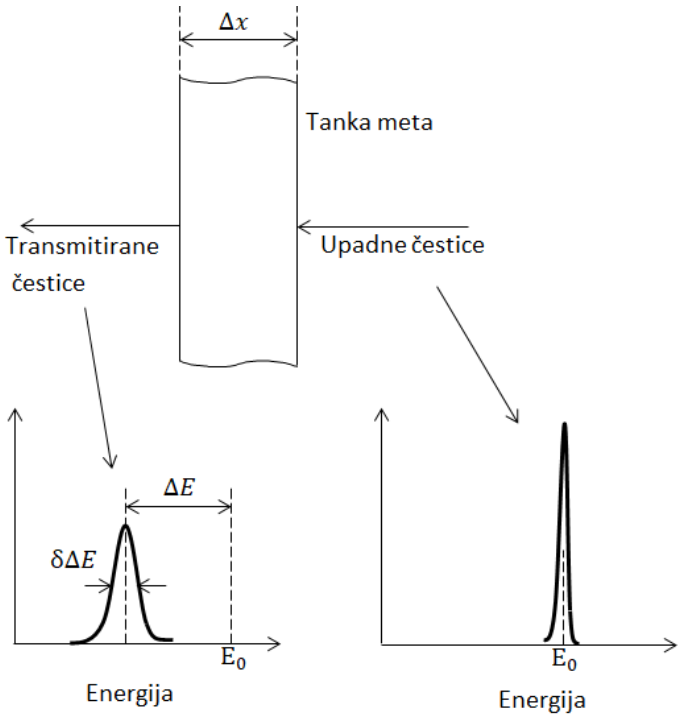
podacima. Na ovom principu funkcionira i jedan od najkorištenijih programa namijenjenih, između ostalog, računanju zaustavnih moći i dosega iona u materijalima - SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [11].

Program SIMNRA ([12]) koristi SRIM-ovu ili neku drugu bazu podataka zaustavnih moći (npr. Brandt-Kitagawa teorija za teške ione) i primjenom rutherfordskog ili nerutherfordskog udarnog presjeka simulira odabrane EBS i ERDA spektre. U ovom radu će se koristiti SIMNRA-om simuliran spektar (sa SRIM-ovim zaustavnim moćima) za usporedbu s dobivenim rezultatima.

2.4 *Energijski rasap*

Prolaskom energijski dobro definiranog snopa nabijenih čestica kroz materiju, dolazi do rasapa u energiji, tj. širenja energijske raspodjele (slika 2.9). Taj fenomen naziva se *straggling*, a posljedica je statističnosti procesa gubitka energije, tj. velikog broja interakcija iona snopa prilikom prolaska kroz materiju [1]. Gubitak energije zbog interakcije s materijom (ΔE) nije jednak za sve ione snopa nego postoji raspodjela oko srednje vrijednosti ($\overline{\Delta E}$). Posljedica rasapa je smanjenje preciznosti određivanja energije nakon prolaska kroz materijal, tj. povećanje neodređenosti same EBS metode, pa je nužno imati kvantitativnu informaciju o rasapu energije za mjerenu kombinaciju projektila zadane energije i mete određene debljine. Kako

će izgledati raspodjela ΔE, ovisi o debljini materijala kroz koju prolazi snop, tj. o odnosu srednje vrijednosti od ΔE i energije snopa E.



Slika 2.9: Prolaskom kroz materijal dolazi do širenja energijskog profila snopa, tj. energijskog rasapa [1].

Za vrlo tanke absorbere ($\overline{\Delta E}/E < 0.01$), gdje je broj interakcija iona snopa s atomima materije malen, a u pojedinim sudarima može doći do relativno velikog prijenosa energije, raspodjela je (opisana Landauovom i Vavilovljevom teorijom [10]), negausijanska i asimetrična (visokoenergijski rep).

Za nešto deblje apsorbere ($0.01 < \overline{\Delta E}/E < 0.2$) primjenjiva je Bohrova teorija [10], koja pretpostavlja velik broj sudara između nezasjenjenih jezgri iona snopa i slobodnih mirujućih elektrona atoma materije ($N \to \infty$), koji slijede Poissonovu raspodjelu, a u svakom sudaru gubi se vrlo mali iznos energije. Rezultat modela je gausijanska energijska raspodjela:

$$f(x, \Delta E) \propto \exp\left(\frac{-(\Delta E - \overline{\Delta E})^2}{2\sigma^2}\right), \tag{2.26}$$

gdje je σ standardna devijacija. Bohrov rezultat za standardnu devijaciju, koji daje dobru procjenu (red veličine) širine raspodjele je:

$$\sigma^2(\mathrm{MeV}^2) = \left[0.1569\ \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}}\right] \rho \frac{Z}{A} x, \tag{2.27}$$

gdje su Z, A i ρ redom atomski broj, maseni broj i gustoća materijala mete, a x debljina mete. Dakle, u Bohrovoj teoriji, rasap nije funkcija energije snopa, nego samo debljine apsorbera. Postoje različite korekcije Bohrovog rezultata, koje daju međusobno slične rezultate, no, jedinstven izraz, primjenjiv u svim situacijama, nije dostupan. Često korištena popravka je:

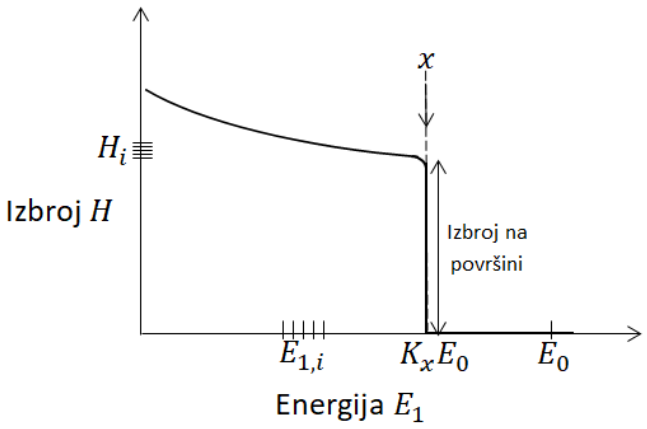
$$\sigma^2 = H\left(\frac{E}{M_1}, Z_2\right)\sigma^2_{\mathrm{Bohr}}, \tag{2.28}$$

gdje je $H\left(E/M_1, Z_2\right)$ Chuov korekcijski faktor koji ovisi o energiji (E) i masi (M_1) iona upadnog snopa i atomskom broju atoma mete (Z_2) [7]. Za manje energije snopa (kada model slobodnih mirujućih elektrona materije nije primjenjiv) popravka daje rezultat zamjetno manji od Bohrovog (jednadžba 2.27), dok je za veće energije snopa H približno 1 i nema većih odstupanja od Bohrove aproksimacije.

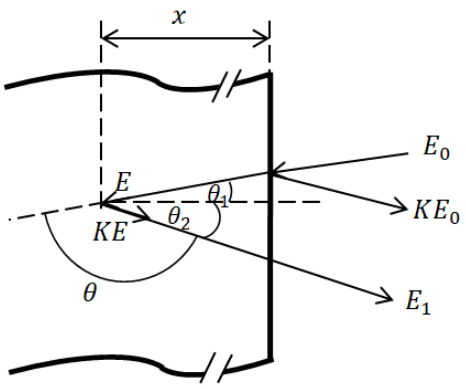
Kod debelih apsorbera ($0.2 < \overline{\Delta E}/E < 0.8$) situacija je kompliciranija zbog značajne promjene zaustavne moći tijekom prolaska kroz apsorber, pa Bohrov rezultat nije primjenjiv. Energijska raspodjela je približno gausijan, ali iznosi rasapa su nekoliko puta veći od onih predviđenih jednadžbom 2.27 [2].

3 EBS metoda

U prethodnom poglavlju su opisani procesi raspršenja i gubitka energije koji prate ione snopa pri prolasku kroz metu. Za EBS metodu bitni su samo oni ioni koji se raspršе u stražnje kutove i završe u detektoru, koji mjeri energiju i broj raspršenih iona. Spektar koji dobijemo prikazuje broj detektiranih iona pojedine energije (slika 3.1). Cilj ovog poglavlja je pokazati kako se energija detektiranog iona može povezati s dubinom s koje je ion raspršen, a broj detektiranih iona na toj energiji s brojem atoma po jedinici površine mete u tankom isječku mete na dubini raspršenja. Posebna pozornost bit će posvećena spektrima tankih filmova. Objašnjen je i utjecaj energijskog rasapa i razlučivosti sustava na izgled EBS spektra, a na kraju su ukratko navedene sličnosti i razlike ERDA i EBS spektara.



Slika 3.1: Tipičan spektar EBS metoda (deblja meta). Na y osi je broj detektiranih iona, a na x osi njihova energija [1].



Slika 3.2: Ion energije E_0 prolazi kroz metu i na dubini x se raspršuje pod kutom θ u odnosu na smjer prije raspršenja, te izlazi iz uzorka s energijom E_1 [1].

3.1 Veza energije detektiranog iona i dubine raspršenja

Neka ion energije E_0 upada pod kutom θ_1 na metu, neposredno prije raspršenja na dubini x ima energiju $E < E_0$, nakon raspršenja pod kutom θ u odnosu na smjer prije raspršenja ima energiju KE, gdje je K kinematički faktor raspršenja, te izlazi iz materijala s energijom $E_1 < KE$ pod kutom θ_2 u odnosu na normalu na uzorak, gdje su ulazni i izlazni ion i normala na uzorak u istoj ravnini (slika 3.2). Koristeći

jednadžbu 2.20 može se napisati:

$$\frac{x}{\cos\theta_1} = -\int_{E_0}^{E} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^{-1} \mathrm{d}E, \tag{3.1}$$

$$\frac{x}{\cos\theta_2} = -\int_{KE}^{E_1} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^{-1} \mathrm{d}E. \tag{3.2}$$

Ako se pretpostavi da je zaustavna moć konstantna dok ion prolazi kroz metu prije raspršenja ($(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{in}}$), kao i dok izlazi iz mete ($(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{out}}$), može se napisati:

$$E = E_0 - \frac{x}{\cos\theta_1}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{in}}, \tag{3.3}$$

$$E_1 = KE - \frac{x}{\cos\theta_2}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{out}}, \tag{3.4}$$

gdje jednadžba 3.4 slijedi iz jednadžbe 3.2 zbog energijske neovisnosti kinematičkog faktora. Eliminirajući nepoznati E dobiva se:

$$KE_0 - E_1 = \left[\frac{K}{\cos\theta_1}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{in}} + \frac{1}{\cos\theta_2}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{out}}\right] x, \tag{3.5}$$

gdje je KE_0 energija iona raspršenih s površine mete i odgovara rubu energijskog spektra (slika 3.1). Uvođenjem oznake $\Delta E = KE_0 - E_1$, može se napisati:

$$\Delta E = [S]x, \tag{3.6}$$

gdje je $[S]$ faktor energijskog gubitka zadan uglatom zagradom u jednažbi 3.5. Izraženo preko specifične zaustavne moći (jednadžba 2.17), slijedi:

$$\Delta E = [\epsilon]Nx, \tag{3.7}$$

gdje je $[\epsilon]$ faktor specifične zaustavne moći:

$$[\epsilon] = \frac{K}{\cos\theta_1}\epsilon_{\mathrm{in}} + \frac{1}{\cos\theta_2}\epsilon_{\mathrm{out}}. \tag{3.8}$$

Iz jednažbi 3.6 i 3.7 je vidljivo da je u aproksimaciji konstantnih zaustavnih moći duž izlazne i ulazne putanje iona u meti veza između iznosa energije ΔE ispod ruba KE_0 i dubine raspršenja x linearna.

Za područje blizu površine mete promjena energije pri prolaska kroz metu je

mala i može se primjeniti aproksimaciju, tj. (specifične) zaustavne moći izračunati na energijama E_0 (ulazna putanja) i KE_0 (izlazna putanja), čime S i ϵ faktori u aproksimaciji energije površine postaju:

$$[S_0] = \frac{K}{\cos\theta_1}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{E_0} + \frac{1}{\cos\theta_2}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{KE_0}, \tag{3.9}$$

$$[\epsilon_0] = \frac{K}{\cos\theta_1}\epsilon(E_0) + \frac{1}{\cos\theta_2}\epsilon(KE_0). \tag{3.10}$$

Još jedna korištena aproksimacija je aproksimacija srednje energije, gdje se umjesto računanja zaustavnih moći na energijama E_0 i KE_0 koriste energije $1/2(E_0 + E)$ (ulazna putanja) i $1/2(KE + E_1)$ (izlazna putanja), a pripadni faktor specifične zaustavne moći označava se s $[\bar{\epsilon}]$. U ovim je izrazima E, tj. energija na dubini x neposredno prije raspršenja, nepoznata i potrebno ju je izračunati. Njeno poznavanje je nužno i zbog informacije o udarnom presjeku za raspršenje, koji ovisi jače o energiji (proporcionalan inverzu kvadrata energije) nego zaustavna moć. Jednostavan način izračuna E, primjenjiv za tanke filmove gdje vrijedi površinska aproksimacija (ali i dobra procjena za deblje filmove) pretpostavlja da vrijedi:

$$\alpha = \frac{\Delta E_{\mathrm{out}}}{\Delta E_{\mathrm{in}}} = \frac{KE - E_1}{E_0 - E} = \mathrm{konst.}, \tag{3.11}$$

tj. α nije funkcija dubine raspršenja x. Odavde slijedi izraz za E:

$$E = \frac{E_1 + \alpha E_0}{K + \alpha}. \tag{3.12}$$

Energiju E_0 se zadaje, E_1 mjeri, K se može izračunati koristeći jednadžbu 2.2, dok α dobijemo iz jednadžbi 3.3 i 3.4 primjenjujući površinsku aproksimaciju:

$$\alpha \simeq \frac{\epsilon(KE_0)}{\epsilon(E_0)}\frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2}. \tag{3.13}$$

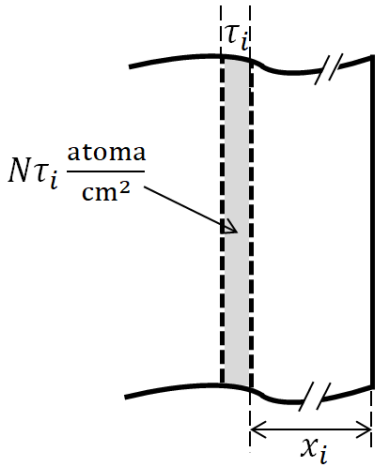
Za složenije slučajeve, kada nije moguće primjeniti gornju aproksimaciju, energiju E može se izračunati analitički (Taylorov razvoj) ili numerički (uključuje podjelu mete u dosta područja, jednake i male debljine, u kojima je zaustavna moć konstantna).

U slučaju detektiranja izbijenog iona, energije E_2, vrijedi isti izrazi za specifične zaustavne moći (3.8 i 3.10), uz zamjenu kinematičkog faktora raspršenja K s kinematičkim faktorom izboja K' (definiranim formulom 2.3) i zamjenom kuta θ_2 s

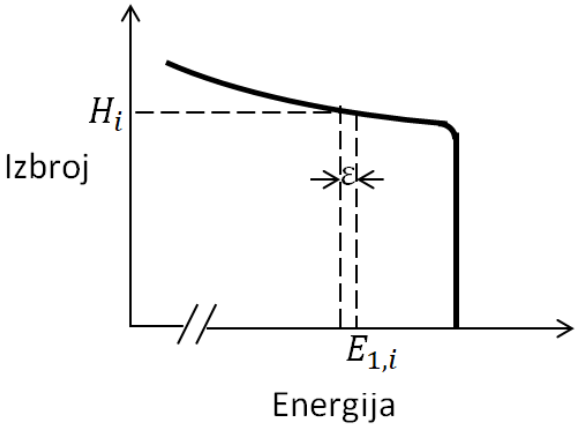
kutom θ_3 (kutom pod kojim izbijeni ion izlazi iz mete).

3.2 *Veza visine spektra (izbroja) i broja atoma po jedinici površine mete*

Visina energijskog spektra (os ordinata) na nekoj energiji EBS spektra, tj. broj događaja u i-tom kanalu višekanalnog analizatora H_i, ili izbroj, može se povezati s brojem centara raspršenja po jedinici površine $N\tau_i$ (N je broj atoma mete u jedinici volumena) u dijelu mete debljine τ_i na dubini x, koji odgovora i-tom kanalu energije $E_{1,i}$ i širine ε (slika 3.4). Vrijedi izraz za broj detektiranih čestica u i-tom kanalu, tj. u rasponu energija $[E_{1,i} - \varepsilon, E_{1,i}]$ [1]:



Slika 3.3: Prikaz i-tog isječka mete na dubini x_i i debljine τ_i s $N\tau_i$ centara raspršenja po jedinici površine [1].



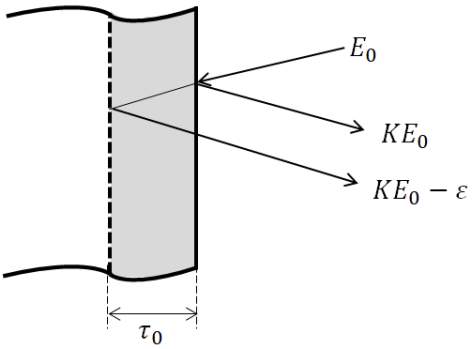
Slika 3.4: Događaji u i-tom kanalu u energijskom spektru, energije $E_{1,i}$ i širine ε odgovaraju raspršenjima iz sloja τ_i na dubini x_i na slici 3.3 [1].

$$H_i = \sigma(E_i)\Omega Q N \frac{\tau_i}{\cos\theta_1}, \tag{3.14}$$

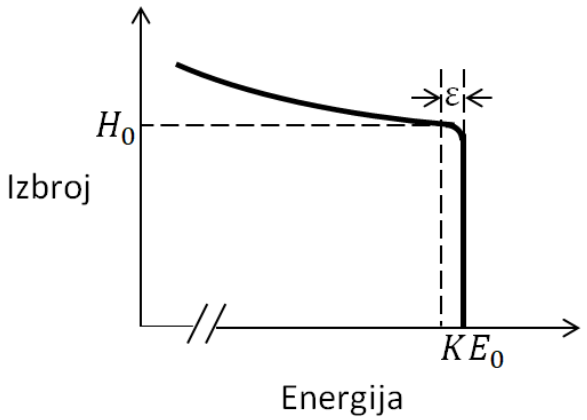
gdje je $\sigma(E_i)$ diferencijalni udarni presjek izračunat na E_i, energiji netom prije raspršenja, Ω prostorni kut pokriven detektorom, Q ukupan broj čestica koje upadaju na metu (ukupan naboj podijeljen s jediničnim nabojem), a θ_1 kut upada snopa na metu. τ_i je određen energijskom širinom ε i-tog kanala.

Za tanki uzorak, ili za područje blizu površine uzorka, za energiju prije raspršenja uzima se E_0, a poslije raspršenja KE_0, pa se iz područja τ_0 u detektoru registriraju čestice energije od $KE_0 - \varepsilon$ do KE_0 (slike 3.5 i 3.6). Koristeći jednadžbe 3.7 i 3.10

dobiva se jednostavna veza širine energija ε i širine područja uzorka iz kojeg se detektiraju događaji:



Slika 3.5: Shematski prikaz raspršenja iona na površini mete [1].



Slika 3.6: Energijski spektar iona raspršenih s površine mete [1].

$$\varepsilon = [\epsilon_0] N \tau_0, \tag{3.15}$$

što omogućuje eliminaciju τ u jednadžbi 3.14 i dobija se izraz za broj detektiranih događaja iz površinskog sloja H_0:

$$H_0 = \sigma(E_0)\Omega Q \frac{\varepsilon}{[\epsilon_0]\cos\theta_1}. \tag{3.16}$$

Dakle, poznavajući ukupan broj projektila Q koji pogađaju metu, udarni presjek raspršenja projektila i mete izračunat na energiji E_0, prostorni kut detektora Ω, energijsku širinu kanala ε određenu elektroničkim lancem detektorskog sustava i faktor zaustavne moći izračunat na površini mete ϵ_0 te kut upada snopa na metu θ_1, može se izračunati visina energijskog spektra koji odgovara površini mete.

U složenijem slučaju, ispod površine uzorka, za visinu i-tog energijskog kanala vrijedi izraz [1]:

$$H_i = \sigma(E_i)\Omega Q \frac{\varepsilon}{[\epsilon(E_i)]\cos\theta_1} \frac{\epsilon(KE_i)}{\epsilon(E_{1,i})}, \tag{3.17}$$

gdje je E_i energija netom prije raspršenja čestica snopa u i-tom dijelu uzorka na dubini x_i, $E_{1,i}$ energija tih raspršenih čestica u detektoru, a $[\epsilon(E)]$ funkcija definirana zamjenom energije E_0 s energijom E u jednadžbi 3.10.

Bitno je istaknuti da je iz formula 3.16 i 3.17 vidljivo da izbroj spektra ne ovisi o broju atoma po jedinici volumena mete N. Karakteristična veličina ove metode je

broj atoma po jedinici površine $N\tau$ (vidi jednadžbu 3.14). Dva uzorka, s istim Z i istim brojem atoma po jedinici površine, a različitim N, tj. gustoćom ρ, dat će isti energijski spektar.

U slučaju detektiranja izbijenih iona mete, izrazi za izbroj H su identični, uz zamjenu udarnog presjeka za raspršenje projektila onim za izboj iz mete (formula 2.6) i upotrebu odgovarajućih formula za faktore specifičnih zaustavih moći ($K \to K', E_1 \to E_2, \theta_2 \to \theta_3$ u formulama 3.8 i 3.10).

3.3 Spektar tankih filmova

Specifičnost EBS spektra tankih filmova jest da su na spektru vidljiva oba kraja filma, za razliku od debljih filmova gdje se vidi samo upadna površina filma.

3.3.1 Jednoatomni filmovi

Shematski prikaz raspršenja iona na dva kraja uzorka s Nt atoma po jedinici površine jednog elementa prikazan je na slici 3.7, a rezultirajući energijski spektar na slici 3.8. Karakterističnu veličinu Nt može se neovisno izračunati iz dvije karakteristike spektra: širine spektra ΔE i ukupnog broja detektiranih događaja A.

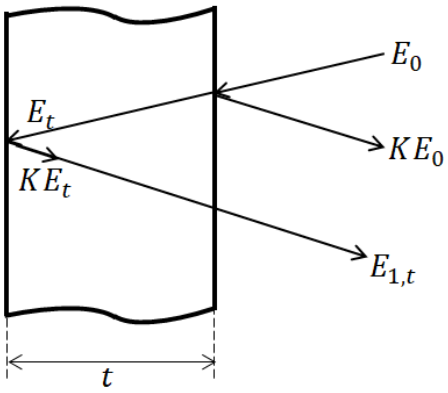
Ioni raspršeni s prednje površine tankog filma generiraju događaje u detektoru energije KE_0, a oni raspršeni na stražnjoj površini daju događaje energije $E_{1,t}$. Koristeći jednadžbu 3.7, širina spektra Δ je povezana s Nt prema jednadžbi:

$$\Delta E = [\bar{\epsilon}]Nt, \tag{3.18}$$

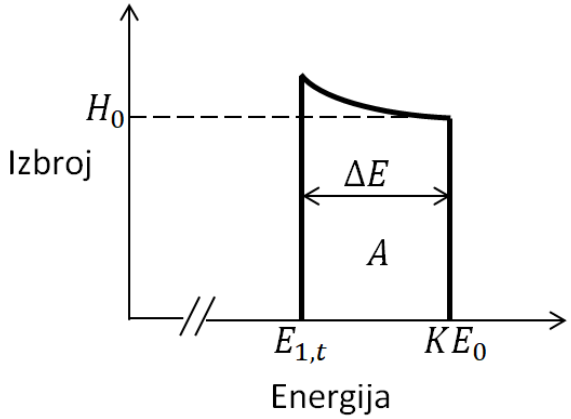
gdje se za dovoljno tanke filmove umjesto faktora specifične zaustavne moći u aproksimaciji srednje energije $[\bar{\epsilon}]$ može koristiti isti faktor izračunat u aproksimaciji energije površine $[\epsilon_0]$ (jednadžba 3.10). Poznavajući $[\bar{\epsilon}]$ i mjereći ΔE možemo odrediti broj atoma po jedinici površine filma Nt.

Ukupni broj događaja u spektru tankog filma A, tj. $\sum_i H_i$, zadan je formulom 3.14:

$$A = \sum_i \sigma(E_i)\Omega Q N \frac{\tau_i}{\cos\theta_1}. \tag{3.19}$$



Slika 3.7: Shematski prikaz raspršenja iona na dva kraja tankog filma ([1]).



Slika 3.8: Energijski spektar tankog filma ([1]).

U kontinuiranoj granici ($E_i \to E, \tau_i \to \mathrm{d}x$), za film debljine t, gornja formula postaje:

$$A = \frac{\Omega Q N}{\cos\theta_1} \int_0^t \sigma(E)\mathrm{d}x, \tag{3.20}$$

gdje je E energija netom prije raspršenja (E_0 umanjena za gubitak energije do mjesta raspršenja):

$$E = E_0 - \frac{Nx}{\cos\theta_1}\epsilon(\bar{E}_{\mathrm{in}}). \tag{3.21}$$

Ako poznajemo vezu E i x možemo odrediti ukupan broj događaja. Jednostavni slučaj je onaj kad je film toliko tanak da je energija iona koji prolazi kroz film približno jednaka E_0 (aproksimacije energije na površini, isprekidana linija u spektru na slici 3.8), pa prethodni integral iznosi $\sigma(E)t$, čime se dobija veza Nt i A:

$$(Nt)_0 = \frac{A_0}{\sigma(E_0)\Omega Q}\cos\theta_1. \tag{3.22}$$

Kod ne pretankih filmova, ion izgubi značajan dio energije prije raspršenja, pri čemu poraste udarni presjek za raspršenje na manjoj energiji, $\sigma(E) = \sigma(E_0)(E_0/E)^2$, što je predstavljeno punom linijom u spektru na slici 3.8. Kombinirajući jednažbe 3.20 i 3.21, uz pretpostavku konstantnog ϵ, dobiva se izraz za izbroj A:

$$A = \sigma(E_0)\Omega Q\frac{Nt}{\cos\theta_1}\left[1 - \frac{Nt\epsilon(\bar{E}_{\mathrm{in}})}{E_0}\right]^{-1}, \tag{3.23}$$

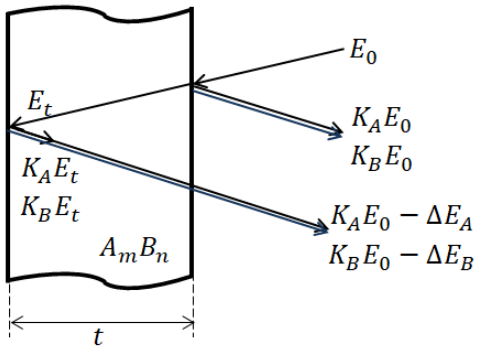
a odavde se invertirajući dobiva izraz za broj centara raspršenja po jedinici površine:

$$Nt = \frac{(Nt)_0}{1 + (Nt)_0 \epsilon(\bar{E}_{\text{in}})/E_0 \cos\theta_1}. \tag{3.24}$$

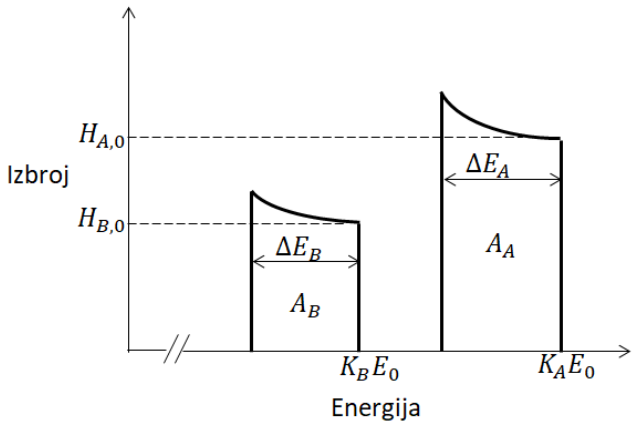
Dakle, jednadžbe 3.18 i 3.24 daju dva načina kojima se može odrediti broj atoma po jedinici površine tankog filma preko ukupnog broja događaja u spektru. U prvom slučaju nužno je poznavanje faktora specifične zaustavne moći, tj. same zaustavne moći ϵ, dok je informacija o geometriji (prostorni kut detekcije Ω) i ukupnom broju upadnih iona nepotrebna. U drugom slučaju je kalibriran sistem, tj. poznavanje Ω i Q, nužno, dok zaustavna moć ulazi u izračun samo kao korekcija. Kako je vrlo točno poznavanje zaustavne moći izuzetno rijetko, ukoliko je kalibracija postava bolja od nesigurnosti u iznosu zaustavne moći, drugi način je potencijalno točniji.

3.3.2 Višeatomni filmovi

U višeatomnoj meti projektil se raspršuje na atomima različite mase, što rezultira pojavljivanjem više vrhova u spektru jer energija raspršenog projektila ovisi o masi atoma mete. Shematski prikaz raspršenja iona na jednom dvoatomnom filmu (A_mB_n, m i n su brojevi atoma A i atoma B u molekulskoj jedinici A_mB_n) prikazan je na slici 3.9, a na slici 3.10 rezultirajući energijski spektar.



Slika 3.9: Shematski prikaz raspršenja iona na dva kraja tankog dvoatomnog filma [1].



Slika 3.10: Energijski spektar dvoatomnog tankog filma [1].

Za određivanje broja centara raspršenja N^{AB} (broj molekulskih jedinica A_mB_n) po jedinici površine nije moguće primijeniti izraz 3.18 jer se u ovom slučaju ne može odrediti faktor specifične zaustave moći zbog (uglavnom) nepoznate kompozicije

filma (i ako su A i B poznati, m i n ostaju nepoznati), stoga je potrebna analiza izbroja. Analogno monoatomnom filmu, energija projektila netom prije raspršenja je dana jednadžbom 3.21:

$$E = E_0 - \frac{N^{\mathrm{AB}} x}{\cos\theta_1} \epsilon^{\mathrm{AB}}(\bar{E}_{\mathrm{in}}), \tag{3.25}$$

dok je izbroj signala A i signala B u spektru dan jednadžbama:

$$A_{\mathrm{A}} = \frac{\Omega m Q N^{\mathrm{AB}}}{\cos\theta_1} \int_0^t \sigma_{\mathrm{A}}(E)\mathrm{d}x, \tag{3.26}$$

$$A_{\mathrm{B}} = \frac{\Omega n Q N^{\mathrm{AB}}}{\cos\theta_1} \int_0^t \sigma_{\mathrm{B}}(E)\mathrm{d}x. \tag{3.27}$$

Uz pretpostavku rutherfordskog udarnog presjeka ($\sigma(E) = \sigma(E_0)(E_0/E)^2$) mogu se podijeliti dva gornja izraza (integrirani dio se pokrati zbog iste energijske ovisnosti) i dobiti izraz za omjer m/n:

$$\frac{m}{n} = \frac{A_{\mathrm{A}}\sigma_{\mathrm{B}}(E_0)}{A_{\mathrm{B}}\sigma_{\mathrm{A}}(E_0)}. \tag{3.28}$$

Atome A i B može se identificirati iz desnih rubova energijskih spektara (na osnovi kinematičkog faktora), a nakon identifikacije izračunati udarne presjeke na E_0 i tako odrediti omjer m/n, tj. stehiometrijski udio pojedinih elemenata (relativan broj atoma pojedinih elemenata, ne kemijski sastav). Poznavajući m i n i vrstu atoma, može se izračunati ukupna specifična zaustavna moć $\epsilon^{\mathrm{AB}} = m\epsilon^{\mathrm{A}} + n\epsilon^{\mathrm{B}}$, i koristeći formule analogne onoj za jednoatomni film (3.24) odrediti broj atoma po jedinici površine za A atome ($N_{\mathrm{A}}^{\mathrm{AB}}$) i B atome ($N_{\mathrm{B}}^{\mathrm{AB}}$), uz uvjet kalibriranog sustava (Ω i Q poznati):

$$N_{\mathrm{A}}^{\mathrm{AB}} t = \frac{A_{\mathrm{A}}}{\sigma_{\mathrm{A}}(E_0)\Omega Q}\cos\theta_1 \left[1 + \frac{\epsilon^{\mathrm{AB}}(\bar{E}_{\mathrm{in}})(A_{\mathrm{A}}/m)}{\sigma_{\mathrm{A}}(E_0)\Omega Q E_0 \cos\theta_1}\right]^{-1}, \tag{3.29}$$

$$N_{\mathrm{B}}^{\mathrm{AB}} t = \frac{A_{\mathrm{B}}}{\sigma_{\mathrm{B}}(E_0)\Omega Q}\cos\theta_1 \left[1 + \frac{\epsilon^{\mathrm{AB}}(\bar{E}_{\mathrm{in}})(A_{\mathrm{B}}/n)}{\sigma_{\mathrm{B}}(E_0)\Omega Q E_0 \cos\theta_1}\right]^{-1}. \tag{3.30}$$

U slučaju više od dva različita atoma, račun je isti uz pretpostavku da vrijedi Braggovo pravilo (2.25).

Treba spomenuti i razlučivost dva vrha: kako film postaje deblji, energijski spektri pojedinih atoma se šire, sve dok se za neku graničnu debljinu ne preklope. Sa

slike 3.10, vrhovi A i B će biti razlučivi ako vrijedi:

$$\Delta E_{\mathrm{A}} \leq (K_{\mathrm{A}} - K_{\mathrm{B}})E_0. \tag{3.31}$$

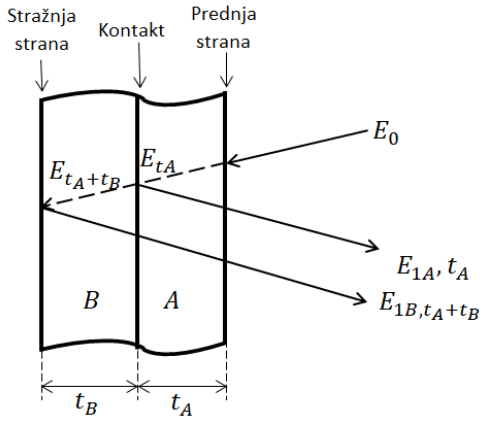
Granična debljina, za koju se vrhovi preklapaju, dobije se uvrštavanjem (3.31) u (3.18):

$$N^{\mathrm{AB}}t = \frac{(K_{\mathrm{A}} - K_{\mathrm{B}})E_0}{[\epsilon]_{\mathrm{A}}^{\mathrm{AB}}}. \tag{3.32}$$

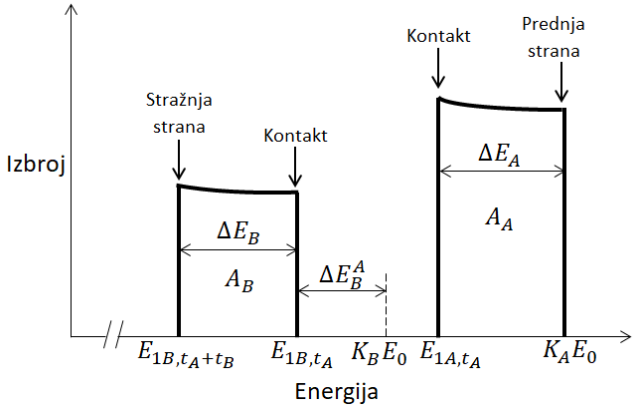
Iz ovog izraza vidljivo je da se malo preklapanje dva vrha može riješiti povećanjem energije snopa E_0 (uz uvjet da $[\epsilon]_{\mathrm{A}}^{\mathrm{AB}}$ sporije opada s povećanjem E_0).

3.3.3 Višeslojni filmovi

U EBS spektrometriji uzorci su često u obliku višeslojnih tankih filmova. Na slici 3.11 se nalazi shema raspršenja iona na dvoslojnom filmu (atomi vrste A u prednjem sloju, a vrste B u stražnjem sloju), a na slici 3.12 se nalazi rezultirajući energijski spektar.



Slika 3.11: Shematski prikaz raspršenja iona na dvoslojnom tankom filmu [1].

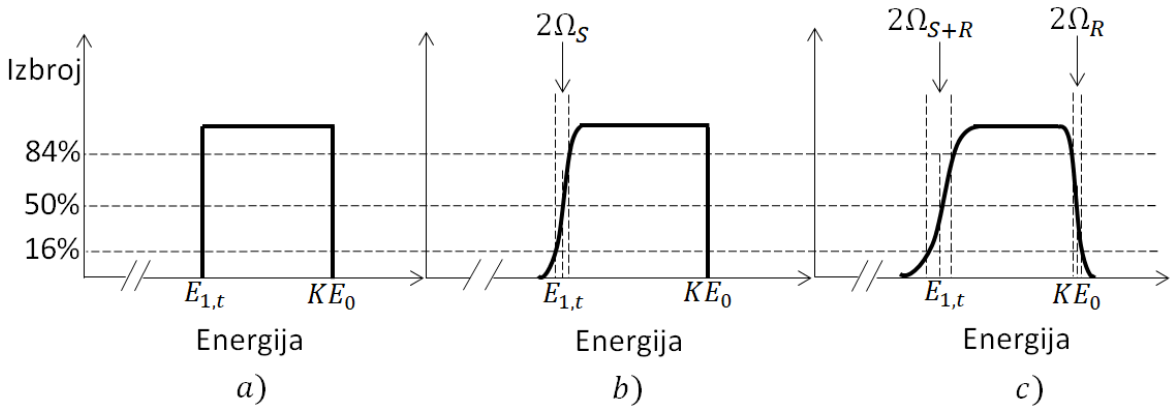


Slika 3.12: Energijski spektar dvoslojnog tankog filma [1].

Za prednji sloj A analiza je ista kao u prethodnim potpoglavljima. Kod stražnjeg sloja B dolazi do promjene: desni kraj spektra sloja B (onaj koji odgovara raspršenjima na prednjem kraju sloja B) nije na energiji $K_{\mathrm{B}}E_0$, nego je energija desnog kraja umanjena za $\Delta E_{\mathrm{B}}^{\mathrm{A}}$, zbroj energije koju upadni snop izgubi prolaskom kroz prednji sloj A i energije koju raspršena čestica izgubi ponovnim prolaskom kroz prednji sloj na putu ka detektoru.

3.4 *Realni EBS spektar*

U prethodnim primjerima energijskih spektara izbroj je na krajevima spektra imao oštre rubove, tj. nagli pad sa 100 % na 0% (slika 3.13a).



Slika 3.13: a) Idealni energijski spektar tankog filma, zanemarujući rasap energije i razlučivost sistema. b) Spektar istog filma modificiran utjecajem rasapa energije. c) Spektar istog filma s uračunatim utjecajem rasapa energije i razlučivosti sustava [1].

U stvarnosti, takav idealizirani slučaj ne postoji. Niskoenergijski kraj spektra, koji odgovara raspršenju sa stražnje strane tankog filma, "razmazan" je, tj. proširen, zbog statističkih fluktuacija u gubitku energije projektila pri prolasku kroz film prije i poslije raspršenja (energijski rasap). S druge strane, desni kraj spektra, koji odgovara raspršenju s prednje strane filma, nije proširen jer projektil ne prolazi kroz metu. Spektar tankog filma s uračunatim faktorom energijskog rasapa prikazan je na slici 3.13b. Nadalje, dodatno širenje spektra izazvano je konačnom razlučivošću eksperimentalnog sustava. Razlučivost detektora, šum u elektroničkom lancu, širina prostornog kuta pokrivenog detektorom te konačna širina prostornog i energijskog profila snopa određuju širinu rezultirajućeg energijskog spektra, a za razliku od energijskog rasapa utječu na širinu oba kraja energijskog spektra. Energijske raspodjele nastale zbog energijskog rasapa i konačne razlučivosti sustava najčešće se opisuje gausijanima (Bohrova teorija za energijski rasap), pa je proširenost spektra zbog navedenih faktora kvantitativno opisana standardnom devijacijom Ω (širina Ω_S zbog energijskog rasapa, a Ω_R zbog konačne razlučivosti sustava na slici 3.13). Ukupnu standardnu devijaciju računa se prema formuli:

$$\Omega_{UK}^2 = \Omega_S^2 + \Omega_R^2 = \Omega_S^2 + \Omega_{det}^2 + \Omega_{el}^2 + ..., \tag{3.33}$$

gdje je Ω^2_{det} standardna devijacija raspodjele nastale zbog razlučivosti detektora, a Ω^2_{el} zbog elektroničkog šuma. Dakle, u kvadrat ukupne standardne devijacije ulaze kvadratično doprinosi od svih pojedinih faktora. Zbog toga je najveći doprinos često i jedini bitan.

3.5 ERDA spektar

ERDA (eng. Elastic Recoil Detection Analysis) ili analiza detekcijom elastično izbijenih čestica je metoda analize materijala (određivanje dubinskih profila) proučavanjem spektara izbijenih atoma mete. Fizikalni koncepti u temelju ove metode su jednaki onima za EBS metodu. Projektil ulazi u metu, gubi energiju prolaskom kroz metu i na određenoj dubini izbija atom mete, koji, također, prolaskom kroz metu do detektora gubi energiju. Umjesto kinematičkih faktora i udarnog presjeka za raspršenje projektila koriste se odgovarajući izrazi za izboj (jednažbe 2.3 i 2.6). Za razliku od raspršenja unatrag, gdje je $M_{\text{projektil}} < M_{\text{meta}}$, u ERDA metodi najčešće vrijedi $M_{\text{projektil}} > M_{\text{meta}}$. Dva problema postoje kod ERDA spektara koji se ne nalaze u EBS spektrima. U EBS spektru je energija detektiranog projektila bila izravno povezana s dubinom u meti iz koje je projektil raspršen, dok u ERDA spektru energija detektiranog izbijenog atoma mete ovisi o dubini u meti iz koje je izbijen, ali i o masi tog atoma. Stoga atomi različite mase, na različitim dubinama, mogu u energijskom spektru dati signal na istoj energiji. Drugi problem je česta nemogućnost razlikovanja projektila i izbijene čestice mjerenjem same energije. Ovaj problem je moguće rješiti postavljanjem pogodne apsorbirajuće folije ispred detektora koja zaustavlja teške projektile, a propušta lake atome mete. Drugi mogući način je i odabir pogodnog kuta raspršenja (projektil ima maksimalni kut raspršenja kad ima veću masu od atoma mete). Za rješavanje prvog, težeg problema, koriste se različite metode koje uključuju mjerenje količine gibanja detektiranih čestica (TOF ERDA, eng. Time of Flight ERDA), mjerenje Z-ovisnog gubitka energije ($\Delta E - E$ tehnika), koincidencijske tehnike i dr [2].

4 Eksperimentalni postav i proces mjerenja

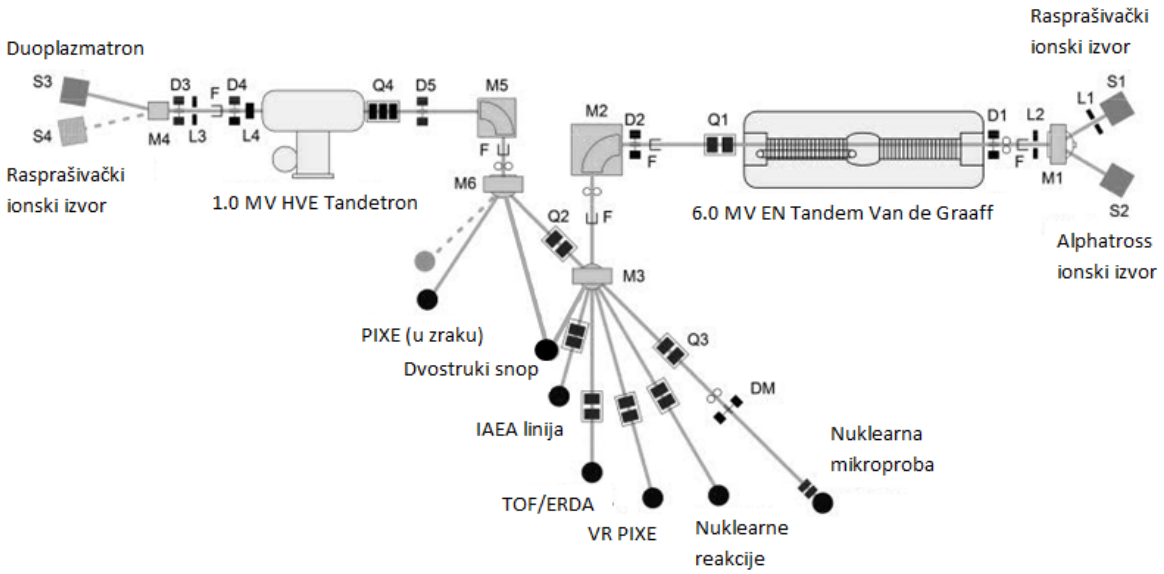
Mjerenja u sklopu izrade ovog diplomskog rada urađena su u Laboratoriju za interakcije ionskih snopova na Institutu Ruđer Bošković (IRB-u).

4.1 Akceleratorski sustav i nuklearna mikroproba

Laboratorij je opremljen s dva elektrostatska tandem akceleratora (6.0 MV HV EN Tandem Van de Graaff i 1.0 MV HVE Tandetron), te 8 eksperimentalnih linija (slika 4.1).

EN Tandem Van de Graaff akcelerator je opremljen s tri ionska izvora: Alphatross - radiofrekventni izvor s izmjenom naboja za He negativne ione, raspršivački izvor SNICS-40 za različite vrste negativnih iona (H, Li, B, C, O, Si, Cl, Cu, Br, Au, itd.), te raspršivački ionski izvor za rijetke snopove izgrađen na IRB-u.

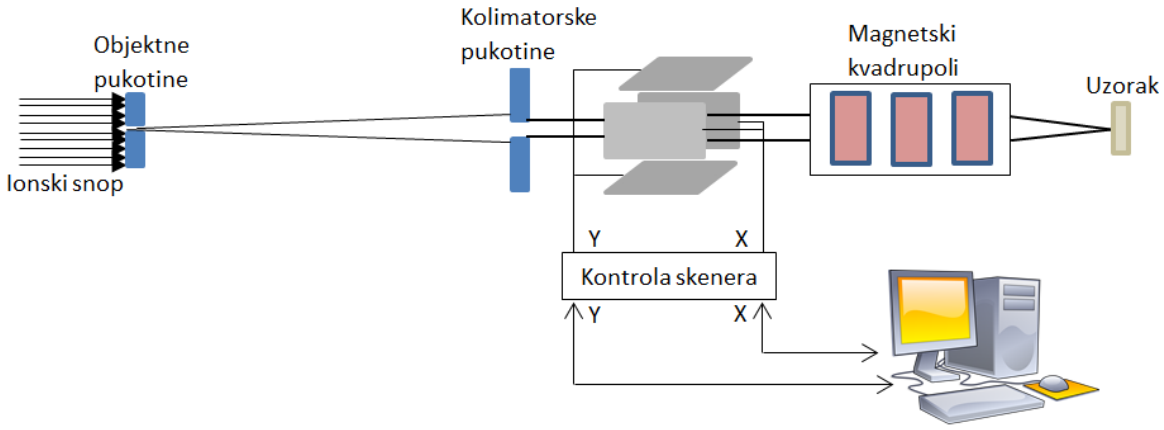
Tandetron akcelerator je opremljen s dva ionska izvora: Duoplazmatron s direktnom ekstrakcijom negativnih iona (za vodik), te raspršivački izvor SNICS za ostale ione (npr. Li, C, O, Si).



Slika 4.1: Shema akceleratorskog sustava i eksperimentalnih linija u Laboratoriju za interakcije ionskih snopova na Institutu Ruđer Bošković.

Za mjerenja prezentirana u ovom radu ionski snopovi su dobiveni iz Tandem Van de Graaff akceleratora, a od eksperimentalnih linija korištena je nuklearna mikroproba. Ionski izvori (u našem slučaju SNICS-40) daju negativno nabijene ione koji se ubrzavaju do terminala na sredini akceleratora, koji se nalazi na visokom

pozitivnom naponu. Na terminalu se pomoću tzv. *strippera*, mješavine plinova N_2 i CO_2 niskog tlaka, "skidaju" dva ili više elektrona s negativnih iona, čime oni postaju pozitivni i ponovo ubrzani od terminala prema drugom kraju akceleratora. Kako tijekom procesa skidanja elektrona postoji raspodjela vjerojatnosti nastanka pojedinih naboja iona, snop željenog naboja i energije selektira se pomoću analizatorskog dipolnog magneta (M2 na slici 4.1) nakon izlaza iz akceleratora i fokusiranja magnetskim kvadrupolskim lećama. Analizatorski magnet željeni snop skreće za 90° prema tzv. *switching* magnetu (M3 na slici 4.1), koj snop skreće u odabranu eksperimentalnu liniju. Shema nuklearne mirkoprobe je prikazana na slici 4.2.



Slika 4.2: Shema nuklearne mikroprobe.

Široki snop se prvo "odreže" objektnim pukotinama, a nakon toga dodatno kolimatorskim pukotinama. Fokusiranje snopa na mikrometarske dimenzije (otud ime eksperimentalne linije) provodi se sustavom elektromagnetskih kvadrupola (dublet, triplet ili kvintuplet, ovisno o snopu), a fokusirani snop pada na uzorak koji se nalazi u komori u visokom vakuumu. Struja snopa u komori (broj iona određenog naboja u jedinici vremena) se mjeri pomoću Faradayeve čašice. Korisno svojstvo ove mikroprobe je mogućnost dvodimenzionalnog mapiranja uzoraka pomoću skeniranog snopa. Snop se skenira po uzorku pomoću elektromagneta, čiju se struju, pa time i područje skeniranja, kontrolira računalno. Skenirano podučje ima oblik pravokutnika ($m \times n$ piksela), uz maksimalno skeniranje nešto veće od milimetra.

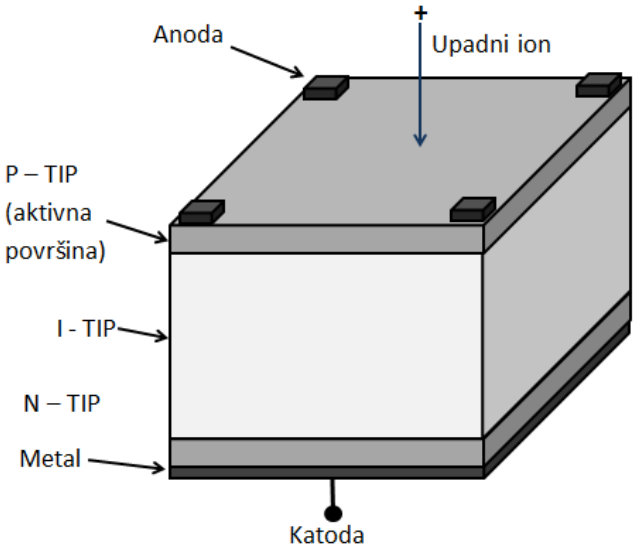
4.2 *Pozicijsko osjetljiva PIN dioda*

Za određivanje energije i pozicije iona korišten je dvodimenzionalni pozicijsko osjetljiv detektor (engl. position sensitive detector, PSD), tipa S2044, koji je proizvela

tvrtka Hamamatsu, prikazan na slici 4.3 [13]. PSD je u osnovi PIN dioda (slika 4.4): otporni P-tip sloj (sloj koji ima višak "šupljina") je formiran na visokootpornom N-tip sloju silicija (sloj s viškom elektrona). Izmedu P i N sloja se nalazi tzv. intrinsični silicijev sloj (sloj koji nema višak pozitivnih ili negativnih nositelja naboja) koji služi da se poveća aktivni sloj, tj. zona osiromašenja na spoju dva jako dopirana sloja.



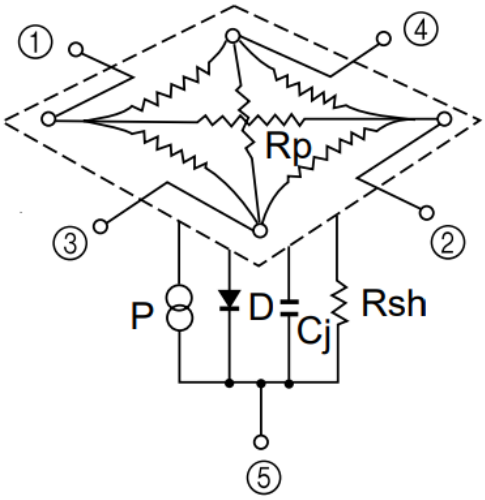
Slika 4.3: Korištena PIN (foto)dioda. Za potrebe ovog eksperimenta uklonjeno je zaštitno stakalce iznad aktivne površine diode [13].



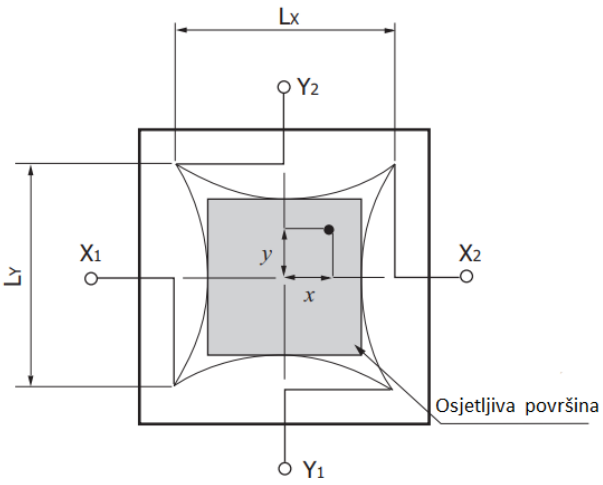
Slika 4.4: Skica 2D pozicijsko osjetljive PIN diode.

Izvorna namjena ove PIN diode je detekcija svjetlosti, pa je za potrebe ovog eksperimenta precizno uklonjen stakleni prozor ispred aktivnog sloja diode. Upadom iona (nabijene čestice) na aktivni sloj detektora (kvadrat stranica 4.7×4.7 mm^2) dolazi do stvaranja elektron-šupljina parova koji pod utjecajem električnog polja idu u suprotnim smjerovima prema elektrodama i zbog gibanja na njima induciraju električnu struju. Shema ekvivalentnog strujnog kruga diode zajedno s položajem elektroda je prikazana na slici 4.5.

Dioda je korištena u zapornom načinu rada (u kojem se proširuje područje osiromašenja), gdje se pozitivni napon iznosa 80 V dovodio na elektrodu (katodu) spojenu na N-sloj diode. Dodatno, u svakom vrhu četverostrane diode nalazi se po jedna elektroda (anoda), spojena na P-sloj diode. Signal nastao upadom iona se ovisno o poziciji upadnog iona raspodjeljuje na te četiri anode. Mjereći električni signal na tim anodama, integrirajući skupljeni naboj nabojno osjetljivim pretpojačalom, moguće je izračunati položaj upada iona - koordinate (x, y) u odnosu na centar diode



Slika 4.5: Shema ekvivalentnog strujnog kruga korištene PIN diode. Oznake: P = generator struje, D = idealna dioda, C_j = kapacitet spoja, R_{sh} = "shunt" otpornik, R_p = pozicionirajući otpornik [13].



Slika 4.6: Shematski prikaz aktivnog sloja diode i položaj x i y koordinata.

(slika 4.6) računaju se koristeći formule:

$$\frac{(I_{X2}+I_{Y1})-(I_{X1}+I_{Y2})}{I_{X1}+I_{X2}+I_{Y1}+I_{Y2}} = \frac{2x}{5.7\text{ mm}}, \tag{4.1}$$

$$\frac{(I_{X2}+I_{Y2})-(I_{X1}+I_{Y1})}{I_{X1}+I_{X2}+I_{Y1}+I_{Y2}} = \frac{2y}{5.7\text{ mm}}. \tag{4.2}$$

Nazivnik u prethodnim formulama je suma signala iz sve četiri anode i odgovara energiji upadnog iona.

4.3 *Postav i proces mjerenja*

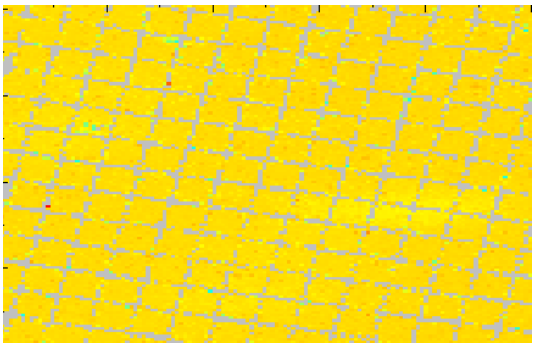
4.3.1 Karakterizacija diode

U prvom skupu mjerenja, u kojima je mjerena prostorna i energijska rezolucija detektora, dioda (bez staklenog prozora) je postavljena na nosač u fokus snopa, okomito na smjer upada snopa. Signali iz četiri anode su spojeni na nabojno osjetljivo pretpojačalo s četiri ulaza, koje služi za integriranje i pojačanje naboja generiranog u detektoru. Signali iz pretpojačala su odvedeni na četiri pojačala koji preoblikuju i dodatno pojačavaju signale. Iz pojačala signali se vode na ADC jedinice, koje odbacuju preniske signale (u razini šuma), a signale iznad praga diskriminatora konver-

tiraju u digitalne signale, amplitudu analognog signala pretvarajući u kanal ADC jedinice. ADC jedinice se spajaju s računalom gdje se pomoću programa *Spector* kontrolira skupljanje podataka.

Nakon završetka mjerenja, u *Spector*-u se generira datoteka u kojoj se nalaze svi detektirani signali u pojedinim ADC-ovima sa zabilježenom visinom elektroničkog pulsa i vremenom detekcije signala. Pomoću vremenskog zapisa signala, naknadno je izvršeno izdvajanje samo koincidentnih događaja (odabran je vremenski prozor od 5 µs): ako je u sva četiri ADC-a unutar vremenskog intervala od 5 µs detektiran signal, tada je izračunata energija i pozicija upadnog iona.

Snop je skeniran preko diode da bi se izbjeglo oštećenje diode zbog prevelikog broja implantiranih iona po jedinici površine. Napravljena su skeniranja 835×835 µm^2 (128×128 piksela), 13×835 µm^2 (2×128 piksela) i 835×13 µm^2 (128×2 piksela). Veličina skeniranog područja je određena postavljanjem bakrene mrežice poznatih dimenzija (400 zareza po inču) ispred konvencionalnog poluvodičkog detektora: ionski snop se skenira preko bakrene mrežice, a detektiraju se samo oni ioni koji prođu kroz rupe na mrežici (pozicija se očitava iz pozicije skenera), pa se na taj način u *Spector*-u dobije slika mrežice (slika 4.7). Iz slike mrežice, poznavanjem dimenzija mrežice, određuje se veličina piksela, a time i skeniranog područja. Korišten je snop $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV.



Slika 4.7: Slika mrežice u detektoru (400 zareza po inču) iz koje je određena veličina skeniranog područja.

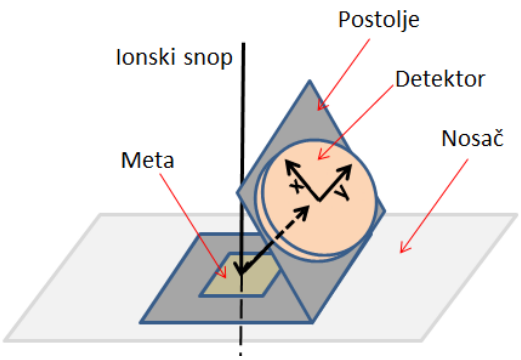
4.3.2 Raspršenja u stražnje i prednje kutove

U drugom skupu mjerenja cilj je bio dobiti spektre elastičnog raspršenja u prednje i stražnje kutove za više kombinacija snopa i meta. Kod mjerenja raspršenja u stražnje kutove, meta i detektor su postavljeni u komoru na nosač prikazan shematski na slici 4.8, kao i na slici 4.9. Dioda se nalazila na postolju koje je bilo nagnuto pod kutom od $60°$ u odnosu na metu. Poznavajući udaljenost točke upada snopa na metu do podnožja nagnutog postolja (9.3 mm), udaljenost centra diode od podnožja

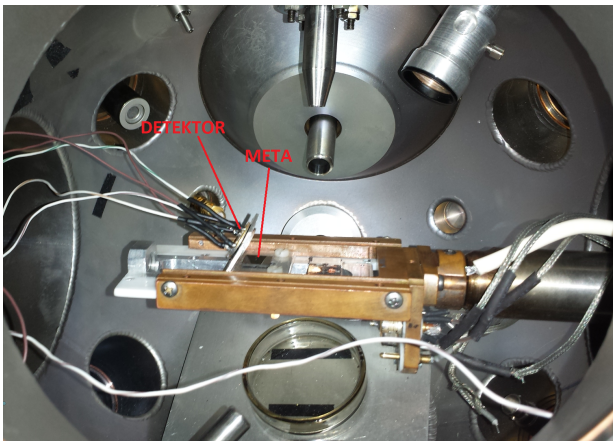
nagnutog postolja (7.4 mm za metu Au, a 7.7 mm za C foliju, zbog različite debljine podloge za prvu i drugu metu) i (x,y)-koordinatu na diodi moguće je bilo svakom dijelu diode pridružiti pripadni kut raspršenja i udaljenost tog dijela diode od mjesta raspršenja.

Zbog teškoće točnog mjerenja prethodno navedenih udaljenosti (nepouzdanost do 1 mm), postojala je određena nesigurnost u određivanju kuta raspršenja (nepouzdanost od 1 mm uzrokuje nepouzdanost u određivanju kuta za 5°). Određivanje približno točnog kuta olakšano je uspoređivanjem pozicije minimuma u izmjerenom spektru Mottovog raspršenja i poznavanjem kuta na kojem se nalazi minimum iz udarnog presjeka za Mottovo raspršenje.

U slučaju mjerenja raspršenja u prednje kutove, nosač s metom i detektorom je zarotiran (situacija kao na slici 4.8, u slučaju kada snop dolazi odozdo).



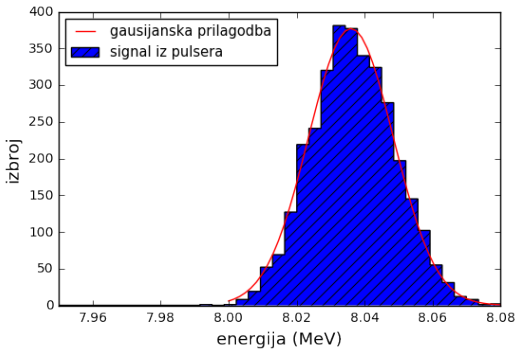
Slika 4.8: Shematski prikaz položaja diode i mete u vakuumskoj komori prilikom mjerenja raspršenja u stražnje kutove.



Slika 4.9: Fotografija postava u vakuumskoj komori prilikom mjerenja raspršenja u stražnje kutove.

Signali iz četiri anode su ponovo vođeni u isto pretpojačalo s četiri ulaza, ali su izlazi iz pretpojačala sada obrađivani digitalnim sustavom za prikupljanje podataka. Caen N6781, višekanalni analizator, prima istovremeno četiri analogna signala iz nabojno osjetljivog pretpojačala, digitalizira ih i nakon toga pomoću trapezoidnog filtera oblikuje signal, određuje mu visinu i zapisuje je u jedan od 16000 kanala, a sprema i vrijeme pojave signala. Za komunikaciju sa sustavom za prikupljanje podataka, tj. optimizaciju parametara obrade signala i samo pokretanje skupljanja podataka, korišten je program *MC2Analyzer*.

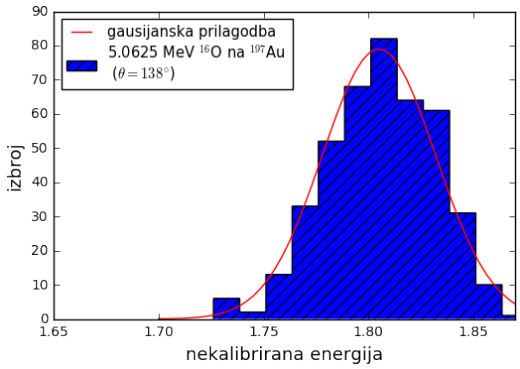
Iznos elektroničkog šuma je izmjeren analizom signala iz pulsera, uređaja koji daje signal dobro definirane visine, a širine određene šumom u elektroničkom lancu kroz koji signal prolazi. Signal iz pulsera je spojen kao testni signal na pretpojačalo, a promatrani su signali iz četiri izlaza iz pretpojačala, za svaku od anoda. Zbroj signala iz četiri anode je prikazan na slici 4.10, gdje je skala visine pulsa kalibrirana u energijsku - puna širina na pola maksimuma (eng. full width at half maximum - FWHM) iznosi 30 keV. Približno isti iznos elektroničkog šuma je bio prisutan u prvom skupu mjerenja.



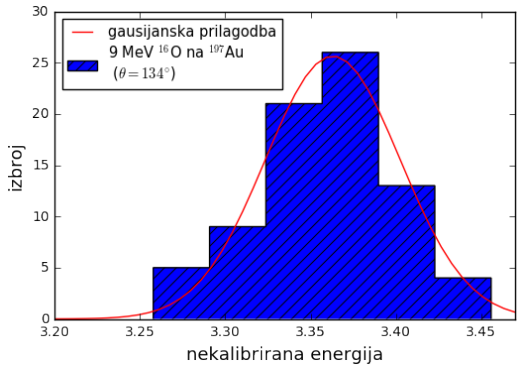
Slika 4.10: Određivanje elektroničkog šuma iz širine spektra signala iz pulsera, za skup mjerenja EBS spektara.

Izmjereni su sljedeći spektri: raspršenje $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV i $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na ^{197}Au debljine 10 nm (u stražnje kutove); raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na C foliji debljine 20 µg/cm^2 i raspršenje $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV na istoj foliji (u prednje kutove). Struje snopa iznosile su oko 10 pA, osim u slučaju raspršenja $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV, gdje je struja bila red veličine manja.

Za energijsku kalibraciju korištena su dva vrha - prvi iz spektra jednog piksela za raspršenje ^{16}O energije 5.0625 MeV na ^{197}Au (slika 4.11), a drugi iz spektra jednog piksela za ^{16}O - ^{197}Au raspršenje za projektil energije 9 MeV (slika 4.12).



Slika 4.11: Kalibracijski vrh iz jednog spektra jednog piksela (200×200 µm^2) na kutu $138°$ za raspršenje ^{16}O energije 5.0625 MeV na ^{197}Au.



Slika 4.12: Kalibracijski vrh iz jednog spektra jednog piksela (500×500 µm^2) na kutu $134°$ za raspršenje ^{16}O energije 9 MeV na ^{197}Au.

Na temelju poznavanja kinematičkih faktora za određeni kut raspršenja, kalibri-

rana je energijska skala. Prije energijske kalibracije, napravljena je kalibracija kanala višekanalnog analizatora pomoću pulsera (određena je veza visine signala iz pulsera i kanala) da bi se otklonio utjecaj različito definiranih parametara obrade signala iz pojedine anode. Veza energije i sume pulserom kalibririranih kanala iznosi: $E(\text{MeV}) = 1.93 \times \text{suma kanala} + 0.326$.

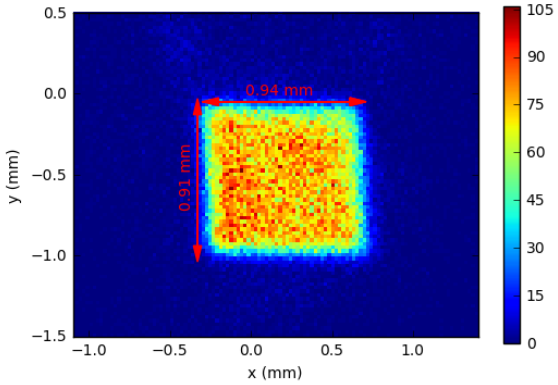
5 Rezultati i analiza mjerenja

U ovom poglavlju izneseni su rezultati i analiza dva skupa mjerenja - određivanje razlučivosti detektora i mjerenje spektara elastičnog raspršenja.

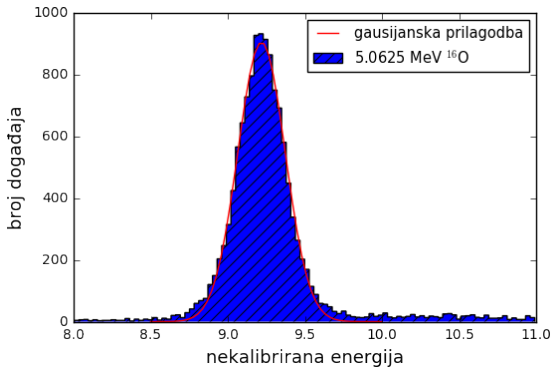
5.1 Karakterizacija diode

Dioda je, postavljena u fokus, skenirana snopom $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV.

5.1.1 Energijska razlučivost diode



Slika 5.1: Raspodjela broja događaja - kvadratni sken (835×835 μm^2). Slika skeniranog područja je nešto veća (940×910 μm^2) zbog konačne prostorne rezolucije diode.



Slika 5.2: Histogram energije za područje skenirano snopom $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV.

Na slici 5.1 nalazi se prikaz slike skeniranog područja u diodi. Pozicije upadnih iona izračunate su prema formulama 4.1 i 4.2, a energija kao suma signala u sve četiri anode. Iako je skeniranje bilo kvadratno, slika u diodi, zbog male razlike u prostornoj rezoluciji u x i y smjeru, ima oblik pravokutnika. Iz srednjeg dijela skeniranog područja produciran je energijski spektar (slika 5.2) gausijanskog oblika širine određene razlučivošću sustava (razlučivost same diode uvećana za šum u elektroničkom lancu). Kako nije korištena druga energija snopa, nije moguće izvršiti kalibraciju spektra, ali uz pretpostavku da je u nultom kanalu i energijska nula, dobijena širina gausijana (FWHM $= 3.9\%$) odgovara energiji 200 keV.

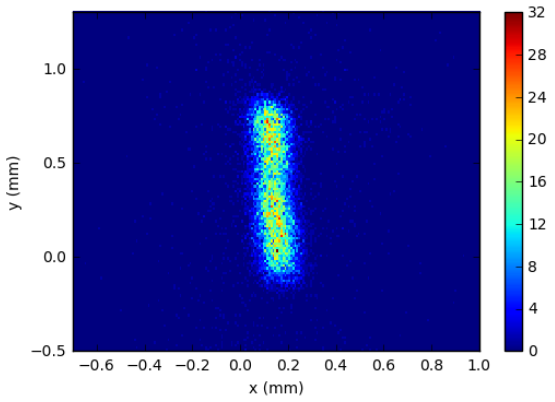
U drugom skupu mjerenja, energijska razlučivost je izračunata iz širine spektra iz jednog piksela (malo područje diode, npr. slika 4.11) i iznosi (125 ± 2) keV (u središnjem dijelu diode). Razliku je moguće objasniti različitim obradom signala

(u prvom skupu mjerenja analogna, u drugom digitalna). Izmjerena razlučivost je približno i razlučivost samog detektora, jer elektronički šum od 30 keV zanemarivo utječe na ukupnu razlučivost (jer se zbrajaju kvadrati pojedinih doprinosa).

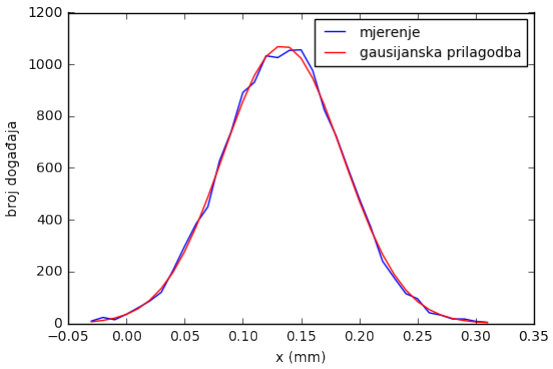
Izmjerenu energijsku razlučivost valja usporediti s energijskom razlučivosti konvencionalnih detektora za mjerenje EBS i ERDA spektara. Razlučivost silicijskih detektora s površinskom barijerom za ione ^{16}O u rasponu energija $2 - 10$ MeV iznosi $60 - 90$ keV ([14], [15]), dok je razlučivost plinskih ionizacijskih detektora za iste ione u istom rasponu energije nešto bolja: $40 - 60$ keV ([16]). Dakle, energijska razlučivost Hamamatsu S2044 detektora je nešto lošija od konvencionalnih detektora za EBS i ERDA metodu, ali istog reda veličine.

5.1.2 Prostorna razlučivost diode

Na slici 5.1 se vidi da postoji prostorni interval u kojem broj detektiranih događaja opada s maksimuma prema minimalnom izvan skeniranog područja. Da bi odredili prostornu razlučivost u x i y smjeru urađeni su linijski skenovi snopom u oba smjera (slike 5.3 i 5.5).



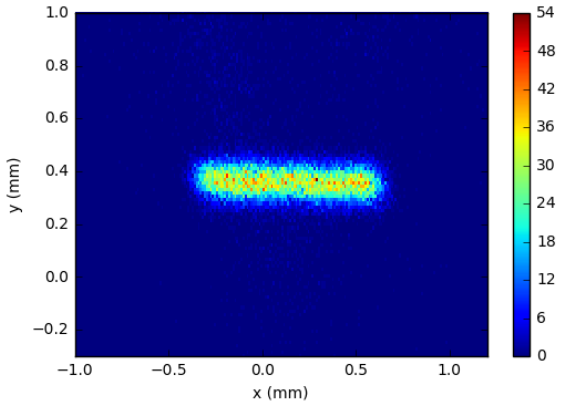
Slika 5.3: Raspodjela broja događaja - linijski sken u y-smjeru (13×835 μm^2) za određivanje rezolucije u x-smjeru.



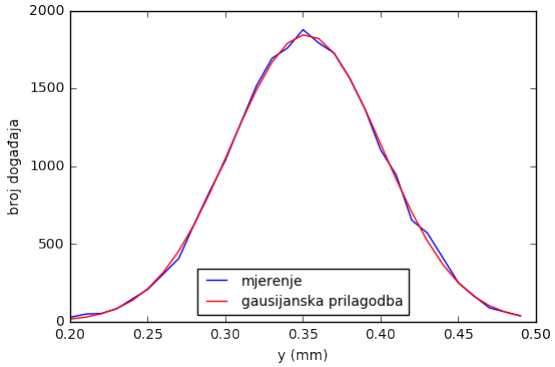
Slika 5.4: Broj događaja u x-smjeru sa slike 5.3 i pripadna gausijanska prilagodba, iz čije je širine (FWHM) određena prostorna rezolucija u x-smjeru.

Zbog konačne prostorne razlučivosti, linijski sken od 13 μm je u diodi proširen, a raspodjela intenziteta je gausijan (slike 5.4 i 5.6). FWHM gausijana odgovara prostornoj razlučivosti diode, i iznosi (120 ± 1) μm u x-smjeru i (115 ± 1) μm u y-smjeru.

Prostorna razlučivost diode može se iskazati kao kutna razlučivost u postavu ovog eksperimenta: 120 μm odgovara kutnoj razlučivosti od $0.7°$, što je zadovolja-



Slika 5.5: Raspodjela broja događaja - linijski sken u x-smjeru (835×13 µm^2) za određivanje rezolucije u y-smjeru.



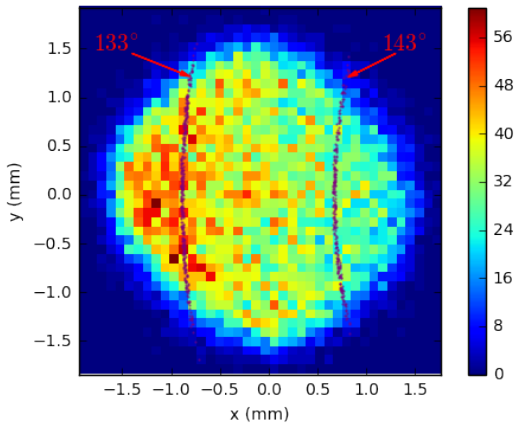
Slika 5.6: Broj događaja u y-smjeru sa slike 5.5 i pripadna gausijanska prilagodba, iz čije je širine (FWHM) određena prostorna rezolucija u y-smjeru.

vajuće za ova mjerenja.

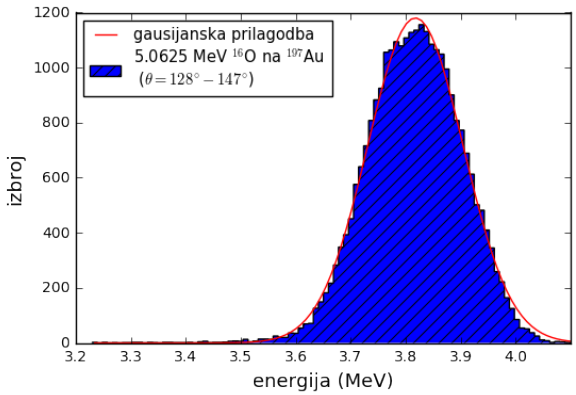
5.2 *Raspršenje ^{16}O na ^{197}Au u stražnje kutove*

Na slici 5.7 je prikazan broj događaja po pikselu u detektoru za raspršenje $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV na 10 nm ^{197}Au. Iako je aktivna površina diode 4.7×4.7 mm^2, zbog niskog omjera signala i šuma diskriminatorom su odbačeni niski signali u pojedinim anodama (prikazani su samo oni događaji kod kojih je signal u svim anodama istovremeno bio iznad praga), pa je efektivna aktivna površina diode manja. Na slici su označene i točke koje odgovaraju kutovima od $133°$ i $143°$ - kut raspršenja se povećava u pozitivnom smjeru x-osi, a konstantan je po blago zakrivljenim krivuljama po y-osi. Iz udarnog presjeka za ovo raspršenje (slika 2.5) očekuje se smanjenje broja događaja od manjeg prema većem kutu raspršenja, što je i vidljivo na slici.

Energijski spektar u mjerenom rasponu kutova ($128° - 147°$) prikazan je na slici 5.8. Kako je meta tanka, vidljiva su oba kraja mete u energijskom spektru (desni kraj spektra odgovara raspršenju s površine mete, a lijevi kraj raspršenju sa stražnje strane mete). Širina spektra zadana je s više faktora: debljinom same mete, tj. gubitkom energije $^{16}O^{3+}$ prolaskom kroz metu, rasapom energije zbog statističkih fluktuacija u gubitku energije, razlučivošću detektorskog sustava te rasponom mjerenih kutova raspršenja. U tablici 5.1 navedeni su relevantni podaci za ovo raspršenje: specifična zaustavna moć, rasap energije i razlika u gubitku energije zbog kuta raspršenja $E_0[K(\theta_{\min}) - K(\theta_{\max})]$.



Slika 5.7: Raspodjela broja događaja u detektoru za raspršenje $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV na 10 nm ^{197}Au.



Slika 5.8: Energijski spektar za raspršenje $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV na 10 nm ^{197}Au na mjerenom rasponu kutova.

$^{16}O^{3+}/^{16}O^{4+}$ na 10 nm ^{197}Au	$E = 5.0625$ MeV	$E = 9$ MeV
Debljina mete (10^{15} at./cm^2)	59	
Spec. zaustavna moć (eV/10^{15} at./cm^2)	719.878	794.112
Gubitak energije kroz cijelu metu (keV)	42.428	46.839
Energijski rasap kroz metu (keV FWHM)	9.321	12.587
Razlika u gubitku energije na maks. i min. kutu raspršenja (keV)	138.7	246.5

Tablica 5.1: Podaci o gubitku energije snopa za raspršenje ^{16}O na 10 nm ^{197}Au za dvije energije snopa [12].

Vidljivo je da je razlučivost detektora (125 keV) dominantan faktor u odnosu na gubitak energije kroz metu i energijski rasap. Sama širina (ovdje i dalje u tekstu širina znači FWHM) dobivenog spektra iznosi (204 ± 1) keV (iako zbog širokog vrha spektra gausijanska prilagodba nije idealna, napravljena je zbog ocjene širine spektra) i primarno je određena razlučivošću detektora i rasponom kutova raspršenja. Na prvi faktor nije bilo moguće utjecati, ali je bilo moguće napraviti korekciju širine spektra u odnosu na raspon kutova.

Korekcija je napravljena na način da je površina diode podijeljena na mrežu kvadratnih piksela. U svakom pikselu produciran je energijski spektar, koji ima oblik gausijana čija je širina, zbog dobro definiranog kuta raspršenja, primarno određena razlučivošću diode (u slučaju savršene razlučivosti širina bi bila određena debljinom mete), kao spektar na slici 4.11. Svi ti pojedinačni spektri su onda korigirani na određeni kut, tj. piksel na diodi. Spektru u pojedinom pikselu je gausijanskom prilagodbom određena pozicija maksimuma, a zatim je cijeli spektar pomaknut za razliku energije između centra tog gausijana i centra gausijana energijskog spektra

na koji se pomiču svi spektri na diodi. Dodatno, svakom podjeljku spektra iz pojedinog piksela je napravljena i korekcija izbroja, zbog razlike u udarnom presjeku i prostornom kutu u odnosu na piksel na koji se korigira spektar. Ako korigiramo spektar piksela o na kutu θ_o (kut centra piksela) i udaljenosti od mjesta upada snopa na metu r_o (udaljenost centra piksela), na piksel k, na kutu θ_k i udaljenosti od mjesta upada snopa na metu r_k, tada će energija $E_{o,i}$ i izbroj $H_{o,i}$ podjeljka i u spektru o nakon korekcije iznositi:

$$E_{kor,i} = E_{o,i} + E_k^{\mathrm{c}} - E_o^{\mathrm{c}}, \tag{5.1}$$

$$H_{kor,i} = H_{o,i} \frac{\sigma(\theta_k)}{\sigma(\theta_o)} \frac{r_o^2}{r_k^2}, \tag{5.2}$$

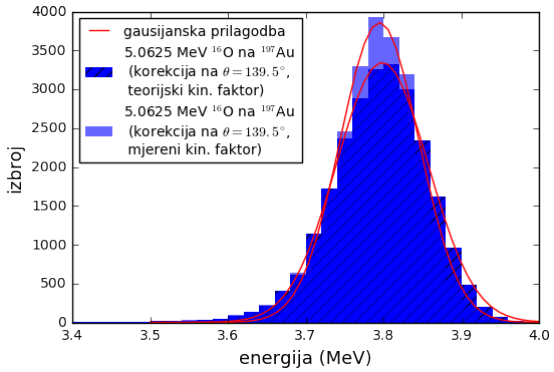
gdje je E_o^{c} centar gausijanske prilagodbe spektra u o-tom pikselu, a E_k^{c} centar gausijanske prilagodbe spektra u k-tom pikselu. Nakon korekcije svakog pojedinog spektra na isti piksel i sume svih tih spektara, širina novog spektra bi trebala biti određena gubitkom energije u meti, energijskom rasapom i razlučivošću sustava, dok bi faktor različitog kuta raspršenja trebao biti neutraliziran. Iz tog novog spektra na točno određenom kutu raspršenja i prostornom kutu, moguće je odrediti sastav i debljinu mete prema izrazima u poglavlju 3.

Odabrane veličine piksela su varirale ovisno o mjerenju (red veličine prostorne razlučivosti diode, a dovoljno velik da postoji zadovoljavajuća statistika u svakom pikselu): 100×100 μm^2 (raspršenje ^{12}C na C foliji), 200×200 μm^2 (raspršenje ^{16}O na C foliji i raspršenje ^{16}O energije 5.0625 MeV na Au) ili 500×500 μm^2 (raspršenje ^{16}O energije 9 MeV na Au). Razlike kutova raspršenja iona na dva kraja piksela iznose redom: $0.6°$, $1.2°$ i $3°$. Za te intervale kutova promjene kinematičkog faktora su male ($1 - 2$ %, vidi slike 2.2, 2.3 i 2.4), kao i promjene udarnog presjeka ($1 - 7$ %, vidi slike 2.5, 2.6 i 2.7). Unutar piksela varira i udaljenost od mjesta upada snopa na metu, tj. od mjesta raspršenja (do 2 %). Zamjena intervala vrijednosti ovih veličina vrijednostima u centru piksela unosi malu grešku u postupak korekcije.

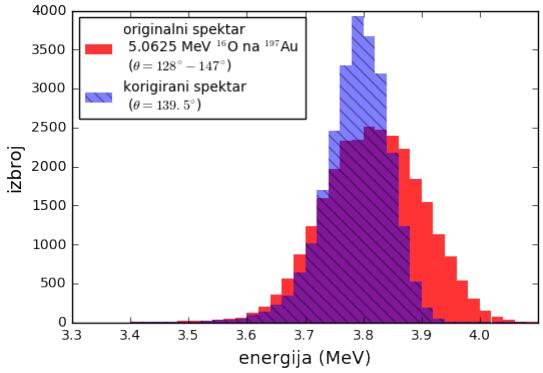
Ovakav jednodnostavan način korekcije je valjan u granici tankih filmova, gdje svakom pojedinom podjeljku energijskog spektra u nekom pikselu odgovara raspršenje iz odgovarajućeg sloja filma u *isti* kut. Ova pretpostavka ne vrijedi za deblje mete, kada je energijski spektar u nekom pikselu kombinacija doprinosa raspršenja s različitih slojeva filma u *različit* kut.

Provedbom ove jednostavne korekcije, u načelu dobijamo isti rezultat kao da je mjerenje rađeno u konvencionalnom postavu (mjerenje spektara na dobro definiranom prostornom kutu). Dobitak od ove metode (mjerenje na širokom prostornom kutu, pa naknadna korekcija spektara) je smanjeno vrijeme skupljanja dovoljnog broja događaja u spektru, kao i kraća izloženost uzorka ionskom snopu (manja destruktivnost metode). U konvencionalnom postavu za mjerenje EBS i ERDA spektara, detektor tipičnog promjera 4 mm je postavljen na udaljenost 100 mm od mete, tj. detektor pokriva prostorni kut iznosa 0.00126 sr. U ovom postavu, gdje je detektor puno bliže uzorku (središte detektora udaljeno 8.6 mm od mjesta upada snopa na metu), a efektivna površina detektora (zbog odbacivanja elektroničkog šuma manja od aktivne površine) ista ili nešto manja od one u konvencionalnom postavu, pokriveni prostorni kut je oko 100 puta veći. Za jednaku struju snopa (u ovom eksperimentu oko 10 pA) u ovom postavu skupi se oko 100 puta više događaja u istom vremenskom intervalu nego u konvencionalnom postavu za mjerenje EBS i ERDA spektara.

Za gornje raspršenje uzeti su pikseli veličine 200×200 μm^2, a spektri iz pojedinih piksela su korigirani na piksel na kutu $139.5°$. Rezultat je prikazan na slici 5.9, a na slici 5.10 je prikazana usporedba korigiranog i originalnog spektra.



Slika 5.9: Korekcija izmjerenog spektra raspršenja $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV na 10 nm ^{197}Au na piksel na kutu $139.5°$.

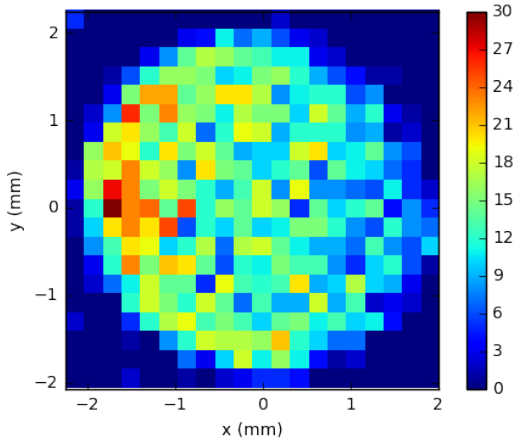


Slika 5.10: Usporedba izmjerenog spektra u rasponu kutova raspršenja s korigiranim spektrom za raspršenje $^{16}O^{3+}$ energije 5.0625 MeV na 10 nm ^{197}Au.

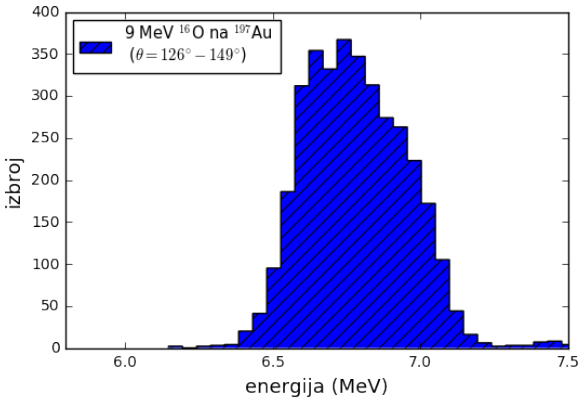
Širina novog spektra iznosi (119 ± 2) keV, tj. svedena je na razlučivost diode. Na istoj slici prikazana je i korekcija napravljena na način analogan prethodno opisanom, ali, umjesto korištenja eksperimentalnih energija za pomicanje spekara (centri gausijanskih prilagodbi), korištene su teorijske energije (kinematički faktor u cen-

tru piksela puta energija upadnog snopa). Širina spektra je veća nego za prethodni postupak: (140 ± 2) keV. U slučaju dobre geometrijske kalibracije postava (svakoj točki diode, tj. svakom pikselu pridružen točan prostorni kut i kut raspršenja) ovi rezultati bi morali biti jednaki. Kako je u ovom postavu postojala nezanemariva nepouzdanost izmjerenog kuta raspršenja ($\pm 5°$) i udaljenosti mjesta raspršenja od pojedinog dijela diode (± 1 mm), rezultati dva postupka se ne podudaraju u potpunosti. Za ostala raspršenja prikazani su rezultati samo prvog postupka.

Mjerenje je napravljeno i za snop $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na istoj meti, a rezultati su prikazani na slikama 5.11 i 5.12.



Slika 5.11: Raspodjela broja događaja u detektoru za raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na 10 nm ^{197}Au.

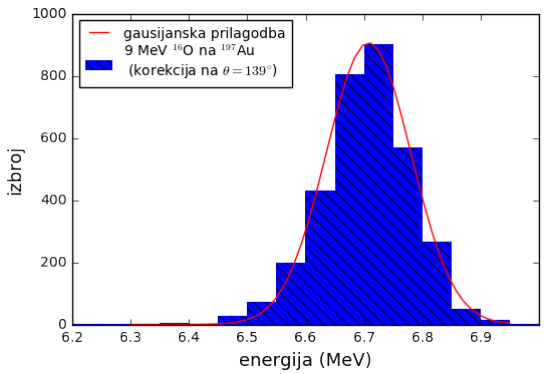


Slika 5.12: Energijski spektar za raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na 10 nm ^{197}Au na mjerenom rasponu kutova.

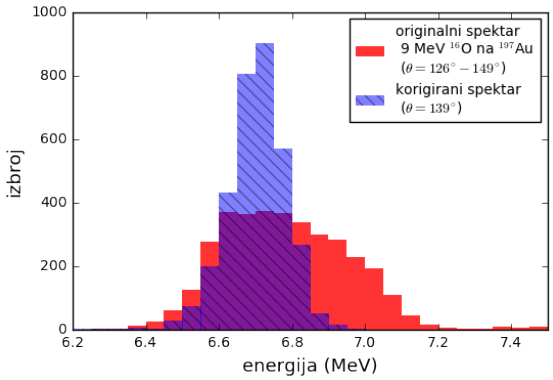
Na slici 5.11 je vidljivo da je područje gdje su detektirani događaji (efektivna površina detektora) veće nego kod snopa energije 5.0625 MeV, iako je diskriminator niskih signala u oba slučaja bio namješten na istu vrijednost. Jedno objašnjenje je da kada ion upada daleko od neke anode dio elektron-šupljina parova se rekombinira na putu k anodi, stoga ion premale energije neće stvoriti signal u toj anodi, a detektirani su samo ioni s koincidentnim signalima u svim anodama. Druga mogućnost je postojanje tzv. mrtvog sloja detektora što dovodi do iste posljedice.

Originalni spektar je širi od spektra za energiju 5.0625 MeV zbog većeg raspona gubitka energija na krajnjim kutovima (vidi tablicu 5.1), dok su ostali parametri (zaustavna moć i rasap) podjednaki. Kako je struja snopa bila dosta manja nego u slučaju snopa energije 5.0625 MeV, skupljen je 10 puta manji broj događaja. Kako bi u svakom pikselu imali dovoljnu statistiku, za obradu i korekciju spektara područje

diode je podijeljeno na piksele veličine 500×500 μm^2. Rezultati korekcije su prikazani na slikama 5.13 i 5.14. Širina spektra nakon korekcije iznosi (171 ± 3) keV. Kako je površina piksela veća, a time veća i neodređenost kuta na kojem se nalazi piksel, pa i greške u korekciji, širina dobivenog spektra je nešto veća od razlučivosti sustava.



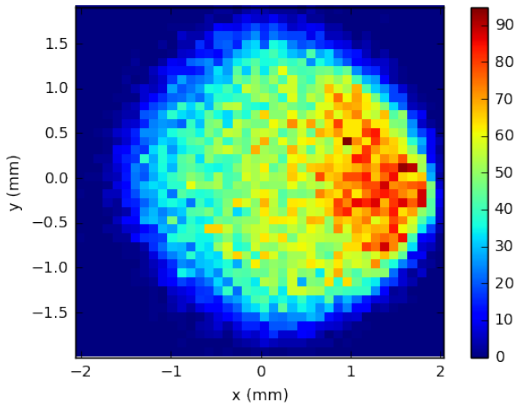
Slika 5.13: Korekcija izmjerenog spektra raspršenja $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na 10 nm ^{197}Au na piksel na kutu $139°$.



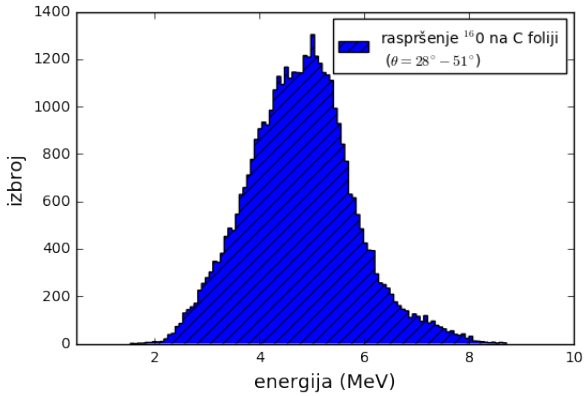
Slika 5.14: Usporedba izmjerenog spektra u rasponu kutova raspršenja s korigiranim spektrom za raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na 10 nm ^{197}Au.

5.3 *Raspršenje ^{16}O na C foliji u prednje kutove*

Kod raspršenja u prednje kutove meta je bila ugljikova (C) folija debljine 20 μg/cm^2 (88.2 nm). Prostorna raspodjela broja događaja u detektoru za raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na toj meti nalazi se na slici 5.15, a pripadni energijski spektar na slici 5.16. Kod raspršenja u prednje kutove kut se povećava od većih prema manjim vrijednostima na x-osi, pa je zato slika broja događaja zrcalna u odnosu na raspršenja u stražnje kutove. Ono što predstavlja problem u odnosu na mjerenja u stražnje kutove je detektiranje i izbijenih čestica mete (vidi udarni presjek na slici 2.6), pa zbog toga spektar na slici 5.16 nema oblik širokog gausijana, jer na spektru se ne može razlučiti raspršene atome ^{16}O od izbijenih atoma ugljika (sastav folije prirodnog ugljika je 98.9% ^{12}C i 1.1% ^{13}C). Ipak, na slici 2.3 se vidi da je kinematički faktor za izbijene atome (^{12}C) na cijelom mjerenom rasponu kutova različit (tj. veći) od kinematičkog faktora za raspršeni ^{16}O, pa se stoga u energijskom spektru svakog piksela dva vrha moraju razlučiti. Upravo se to vidi na slici 5.17, gdje su dva vrha jasno razdvojena (spektar više energije odgovara detektiranim izbijenim atomima). Ta činjenica je iskorištena za korekciju spektara mreže piksela na odabrani piksel.

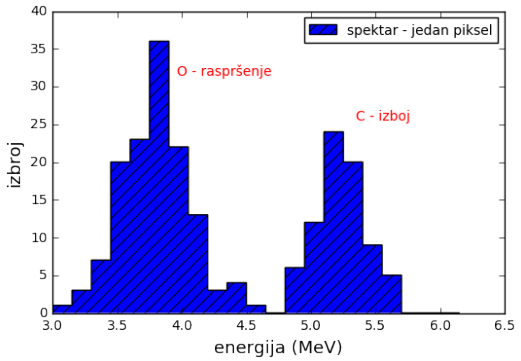


Slika 5.15: Raspodjela broja događaja u detektoru za raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na C foliji debljine 20 µg/cm^2.

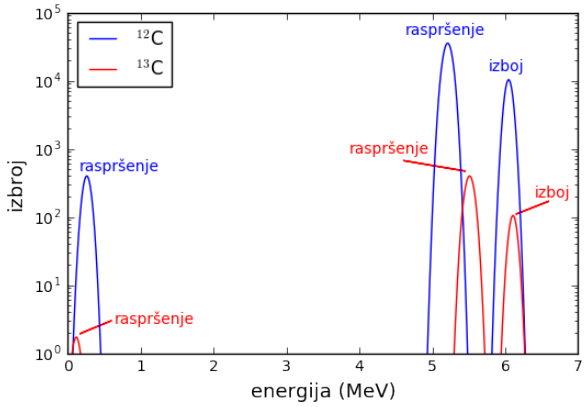


Slika 5.16: Energijski spektar za raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na C foliji debljine 20 µg/cm^2 za mjereni raspon kutova.

U svakom pikselu je napravljena gausijanska prilagodba za dva vrha (za početnu procjenu centra vrhova korišteni su odgovarajuću kinematički faktori za raspršenje i izboj), a energije podjeljaka su korigirane kao i prije, uz to što je postupak napravljen odvojeno za raspršene i izbijene atome. Za dio ukupnog spektra u pojedinom pikselu koji pripada raspršenim atomima uzet je interval $\pm 3\sigma$ oko centra gausijanske prilagodbe za raspršene atome (σ je standardna devijacija gausijanske prilagodbe), a analogno i za izbijene atome mete. Za korekciju visine spektra u pojedinom pikselu koji dolazi od raspršenih ^{16}O korišten je odgovarajući izraz za udarni presjek za raspršenje (formula 2.5), dok je za ^{12}C korišten izraz za udarni presjek za izboj (formula 2.6).



Slika 5.17: Energijski spektar u jednom pikselu (200 × 200 µm^2) za raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na C foliji debljine 20 µg/cm^2.



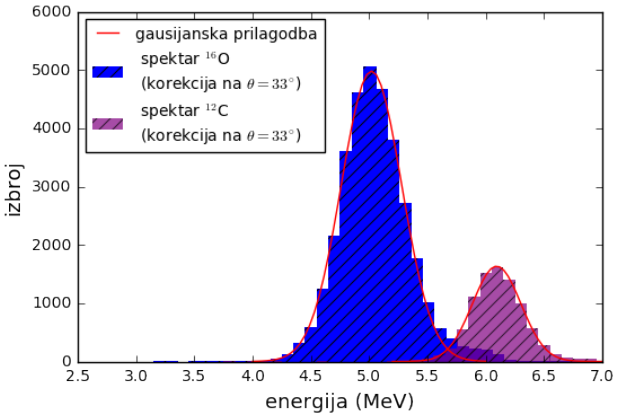
Slika 5.18: Spektar (log. skala) raspršenja $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na C foliji debljine 20 µg/cm^2 na kutu 33°, simuliran u programu SIMNRA.

meta: 20 µg/cm^2 C folija	$^{16}O^{4+}$, $E = 9$ MeV	$^{12}C^{3+}$, $E = 10$ MeV
Debljina mete (10^{15} at./cm^2)	1003	
Spec. zaustavna moć ($eV/10^{15}$ at./cm^2)	200.152	125.875
Gubitak energije kroz cijelu metu	200.537	126.154
Energijski rasap kroz metu (keV FWHM)	36.835	28.923
Razlika u gubitku energije na maks. i min. kutu raspršenja (MeV)	5.05	3.83

Tablica 5.2: Podaci o gubitku energije snopa za raspršenje $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV i $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV na 20 µg/cm^2 C foliji [12].

Na slici 5.18 nalazi se spektar za gornje raspršenje za kut raspršenja 33° simuliran programom SIMNRA. Uočavaju se dva istaknuta vrha, intenzivniji odgovara atomima ^{16}O raspršenim na ^{12}C atomima, a desni, više energije, izbijenim ^{12}C atomima. Omjer udarnih presjeka za ta dva vrha na $\theta = 33°$ iznosi 4.17. Vidljivi su i niskointenzivni vrhovi koji dolaze od atoma ^{16}O raspršenih na ^{13}C i izbijenih ^{13}C (niski intenzitet zbog vrlo malog udjela izotopa ^{13}C u meti). U korekciji spektra je zanemaren doprinos tog izotopa. Prisutni su i vrhovi niske energije (oko 250 keV) i malog intenziteta koji odgovaraju drugom rješenju izraza za kinematički faktor raspršenja (vidi sliku 2.3). Taj vrh nije vidljiv u izmjerenom spektru jer se nalazi ispod praga diskriminatora.

U tablici 5.2 navedeni su iznosi specifične zaustavne moći i rasapa za ovo raspršenje. Vidljivo je da su iznosi gubitka energije i energijski rasap veći nego u slučaju raspršenja na ^{197}Au (zbog deblje mete), pa bi širina spektra za istu razlučivost detektorskog sustava (125 keV) na dobro definiranom kutu raspršenja bila nešto veća nego za raspršenje u stražnje kutove (SIMNRA-om simuliran spektar daje širinu od 170 keV za vrh raspršenog ^{16}O i 130 keV za vrh izbijenog ^{12}C). Iz nepoznatog razloga, razlučivost je kod mjerenja u prednje kutove bitno pogoršana. Širina vrhova je u pikselima (npr. na slici 5.17) iznosila 400

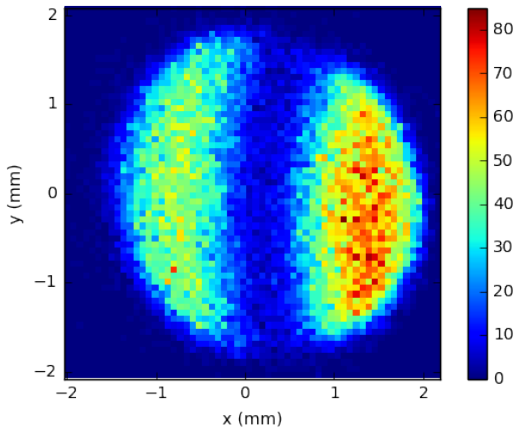


Slika 5.19: Korekcija izmjerenog spektra raspršenja $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na C foliji debljine 20 µg/cm^2 na piksel na kutu 33°.

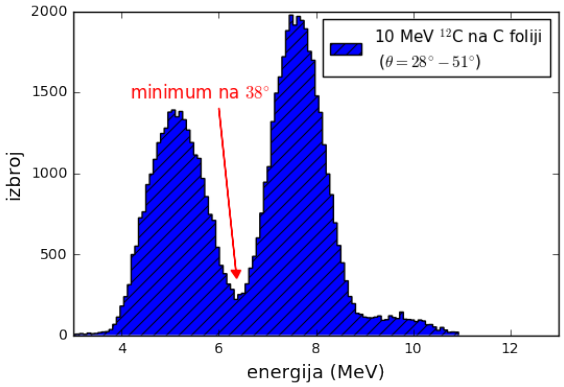
- 600 keV (kod mjerenja u stražnje kutove od 120 do 140 keV), stoga je širina vrhova u korigiranom spektru bila u potpunosti određena (lošom) razlučivošću sustava.

Na slici 5.19 nalazi se spektar korigiran na piksel na 33°. Korekcija je urađena samo za ione detektirane na kutu do 47° (zbog divergiranja udarnog presjeka za raspršene atome blizu maksimalnog kuta raspršenja, što se vidi na slici 2.6). Može se uočiti da su (za razliku od originalnog spektra za raspon kutova) razdvojeni vrh raspršenog ^{16}O i izbijenog ^{12}C. Širine spektara su na nivou razlučivosti: (613 ± 8) keV za ^{16}O i (492 ± 5) keV za ^{12}C. Zbog odstupanja u određivanju točnih kutova, položaji centara spektara malo odstupaju od očekivanih (slika 5.18). Omjer izbroja u dva vrha iznosi 3.7 (očekivani omjer je 4.17).

5.4 *Raspršenje ^{12}C na C foliji u prednje kutove*



Slika 5.20: Raspodjela broja događaja u detektoru za raspršenje $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV na C foliji debljine 20 µg/cm^2.

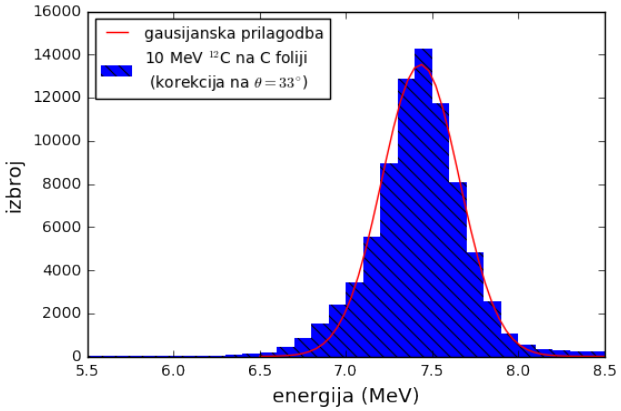


Slika 5.21: Energijski spektar za raspršenje $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV na C foliji debljine 20 µg/cm^2 za mjereni raspon kutova.

Na kraju, na slikama 5.20 i 5.21 nalaze se rezultati raspršenja $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV-a na C foliji debljine 20 µg/cm^2. Ponašanje udarnog presjeka u zadanom kutu je prikazano na slici 2.7: očekivani minimum centriran na kutu 38° vidljiv je na slici 5.20, a isti minimum je vidljiv i u energijskom spektru na slici 5.21. Na slici 2.4 se vidi da su kinematički faktori za raspršeni i izbijeni atom ^{12}C u cijelom kutnom intervalu jednaki, pa su dva vrha i minimum u spektru isključivo posljedica oscilacija u udarnom presjeku, tj. vjerojatnosti raspršenja. U spektru se mogu vidjeti i događaji koji imaju energiju oko 10 MeV (do na razlučivost detektora), što je energija upadnog

snopa, pa vjerojatno odgovaraju neraspršenim ionima iz primarnog snopa kojih je mali broj iz nepoznatog razloga detektiran.

Kako je kinematički faktor jednak za raspršene i izbijene atome, prilikom korekcije nije bilo potrebno razlikovati iste, pa je postupak dosta pojednostavljen (kao kod raspršenja u stražnje kutove). Na isti način kao i prije urađena je korekcija spektara u mreži piksela (100×100 μm^2), a rezultat se nalazi na slici 5.22. Širina korigiranog spektra iznosi (530 ± 8) keV, tj. odgovara razlučivosti detektora (koja je, kao i za raspršenje ^{16}O u prednje kutove, pogoršana). Drugi doprinos širini spektra, energijski rasap, je red veličine manji (tablica 5.2).



Slika 5.22: Korekcija izmjerenog spektra raspršenja $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV na C foliji debljine 20 μg/cm^2 na piksel na kutu $33°$.

6 Zaključak

U ovom radu prikazani su rezultati mjerenja energijskih spektara elastičnih raspršenja u stražnje i prednje kutove pomoću dvodimenzionalne pozicijsko osjetljive PIN diode, koja omogućuje mjerenje energije i pozicije upadnog iona. Taj detektor je korišten da se izbjegne jedan od nedostataka konvencionalnih EBS i ERDA metoda: malen prostorni kut pokriven detektorom i, posljedično, dugo vrijeme potrebno za skupljanje dovoljne statistike u spektru, te moguće oštećenje uzorka. Približavanjem pozicijsko osjetljivog detektora meti povećan je prostorni kut detektora (oko sto puta) i time skraćeno vrijeme snimanja spektara, ali je u isto vrijeme očuvana i informacija o kutu raspršenja.

Izmjerena energijska razlučivost (125 keV) je nešto lošija, ali istog reda veličine kao razlučivost konvencionalnih detektora EBS i ERDA metoda, dok je izmjerena prostorna razlučivost diode (120 μm) dovoljno dobra za korištenu metodu analize rezultata.

Kako su originalni energijski spektri izmjerenih raspršenja suma spektara na različitim prostornim kutovima i kutovima raspršenje, njihova širina je veća od širine energijskog spektra na dobro definiranom kutu (konvencionalne EBS i ERDA metode). Korištenjem teorijskih izraza za kinematičke faktore i udarne presjeke raspršenja i izboja, napravljena je korekcija originalnih spektara tako da su spektri iz svih dijelova diode korigirani na odabrani kut. Za raspršenje $^{16}O^{3+}$ energije 5 MeV na 10 nm Au širina korigiranog spektra je svedena na energijsku razlučivost diode (koja je bila, u ovim mjerenjima, dominantan faktor u odnosu na elektronički šum i energijski rasap). Kod raspršenja $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na 10 nm Au korekcija je nešto lošija zbog male statistike snimljenog spektra (kao posljedica premale struje snopa). Kod raspršenja $^{16}O^{4+}$ energije 9 MeV na 20 μg/cm^2 ugljikovoj foliji u prednje kutove korekcijom su razdvojeni vrhovi raspršenog ^{16}O i izbijenog ^{12}C, koji su u originalnom spektru bili djelomično preklopljeni. U ovom dijelu eksperimenta energijska razlučivost detektora je iz nepoznatog razloga znatno pogoršana (oko 500 keV), pa je širina korigiranog spektra svedena na tu pogoršanu razlučivost. Za korekciju zadnjeg mjerenog spektra, raspršenja $^{12}C^{3+}$ energije 10 MeV na istoj ugljikovoj foliji, korišten je Mottov udarni presjek koji (za razliku od klasičnog rutherfordskog) uključuje kvantne doprinose zbog neraspoznatljivosti projektila i mete.

Poslije napravljene korekcije, širina spektra je na nivou (pogoršane) razlučivosti diode.

Napravljena korekcija vrijedi u granici tankih filmova (koji su bili mete u ovim mjerenjima). Za deblje mete, kod kojih spektar u nekom malom dijelu korištene diode ne bi imao dobro definirani kut raspršenja, korekcija bi bila dosta složenija. Točnost metode ovisi i geometrijskoj kalibraciji sustava, koja u ovim mjerenjima nije bila zadovoljavajuća, ali koju je moguće poboljšati: pridruživanje svakom dijelu diode točnog kuta raspršenja i prostornog kuta nužni je uvjet vjerodostojnosti dobivenih rezultata.

Literatura

[1] Chu, W.; Mayer, J.W.; Nicolet, M.A. Backscattering Spectrometry. San Diego : Academic Press, 1978.

[2] Tirira, J.; Serruys, Y.; Trocellier, P. Forward Recoil Spectrometry: Applications to Hydrogen Determination in Solids. New York : Plenum Press, 1966.

[3] Goldstein, H.; Poole, C.; Safko, J. Classical Mechanics. 3rd ed. : Addison Wesley, 2001.

[4] Bromley, D.A.; Kuehner, J.A.; Almqvist, E. Elastic Scattering of Identical Spin-Zero Nuclei. // Phys. Rev. Vol 123., 3(1961), str. 878-893.

[5] Wong, S.S.M. Introductory Nuclear Physics. 2nd ed. Weinheim : WILEY-VCH Verlag Gmbl I & Co. KGaA, 2004.

[6] L'Ecuyer, J.; Davies, J.A.; Matsunami, N. HOW ACCURATE ARE ABSOLUTE RUTHERFORD BACKSCATTERING YIELDS . // Nucl. Instr. and Meth., 160(1979), str. 337-346.

[7] Mayer, M. Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS): Workshop on Nuclear Data for Science and Technology: Materials Analysis. Trieste, 2003. St. 59-80.

[8] Andersen, H. H.; Besenbacher, F.; Loftager, P.; Möler, W. Large-angle scattering of light ions in the weakly screened Rutherford region. // Phys. Rev. A. Vol 21, 6(1980), str. 1891-1901.

[9] Bozoian, M. A useful formula for departures from Rutherford backscattering. // Nucl. Instr. and Meth B., 82(1991), str. 602-603.

[10] Leo, W.R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 1987.

[11] Ziegler, J.F. et al. SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010). // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 268(2010), str. 1818-1823.

[12] Mayer, M. SIMNRA User's Guide. Report IPP 9/113. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997.

[13] Two-dimensional PSD S2044, (21.5.2018), https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/alpha/P/4010/4156/S2044/.

[14] Siketić, Z.; Bogdanović Radović, I. Energy resolution measurement and application of the F series ORTEC SSB detector in TOF-ERDA spectrometry. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 296(2013), str. 78-81.

[15] Hincrichsen, P. F.; Hetherington, D.W.; Gujrathi, S.C.; Cliche, L.; Heavy-ion energy resolution of SSB detectors. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 45(1990), str. 275-280.

[16] Mallepell, M.; Döbeli, M; Suter, M. Annular gas ionization detector for low energy heavy ion backscattering spectrometry. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 267(2009), str. 1193-1198.