Provjera mjerenih udarnih presjeka za 12C(p,p)12C,16O(p,p)16O i natSi (p,p)natSi reakcije

Obajdin, Nevena

Master's thesis / Diplomski rad

2016

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:217:482499

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

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

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Nevena Obajdin

PROVJERA MJERENIH UDARNIH PRESJEKA ZA $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ REAKCIJE

Diplomski rad

Zagreb, 2016.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: PROFESOR FIZIKE

Nevena Obajdin

Diplomski rad

Provjera mjerenih udarnih presjeka za $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakcije

Voditelj diplomskog rada: dr.sc. Zdravko Siketić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

4. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2016.

Zahvale

Zahvaljujem se mentoru dr.sc. Zdravku Siketiću na svoj pomoći koju mi je pružio prilikom izrade ovog rada, kao i dr.sc. Ivi Bogdanović-Radović na svim savjetima. Hvala i ostalim zaposlenicima Laboratorija za interakcije ionskih snopova Instituta Ruđer Bošković na pomoći i dobrom društvu.

Posebno se zahvaljujem svojim roditeljima i ostatku obitelji na bezuvjetnoj podršci koju su mi pružali tijekom svih ovih godina.

Sadržaj

Sažetak i
Abstract ii
1 Uvod 1
2 Teorijski model 2
2.1 Kinematika elastičnog raspršenja 2
2.2 Vjerojatnost raspršenja 3
2.3 Odstupanje od rutherfordskog udarnog presjeka 4
2.4 Reakcije složenom jezgrom 5
2.5 Gubitak energije iona kroz materijal 7
2.6 Energijsko rasipanje (straggling) 8
2.7 EBS spektar 10
2.8 Baza podataka udarnih presjeka i zaustavnih moći 16
3 Eksperimentalni uređaj 22
3.1 Sustav za ubrzavanje iona 22
3.2 Eksperimentalna komora 23
4 Priprema meta 24
5 Mjerenje 27
6 Rezultati 29
6.1 Odstupanje od mjerenog udarnog presjeka za $^{12}C(p,p)^{12}C$ 33
6.2 Odstupanje od mjerenog udarnog presjeka za $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ 39
6.3 Odstupanje od mjerenog udarnog presjeka za $^{16}O(p,p)^{16}O$ 48
7 Zaključak 57
8 Metodički dio: Rutherfordov eksperiment 58
8.1 Uvod 58
8.2 Priprema nastavnog sata 60
9 Literatura 67

Sažetak

Elastično raspršenje unatrag (eng. *Elastic Backscattering Spectrometry, EBS*) jedna je od metoda za dubinsko profiliranje elemenata koja se bazira na međudjelovanju brzih nabijenih čestica MeV-skih energija sa jezgrama atoma u meti. Kako bi se dubinski profil mete što preciznije odredio važno je, između ostalog, poznavati točne udarne presjeke za danu reakciju čestice i mete.

Pregledom baze podataka izmjerenih udarnih presjeka, vidljivo je da među njima još uvijek postoje velika odstupanja čak i za iste kuteve raspršenja u istom području energije. Da bi se prevladao taj problem izračunati su teorijski udarni presjeci koji kombiniraju teorijske nuklearne modele s postojećim izmjerenim podacima te se zbog toga zovu ocijenjeni udarni presjeci (eng. *evaluated cross sections*). U ovom radu napravljena su mjerenja koja provjeravaju koliko točno ocijenjeni udarni presjeci mogu interpretirati eksperimentalne podatke. U tu svrhu koristile su se debele mete dobro poznatog sastava te su se provjeravali udarni presjeci za elastično raspršenje protona na jezgrama ugljika, kisika i silicija, tj. za za $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakcije za tri stražnja kuta raspršenja (118°, 150°, 165°) i energije od 1 do 3.5 MeV. Izmjereni spektri usporedili su se sa teorijskim spektrima dobivenim korištenjem ocijenjenih udarnih presjeka. Iz toga su doneseni zaključci u kojem energijskom rasponu i za koji kut raspršenja izračunati udarni presjeci dobro opisuju eksperiment, tj. koliko su pouzdani.

Benchmarking of measured cross sections for $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ and $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reactions

Abstract

Elastic Backscattering Spectrometry (EBS) is one of the Ion Beam Analysis (IBA) techniques that can be used for depth profiling of elements in the sample. It is based on the interaction of fast charged particles of MeV energies with atomic nuclei. In order to precisely determine the target depth profile it is important, among other things, to have a reliable cross sections for the used reaction.

From the measured cross sections database it is clear that large differences still exist between different sets of measured data for one reaction even for the same scattering angle and energy span. To overcome this problem, evaluated cross sections were produced combining theoretical nuclear models and available measured data sets. The goal of the present work is to test how accurately evaluated cross sections can interpret experimental data. For that purpose, thick targets with well known composition were used (glassy carbon and vitreous silica) to test evaluated cross sections for elastic scattering of protons on carbon, oxygen and silicon, namely $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ for three backscattering angles (118°, 150°, 165°) and energies from 1 to 3.5 MeV. Measured spectra were compared with the spectra obtained using evaluated cross sections and conclusions about realiability of evaluated cross sections were given.

1. Uvod

Među najvažnijim metodama za karakterizaciju tankih filmova debljine oko nekoliko stotina nanometara nalaze se metode koje se baziraju na interakciji ionskih snopova (eng. *Ion Beam Analysis, IBA*) sa materijalom. U toj metodi koriste se ioni ubrzani na energije ~1 MeV/A pomoću Van de Graaff akceleratora koji se sudaraju s metama te se gledaju produkti raspršenja.

Jedna od IBA metoda je elastično raspršenje u stražnje kutove (eng. *Elastic Backscattering Spectrometry, EBS*) gdje se bilježi energija i broj elastično raspršenih iona iz snopa na jezgrama atoma mete. Budući da se za mjerenja tom metodom, između ostalog, koriste i ioni vodika (protoni) energije nekoliko MeV, postoji mogućnost da se probije coulombska barijera u procesu raspršenja i da udarni presjek odstupa od rutherfordskog udarnog presjeka zbog utjecaja jakih, kratko-dosežnih, nuklearnih sila.

Do sada je napravljen niz mjerenja udarnih presjeka za elastično raspršenje protona na raznim metama kako u Laboratoriju za interakciju ionskih snopova na Institutu Ruđer Bošković, tako i u drugim svjetskim laboratorijima. Zbog velikog broja eskperimentalnih podataka koji postoje u bazi podataka IBANDL (*Ion Beam Analysis Nuclear Data Library*) potrebno je napraviti test mjerenja (eng. *benchmarking experiment*) korištenjem dobro poznatih meta u strogo kontroliranim eksperimentalnim uvjetima. Provjera udarnih presjeka daje povratnu informaciju koja se može iskoristiti za popravak parametara nuklearnog modela korištenog u procesu evaluacije udarnih presjeka.

U ovom diplomskom radu korištena je EBS metoda raspršenja protona na debelim metama ugljika (^{12}C) i silicijevog dioksida ($^{nat}SiO_2$) u svrhu provjere dostupnih eksperimentalnih podataka i nuklearnog modela za reakcije $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$. Raspon energije protona kretao se od 1MeV do 3.5MeV. Mjerenja su napravljena u Laboratoriju za interakcije ionskih snopova na Institutu Ruđer Bošković u Zagrebu.

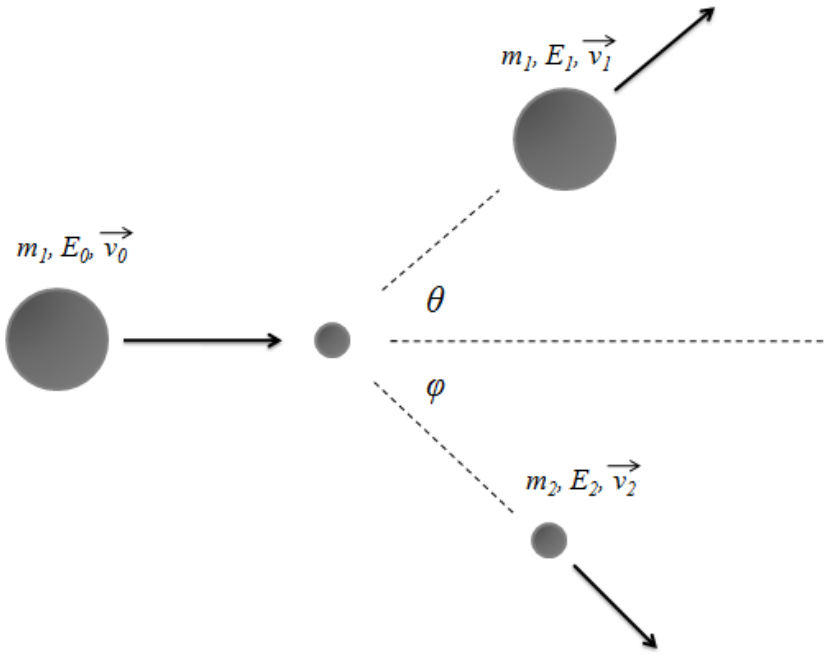
2. Teorijski model

U ovom poglavlju opisan je teorijski model elastičnog raspršenja i udarnog presjeka, te osnovni principi metode raspršenja unatrag (EBS) koja je korištena u istraživačkom dijelu ovog rada.

2.1. Kinematika elastičnog raspršenja

Međudjelovanje ubrzanih iona s atomima u materijalu može biti elastično i neelastično. Pri elastičnom raspršenju očuvane su veličine sustava kao što su energija, količina gibanja i masa. Kod neelastičnog sudara može doći do promjene elektronskog stanja pobuđivanjem elektrona u atomima ili promjene stanja jezgre nuklearnim reakcijama.

Promatra se sudar dvije kuglice i to projektila mase m_1, brzine v_0 i energije E_0 koji nalijeće na kuglicu mase m_2 (metu) koja miruje u laboratorijskom sustavu (Slika 2.1.).



Slika 2.1. Shematski prikaz sudara dvije kuglice

Kinematički faktor K definira se kao omjer izlazne kinetičke energije projektila E_1 i njegove upadne kinetičke energije E_0:

$$K = \frac{E_1}{E_0}. \qquad (2.1.1.)$$

Izraz za iznos kinematičkog faktora dolazi iz primjene zakona očuvanja energije i zakona očuvanja količine gibanja gdje je ulazna čestica raspršena s konačnom kinetičkom energijom pod kutom θ i neovisan je o prirodi međujelovanja između čestica [1]:

$$K = \left[\frac{\sqrt{m_2{}^2 - m_1{}^2 \sin^2\theta} + m_1 \cos\theta}{m_1 + m_2}\right]^2 . \qquad (2.1.2.)$$

Na temelju kinematičkog faktora (2.1.2.), detektirane energije i poznate mase raspršenog snopa, može se izračunati s koje mase u meti se dogodilo raspršenje (princip indentifikacije elemenata u meti EBS metodom). Iz izraza (2.1.2.) vidljivo je da kada je $m_1 < m_2$ ulazni ion se može raspršiti u kut $0° < \theta < 180°$, a u slučaju da je $m_1 > m_2$, najveći mogući kut raspršenja je:

$$\theta_{max} = \sin^{-1}\left(\frac{m_2}{m_1}\right) \quad . \qquad (2.1.3.)$$

2.2. Vjerojatnost raspršenja

Vjerojatnost raspršenja (dinamika procesa raspršenja) opisana je veličinom koju zovemo diferencijalni udarni presjek $d\sigma(\Omega)$. On je definiran kao omjer broja čestica raspršenih u prostorni kut $d\Omega$ u jedinici vremena i broja čestica snopa n koje padaju okomito na jediničnu površinu u jedinici vremena.

Kada se govori o vjerojatnosti raspršenja na coulombskom potencijalu, tada se govori o rutherfodskom udarnom presjeku kojeg za elastično raspršene ione (EBS) u laboratorijskom sustavu pišemo kao [2]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{16\pi\varepsilon_0 E_0}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\theta} \frac{\left[\sqrt{1-\left(\frac{m_1}{m_2}\sin\theta\right)^2} + \cos\theta\right]^2}{\sqrt{1-\left(\frac{m_1}{m_2}\sin\theta\right)^2}} . \qquad (2.2.1.)$$

Z_1 i Z_2 su atomski brojevi upadnog iona odnosno mete, njihove mase m_1 i m_2, E_0 je energija upadnih iona, θ kut raspršenja, e je elementarni naboj, a ε_0 konstanta dielektričnosti vakuuma.

2.3. Odstupanje od rutherfordskog udarnog presjeka

Ovisno o energiji upadne čestice, može doći do odstupanja od rutherfordskog udarnog presjeka (2.2.1.).

Na niskim energijama do odstupanja dolazi zbog elektronskog zasjenjenja coulombskog potencijala jezgre. Upadni ion se tada približi meti na udaljenost koja je manja od efektivnog radijusa zasjenjenja te je potrebno napraviti korekciju [3, 4]:

$$V_S(r) = V_C(r)F_S\left(\frac{r}{a}\right) \qquad (2.3.1.)$$

pri čemu je $V_c(r)$ odbojni coulombski potencijal, a $F_s(r/a)$ Thomas-Fermijeva funkcija zasjenjenja. Veličina *a* predstavlja efektivnu duljinu dosega. Korekcija za rutherfordski udarni presjek ovisi, dakle, samo o energiji upadne čestice (u sustavu centra mase) i dana je s [1]:

$$\frac{\sigma}{\sigma_R} = 1 - \frac{0.049{Z_1}{Z_2}^{4/3}}{E_{CM}} \ . \qquad (2.3.2.)$$

Na visokim energijama odstupanje nastaje zbog utjecaja kratkodosežnih privlačnih nuklearnih sila. Opis je kvantnomehanički pa se stanje čestice opisuje valnom funkcijom ψ koja je rješenje Schrödingerove valne jednadžbe [1]:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V)\psi = 0 \qquad (2.3.3.)$$

gdje je *E* energija čestice, a *V(r)* potencijal interakcije. Prije samog raspršenja, valna funkcija ψ za česticu s danim impulsom *p* ima oblik ravnog vala:

$$\psi = e^{ikz} \ . \qquad (2.3.4.)$$

Veličina *k* je valni vektor koji je s impulsom povezan preko:

$$k = \frac{p}{\hbar} \ . \qquad (2.3.5.)$$

Rješenje (2.3.4.) dobije se iz (2.3.3.) kada je potencijal interakcije, *V(r),* jednak nuli. Tada Schrödingerova jednadžba poprima oblik:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0 \ . \qquad (2.3.6.)$$

Procesom raspršenja ravni val međudjeluje s potencijalom jezgre *V(r)* nakon čega nastaje sferni val koji se širi od središta interakcije i ima oblik:

$$f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r}\,. \qquad (2.3.7.)$$

Konačni val nakon procesa raspršenja opisuje se superpozicijom ravnog i sfernog vala:

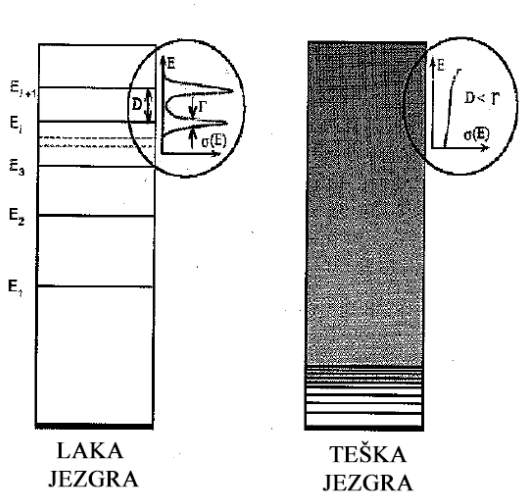
$$e^{ikz}+\frac{e^{ikr}f(\theta)}{r}\ . \qquad (2.3.8.)$$

Veličina θ je, kao i u prethodnim razmatranjima, kut raspršenja, a *f(θ)* je amplituda sfernog vala. Diferencijalni udarni presjek izražava se preko kvadrata apsolutne vrijednosti amplitude raspršenog vala:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=|f(\theta)|^2\,. \qquad (2.3.9.)$$

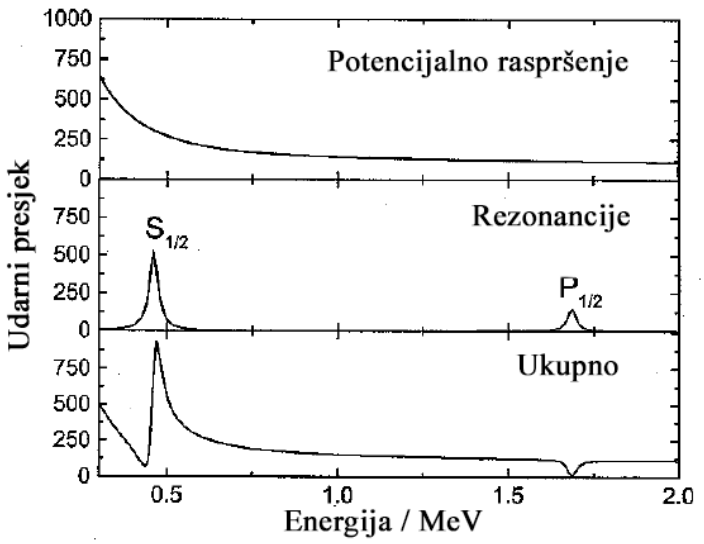
2.4. Reakcije složenom jezgrom

Do sada opisane reakcije nazivaju se direktne reakcije gdje se događa izravan sudar upadne čestice s jezgrom u meti. Nuklearne reakcije na niskim energijama mogu se odvijati i u dva koraka kroz mehanizam složene jezgre. Prvi korak je apsorpcija upadne čestice u jezgru metu stvarajući složenu jezgru. Takva jezgra je u pobuđenom stanju pa je drugi korak reakcije raspad složene jezgre emisijom neke čestice koja može biti i upadna čestica, pri čemu se originalna jezgra ponovo formira. Energijski nivoi svih jezgri su diskretni, pa za lake jezgre udarni presjek ovakvog mehanizma ima rezonantnu strukturu. Za teške jezgre, gustoća nivoa je velika i energijskii nivoi se počnu preklapati čak i za malu energiju pobuđenja (širina nivoa Γ postaje veća nego udaljenost D između nivoa) pa je energijska ovisnost udarnih presjeka glatka [1]. Prikaz toga je na Slici 2.2.



Slika 2.2. Prikaz energijskih nivoa za lake i teške jezgre te izgled njihovih udarnih presjeka. Preuzeto iz [1].

U reakcijama složenom jezgrom, kao što je npr. reakcija protona sa srednje teškom ili teškom jezgrom, ukupni udarni presjek je superpozicija potencijalnog i rezonantnog raspršenja (Slika 2.3.).



Slika 2.3. Interferencija potencijalnog i rezonantnog raspršenja za $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciju. Preuzeto iz [1].

2.5. Gubitak energije iona kroz materijal

Prolaskom kroz materijal upadni ion gubi energiju putem elastičnih i neelastičnih procesa raspršenja (raspršenje na atomima i elektronima mete). Veličina kojom se opisuje gubitak energije iona kroz uzorak naziva se specifična zaustavna moć (eng. *stopping cross section*) i definirana je s [5]:

$$\varepsilon = \frac{1}{N}\frac{dE}{dX}\,. \qquad (2.5.1.)$$

N je koncentracija atoma u meti, a *dE/dx* zaustavna moć, tj. gubitak energije po jedinici duljine. Vrijednost energije na nekom položaju *x* unutar mete piše se kao:

$$E(x) = E_0 - \int_0^x \left(\frac{dE}{dx}\right) dx\,. \qquad (2.5.2.)$$

Obratno, može se izračunati dubina *x* na kojoj ion ulazne energije E_0 ima energiju *E*:

$$x(E) = \int_E^{E_0} \left(\frac{dx}{dE}\right) dE = \int_E^{E_0} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE\,. \qquad (2.5.3.)$$

U slučaju tanke mete, kada se može pretpostaviti da se *dE/dx* ne mijenja jako s energijom, izrazi (2.5.2.) i (2.5.3.) se pojednostavljuju:

$$E = E_0 - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{E_0} x \;\text{ ili }\; x = (E_0 - E)\left.\left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1}\right|_{E_0}. \qquad (2.5.4.)$$

Uz poznatu debljinu mete *x* i zaustavnu moć na energiji E_0 može se jednostavno izračunati izlazna energija snopa *E*. U drugom smjeru, ako se mjeri izlazna energija snopa i poznata je vrijednost zaustavne moći, lako se izračuna debljina mete *x* kroz koju je prošao ion.

Dva dominantna procesa gubitka energije su međudjelovanje iona sa vezanim ili slobodnim elektronima te međudjelovanje iona sa zasjenjenim ili nezasjenjenim jezgrama atoma mete. Ukupna specifična zaustavna moć piše se kao zbroj specifičnih zaustavnih moći koje dolaze od ta dva procesa:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_n\,. \qquad (2.5.5.)$$

Nuklearni dio dolazi od mnoštva raspršenja u male kutove na jezgrama atoma, a elektronski dio od ionizacija koje nastaju prilikom prolaska iona kroz elektronski oblak atoma mete.

Klasičan opis gubitka energije iona kroz materijal (elektronski dio) napravio je Bohr 1913. godine u kojem su glavne pretpostavke modela bile elektrostatsko djelovanje iona sa

slobodnim elektronima te pretpostavka da se smjer gibanja iona ne mijenja značajno jer je on puno masivniji od elektrona. Prema tom modelu izraz za specifičnu zaustavnu moć piše se kao [6]:

$$\varepsilon = -Z_2 \frac{1}{4\pi}\left(\frac{Z_1 e^2}{\varepsilon_0}\right)^2 \frac{1}{m_e v_1^2} \ln\frac{b_{max}}{b_{min}}, \qquad (2.5.6.)$$

gdje je v_1 brzina atoma, Z_1 i Z_2 su atomski brojevi iona i mete, e je elementarni naboj, m_e je masa elektrona, a b_{min} i b_{max} najveći i najmanji parametar sudara (najmanja udaljenost na kojoj upadna čestica prođe od fiksne mete kada se giba po ravnoj putanji).

Kvantnomehanički popravak tog računa napravili su Bethe i Bloch u kojem su u obzir uzeli i vezane elektrone u elektronskim ljuskama pri čemu proces raspršenja više nije elastičan budući da se dio energije upadnog iona potroši na ionizaciju. Izraz za specifičnu zaustavnu moć s tim popravkom piše se:

$$\varepsilon = -Z_2 \frac{1}{4\pi}\left(\frac{Z_1 e^2}{\varepsilon_0}\right)^2 \frac{1}{m_e v_1^2}\left(\ln\frac{2 m_e v_1^2}{\langle I\rangle} + \frac{C(v_1,\langle I\rangle)}{Z_2}\right). \qquad (2.5.7.)$$

Ovaj popravak uključuje faktor $\langle I\rangle$ koji označava srednju energiju ionizacije, kao i član $C(v_1, \langle I\rangle)$ koji opisuje efekte koji dolaze od elektronske ljuske.

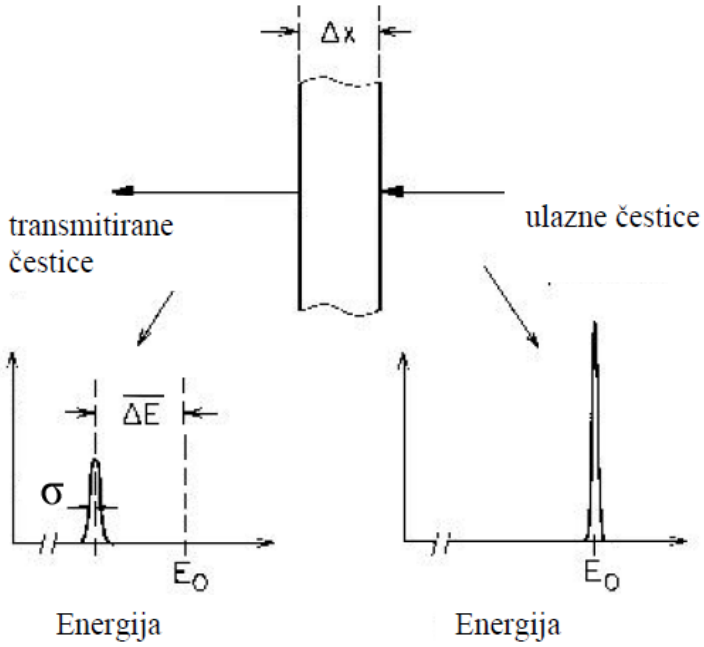
Prethodno razmatranje vrijedi za materijale sastavljene od jedne vrste elemenata. Kada se radi o spoju, za računanje specifične zaustavne moći vrijedi Braggovo pravilo:

$$\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i n_i , \qquad (2.5.8.)$$

gdje je n_i relativni udio atoma u spoju, a ε_i specifična zaustavna moć iona za dani materijal.

2.6. Energijsko rasipanje (straggling)

Gubitak energije iona kroz uzorak statistička je veličina koja varira oko neke srednje vrijednosti jer ovisi o broju raspršenja na elektronima i jezgrama. Ako se pogleda jednostavni slučaj tanke mete, debljine Δx, izlazni ioni dobro definirane upadne energije E_0 imaju određenu raspodjelu energije σ oko srednje vrijednosti gubitka energije $\overline{\Delta E}$ (Slika 2.4.).



Slika 2.4. Monoenergetski snop iona energije E_0 prolazi kroz materijal debljine Δx gubeći dio energije $\overline{\Delta E}$. Istovremeno, dolazi do širenja izlaznog vrha zbog energijskog rasipanja (σ). Preuzeto iz [5].

Račun raspodjele gubitka energije za danu debljinu mete podijeljen je na dva slučaja: za debelu i tanku metu.

Za debele mete kod kojih je broj sudara jako velik i $0.01 < {\overline{\Delta E}}/{E_0} < 0.2$, raspodjela gubitka energije prati Gaussovu raspodjelu [6]:

$$f(x, \Delta E) \propto exp\left(-\frac{(\Delta E - \overline{\Delta E})^2}{2\sigma^2}\right), \qquad (2.6.1.)$$

gdje je x debljina mete, ΔE gubitak energije za određeni x, $\overline{\Delta E}$ srednja vrijednost gubitka energije, a σ standardna devijacija. Najjednostavniji opis standardne devijacije dao je Bohr [5]:

$$(\sigma_{Bohr})^2 = N4\pi(Z_1 e^2)^2 Z_2 x\ . \qquad (2.6.2.)$$

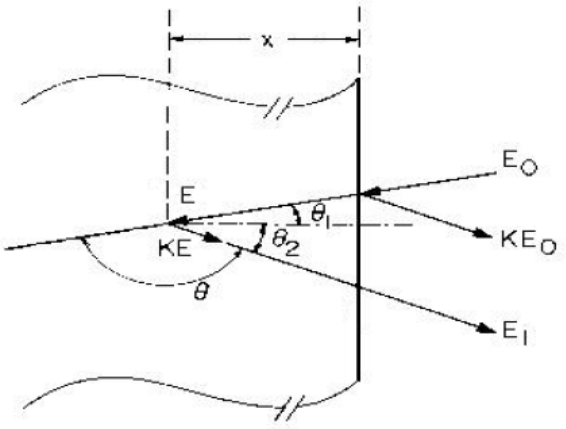
Njegov model pretpostavlja da energetsko rasipanje ne ovisi o energiji upadnog iona već o debljini mete i da individualni prijenos energije nastaje među mirnim slobodnim elektronima i potpuno ioniziranoj upadnoj čestici.

Za tanke mete gdje je broj sudara malen ($\overline{\Delta E}/_{E_0} < 0.01$), račun raspodjele gubitka energije je jako složen zbog postojanja vjerojatnosti velikog prijenosa energije u samo jednom sudaru.

U slučaju jako debelih meta ($\overline{\Delta E}/_{E_0} > 0.2$), mora se uzeti u obzir činjenica da se mijenja energija iona prolaskom kroz metu, te se ne može koristiti jednostavni opis kojeg je predložio Bohr (2.6.2.).

2.7. EBS spektar

Iz EBS spektra mogu se saznati informacije o dubinskom profilu elemenata u meti. Shematski prikaz raspršenja iona upadne energije E_0 na jednoatomnoj meti prikazan je na Slici 2.5. Uzima se u obzir da je površinski presjek snopa manji od površine mete.



Slika 2.5. EBS raspršenje na monoizotopnoj meti, gdje je θ_1 kut upadnog snopa, a θ_2 kut raspršenja s obzirom na normalu mete. Upadni snop, smjer detekcije i normala mete leže u istoj ravnini. Preuzeto iz [5].

Energija iona na dubini x neposredno prije raspršenja je E, dok je energija izlazne čestice označena s E_1. Dubina na kojoj će upadni ion imati energiju E može se zapisati kao [5]:

$$\frac{x}{\cos\theta_1} = -\int_{E_0}^{E} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \ . \qquad (2.7.1.)$$

Negativni predznak dolazi od činjenice da je *E* manji od E_0, a *dE/dx* se uvijek uzima kao pozitivna veličina. Slično, put koji upadni ion prijeđe na izlasku iz mete piše se:

$$\frac{x}{\cos\theta_2} = -\int_{KE}^{E_1}\left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \qquad (2.7.2.)$$

gdje je *KE* energija nakon raspršenja u meti na dubini *x*. Veličina *K* je kinematički faktor (2.1.2.).

Ako se pretpostavi da je zaustavna moć *dE/dx* konstantna na cijelom ulaznom (*in*) i izlaznom (*out*) putu, jednadžbe (2.7.1.) i (2.7.2.) mogu se svesti na:

$$E = E_0 - \frac{x}{\cos\theta_1}\frac{dE}{dx}\Big|_{in} \qquad (2.7.3.)$$

i

$$E_1 = KE - \frac{x}{\cos\theta_2}\frac{dE}{dx}\Big|_{out} . \qquad (2.7.4.)$$

Eliminirajući E iz tih jednadžbi dobijemo:

$$KE_0 - E_1 = \left[\frac{K}{\cos\theta_1}\frac{dE}{dx}\Big|_{in} + \frac{1}{\cos\theta_2}\frac{dE}{dx}\Big|_{out}\right]x . \qquad (2.7.5.)$$

Ovdje KE_0 odgovara energiji iona raspršenih s površine mete, a E_1 mjerenoj vrijednosti energije čestice raspršene na atomu na dubini *x*. Ako se razlika energija KE_0 i E_1 označi s ΔE, izraz (2.7.5.) se može zapisati:

$$\Delta E = [S]x , \qquad (2.7.6.)$$

gdje je

$$[S] = \left[\frac{K}{cos\,\theta_1}\frac{dE}{dx}\Big|_{in} + \frac{1}{cos\,\theta_2}\frac{dE}{dx}\Big|_{out}\right], \qquad (2.7.7.)$$

i ta veličina se naziva faktor gubitka energije.

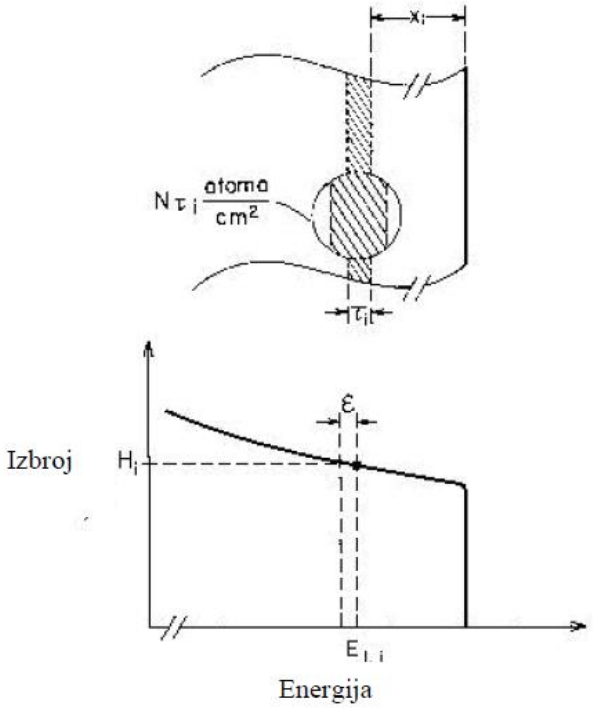
Ekvivalentan set jednadžbi dan je u terminima specifične zaustavne moći:

$$\Delta E = [\varepsilon]Nx , \qquad (2.7.8.)$$

gdje je

$$[\varepsilon] = \left[\frac{K}{\cos\theta_1}\varepsilon_{in} + \frac{1}{\cos\theta_2}\varepsilon_{out}\right].$$

Kvantitativna analiza pomoću elastičnih raspršenja zasniva se na povezivanju oblika i visine spektra s brojem centara raspršenja po jedinici površine. Izbroj, broj detektiranih raspršenih iona u energijskom intervalu $[E_{1,i}, E_{1,i} - \mathcal{E}]$ je određen debljinom uzorka τ_i na dubini x_i i brojem centara raspršenja u tom isječku ($N\tau_i$) (Slika 2.6.).



Slika 2.6. Shematski prikaz ovisnosti između tankog isječka mete na dubini x_i, te i-tog kanala na energiji E_i. Preuzeto iz [5].

Ako snop upada pod kutom θ_1 na metu, efektivna debljina isječka uzorka je $\tau_i cos\theta_1$, pa je općeniti izraz za izbroj koji se bilježi u energijskom intervalu $[E_{1,i}, E_{1,i} - \mathcal{E}]$:

$$H_i = \sigma(E_i)\Omega Q N \frac{\tau_i}{\cos\theta_1}, \qquad (2.7.9.)$$

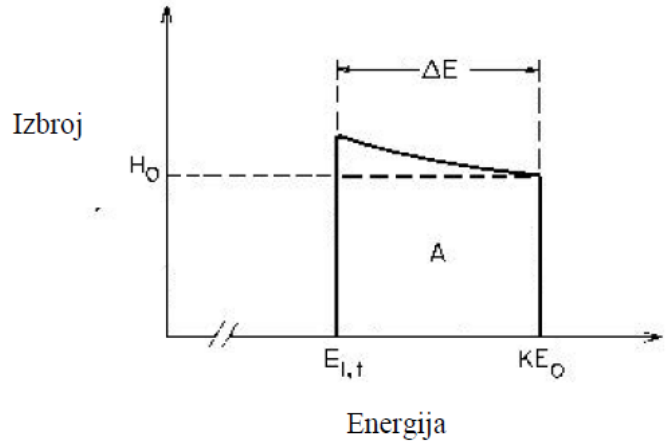
gdje je $\sigma(E_i)$ diferencijalni udarni presjek na energiji E_i iona na dubini x_i, Q je broj ulaznih čestica (ukupni naboj podijeljen s jedničnim), a Ω element prostornog kuta kojeg zatvara otvor detektora u odnosu na snop na meti. Prostorni kut mora biti malen da kut raspršenja bude dobro definiran. Ukupan izbroj bit će jednak $A = \sum H_i$, tj.:

$$A = \sum_i \sigma(E_i)\Omega Q N \frac{\tau_i}{\cos\theta_1}. \qquad (2.7.10.)$$

U granici kontinuiranih varijabli E i x, i $\tau_i \rightarrow dx$ vrijedi:

$$A = \frac{\Omega Q N}{\cos\theta_1} \int_0^t \sigma(E)dx \ . \qquad (2.7.11.)$$

Oblik EBS spektra za tanke filmove prikazan je na Slici 2.7. KE_0 je energija raspršenog snopa s površine mete, a $E_{1,t}$ pripada energiji iona odbijenih s druge, stražnje površine mete.



Slika 2.7. EBS spektar jednoatomnog tankog filma debljine *t*. Preuzeto iz [5].

Ako se analizira područje blisko površini mete, za vrijednost energije neposredno prije raspršenja može se uzeti upadna energija E_0. Također se može zamijeniti notacija H_i i τ_i s H_0 i τ_0 pa za to područje jednadžba (2.7.9.) postaje:

$$H_0 = \sigma(E_0)\Omega Q N \frac{\tau_0}{\cos\theta_1} \ . \qquad (2.7.12.)$$

Debljina τ_0 definirana je energijskom širinom kanala $\mathcal{E}$. Čestice raspršene s atoma unutar debljine τ_0 imat će energije između KE_0 i $KE_0 - \mathcal{E}$. Energijska širina kanala može se povezati sa debljinom τ_0 preko faktora gubitska energije $[S]$ izračunatim za površinu uzorka:

$$\mathcal{E} = [S]\tau_0 \ . \qquad (2.7.13.)$$

Supstitucijom u (2.7.12.) dobije se:

$$H_0 = \sigma(E_0)\Omega Q N \frac{\mathcal{E}}{[S]\cos\theta_1} \ . \qquad (2.7.14.)$$

Iz izraza (2.7.14.) se jasno vidi da visina spektra u energijskom kanalu $\mathcal{E}$ uz koncentraciju atoma N, udarni presjek $\sigma(E_0)$, produkt $\Omega \cdot Q$ ovisi i o faktoru gubitka energije $[S]$, tj. zaustavnoj moći.

Analiza za višeatomnu metu posve je analogna onoj za jednoatomnu metu. Drugačiji će biti gubitak energije te će se javiti više vrhova zbog odbijanja s različitih atoma u meti.

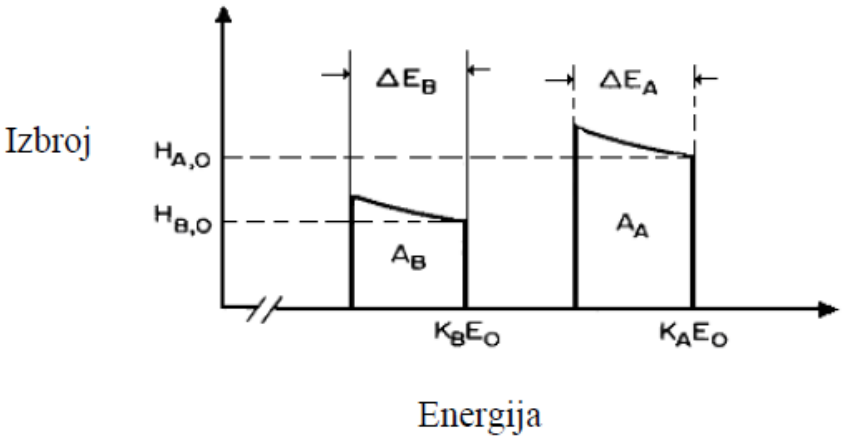
Za primjer se može uzeti meta koja je sastavljena od dva različita elementa i neka je ona oblika A_mB_n (m i n su cijeli brojevi ukoliko se radi o molekuli). Izbroj A_A atoma A u meti biti će:

$$A_A = \frac{\Omega Q m N^{AB}}{\cos\theta_1} \int_0^t \sigma_A(E)dx \ . \qquad (2.7.15.)$$

Analogno je izbroj A_B atoma B:

$$A_B = \frac{\Omega Q n N^{AB}}{\cos\theta_1} \int_0^t \sigma_B(E)dx \ , \qquad (2.7.16.)$$

gdje su m i n stehiometrijaki udjeli atoma A i B u meti. Oblik EBS spektra za dvoatomnu metu prikazan je na Slici 2.8..



Slika 2.8. EBS spektar dvoatomnog tankog filma debljine *t*. Preuzeto iz [5].

Za dvoatomnu metu, da bi se mogli razlučiti događaji koji pripadaju elementu A od događaja koji pripadaju elementu B, treba biti ispunjen sljedeći uvjet:

$$\Delta E_A \leq (K_A - K_B)E_0 \ . \qquad (2.7.17.)$$

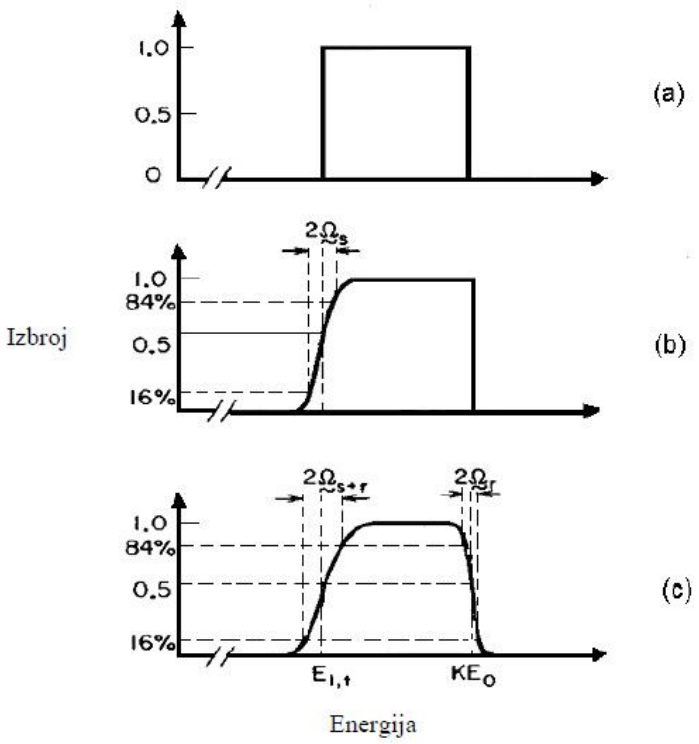
Debljina filma na kojoj će se vrhovi dva elementa početi preklapati je:

$$N^{AB}t = \frac{(K_A - K_B)E_0}{[\varepsilon]_A^{AB}} \ . \qquad (2.7.18.)$$

U općenitom slučaju za vrijednost ukupnog izbroja vrijedit će $\sum_i n_i A_i$.

U slučaju kada je meta sadržana od slojeva različitih elemenata, spektar prvog sloja ne ovisi o slojevima ispod i za njega vrijedi analiza kao za jednoatomnu metu. Za ostale slojeve, površinski sloj se ponaša kao apsorber koji smanjuje energiju upadnog iona te je potrebno u računu uzeti u obzir smanjenu vrijednost energije i dalje računati s tom vrijednosti.

Za potrebe razmatranja, EBS spektri na Slikama 2.7. i 2.8. prikazani su sa oštrim rubovima što predstavlja idealni oblik, no u stvarnosti to nije tako. Na Slici 2.9. pod (a) nalazi se jedan takav idealizirani spektar. Odstupanje od idealnog slučaja javlja se zbog dva nepovezana razloga. Prvi od njih je energijsko rasipanje (Slika 2.9.(b)) koje dolazi od statističke fluktuacije broja raspršivača u meti (Ω_s). Taj efekt ne mijenja izgled spektra na energiji odbijanja s površine, gdje promjena izgleda spektra dolazi zbog nesavršenosti instrumenata (Ω_r) kojima se mjeri energija raspršenih čestica (Slika 2.9.(c)). Svaki parametar eksperimentalnog postava podložan je nekakvim statističkim fluktuacijama. U slučaju EBS-a, to su ponajviše varijacije u energiji upadnih iona E_0 i šum u detektoru. Da bi se precizno opisao efekt tih fluktuacija, trebalo bi poznavati uzrok i statističku prirodu svake od njih.



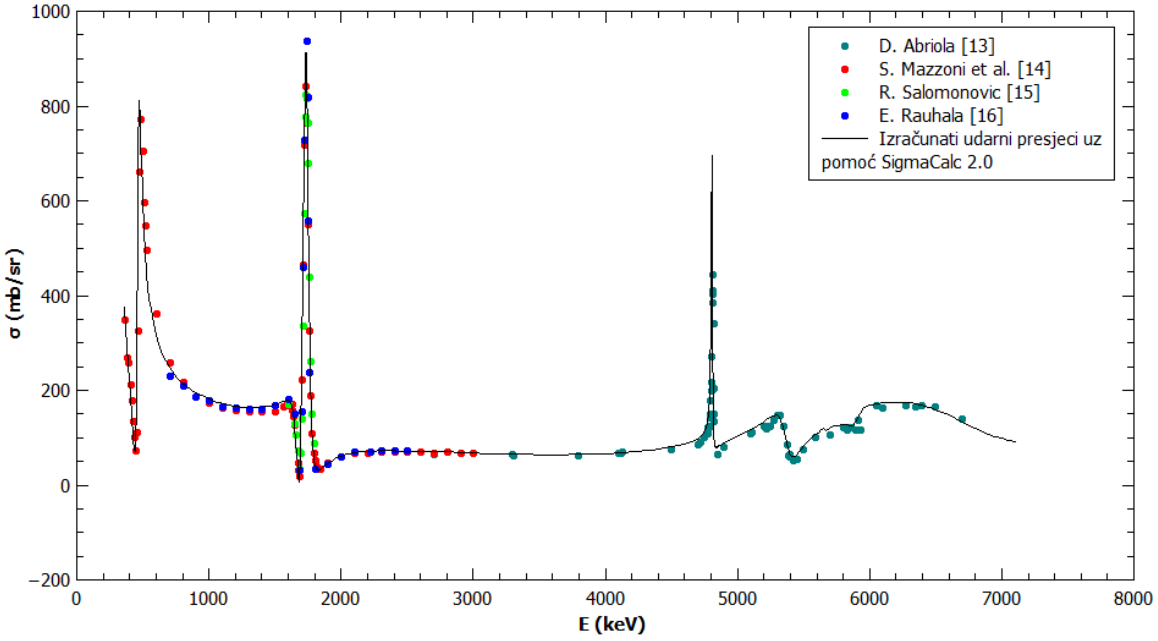
Slika 2.9. (a) Izgled idealnog spektra tankog filma. (b) Izgled spektra promijenjen efektom energijskog rasipanja. (c) Izgled spektra promijenjen utjecajem energijskog razlučivanja sustava. Preuzeto iz [5].

2.8. Baza podataka udarnih presjeka i zaustavnih moći

Za kvalitetnu dubinsku analizu materijala ionskim snopovima važna je dostupnost i preciznost diferencijalnih udarnih presjeka i zaustavnih moći.

U bazi podataka mjerenih udarnih presjeka (IBANDL [9]) postoji niz mjerenih vrijednosti za različite kombinacije meta-ion, energije iona i kutove raspršenja. Čak, ako se pogleda područje gdje se mjerene vrijednosti preklapaju, može se vidjeti da postoje velika odstupanja [7].

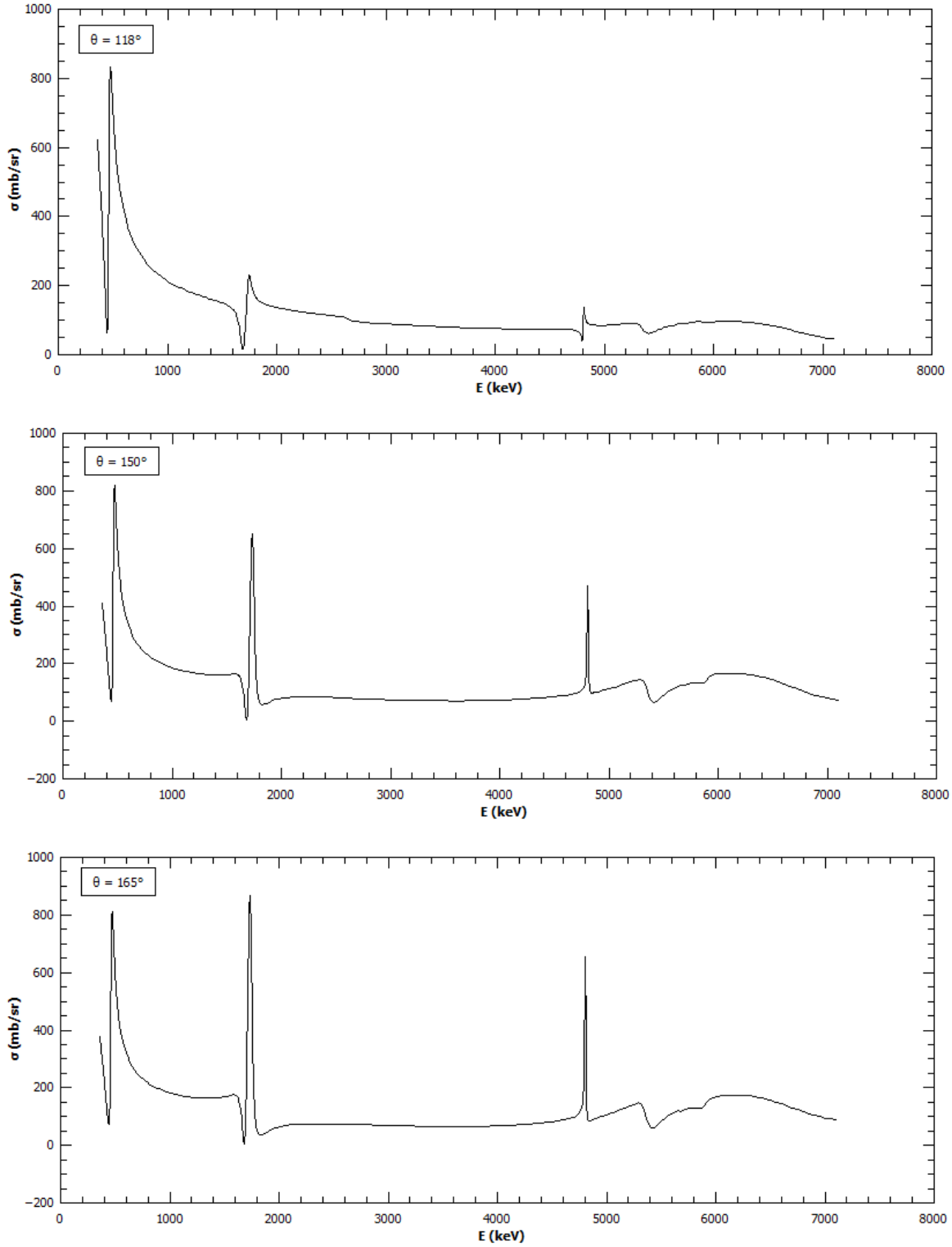
Najpouzdanije vrijednosti diferencijalnih udarnih presjeka mogu se dobiti kroz online kalkulator SigmaCalc 2.0 [8]. U tom računu uzimaju se kritički procijenjeni dostupni eksperimentalni podaci i precizno podešeni parametri nuklearnog teorijskog modela. Primjer jedne takve ekscitacijske funkcije koja uključuje teorijske vrijednosti i eksperimentalne podatke nalazi se na Slici 2.10. ($^{12}C(p,p)^{12}C$ reakcija za kut raspršenja od 170°). Puna linija označava udarne presjeke ocijenjene uz pomoć online kalkulatora SigmaCalc 2.0, a točke označavaju eksperimentalne podatke preuzete iz baze IBANDL.



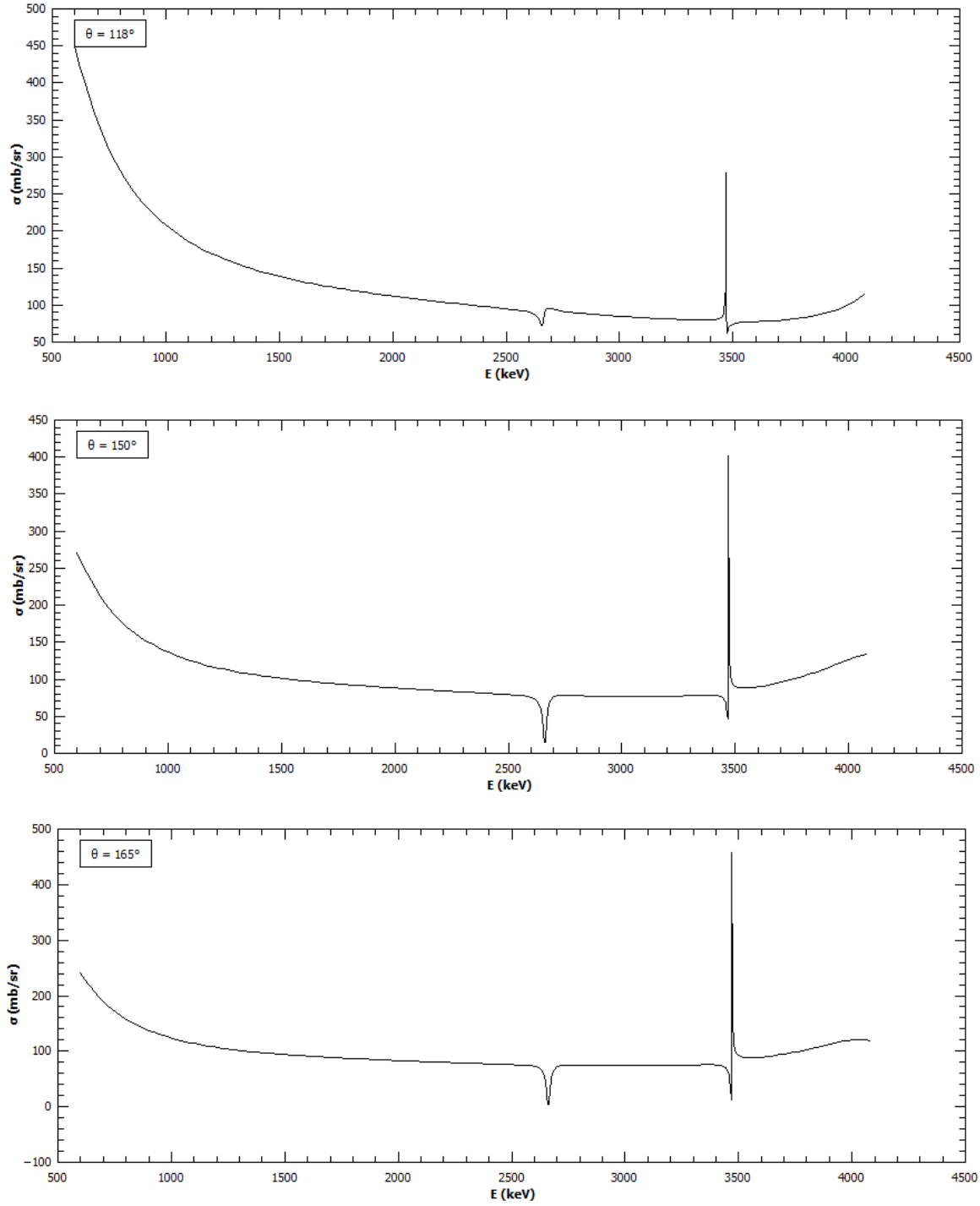
Slika 2.10. Diferencijalni udarni presjeci za $^{12}C(p,p)^{12}C$ u ovisnosti o energiji upadnog protona za kut raspršenja od 170°.

U eksperimentalnom dijelu ovog rada provjeravane su vrijednosti udarnih presjeka elastičnog raspršenja protona na metama ^{12}C i $^{nat}SiO_2$ za tri kuta raspršenja (118°, 150°, 165°).

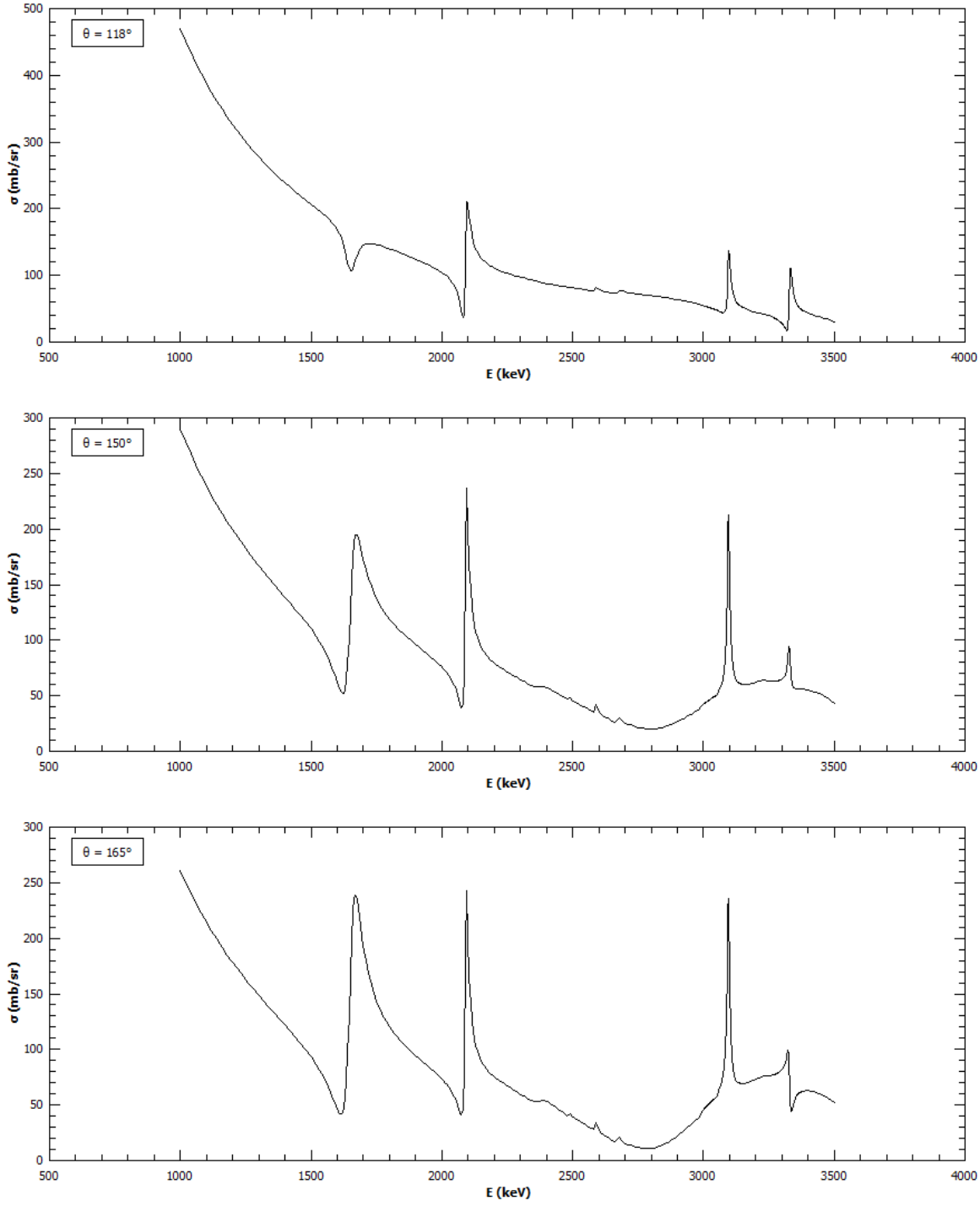
Na sljedećim slikama (Slika 2.11., Slika 2.12. i Slika 2.13.) vidi se ovisnost diferencijalnog udarnog presjeka (računatog pomoću SigmaCalc 2.0) o energiji upadnog protona za $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakcije za sva tri kuta raspršenja.



Slika 2.11. Vrijednosti diferencijalnog udarnog presjeka za $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciju u ovisnosti o energiji upadnog protona za kutove raspršenja 118°, 150° i 165°.



Slika 2.12 . Vrijednosti diferencijalnog udarnog presjeka za $^{16}O(p,p)^{16}O$ reakciju u ovisnosti o energiji upadnog protona za kutove raspršenja 118°, 150° i 165°.



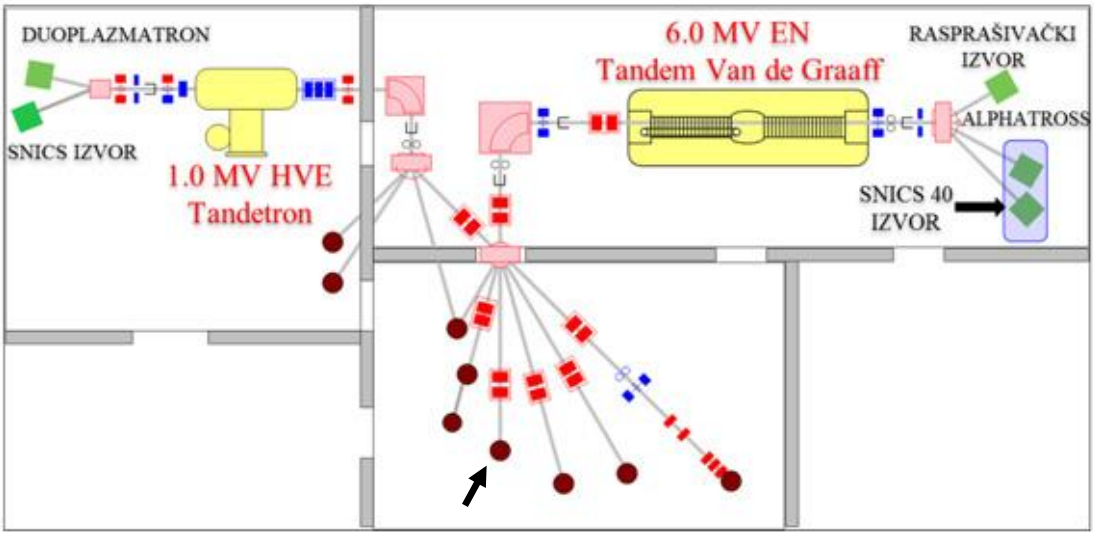
Slika 2.13. Vrijednosti diferencijalnog udarnog presjeka za $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakciju u ovisnosti o energiji upadnog protona za kutove raspršenja 118°, 150° i 165°.

Baza podataka zaustavnih moći dostupna je kroz program SRIM [10]. Program u sebi sadrži niz eksperimentalnih podataka zaustavnih moći za različite kombinacije ion-meta i energije primarnog snopa. Slično kao i SigmaCalc, SRIM radi prilagodbu empirijske funkcije na mjerene podatke zaustavnih moći. Zbog niza eskperimentalnih podataka, od kojih se neki dobro slažu, a neki ne, postoji određena greška u zaustavnoj moći koja utječe na točnost dubinskog profila u meti računatog iz EBS spektra. Greške će biti komentirane u kasnijem dijelu rada.

3. Eksperimentalni uređaj

3.1. Sustav za ubrzavanje iona

Za mjerenje i provjeru diferencijalnih udarnih presjeka koriste se brzi ioni u području energija reda veličine megaelektronvolta (MeV). Za to je korišten ubrzivački sustav Instituta Ruđer Bošković u Zagrebu. Akceleratorski centar opremljen je s dva elektrostatska ubrzivača: 6.0 MV Tandem Van de Graaff i 1.0 MV HVE Tandetron (Slika 3.1.).

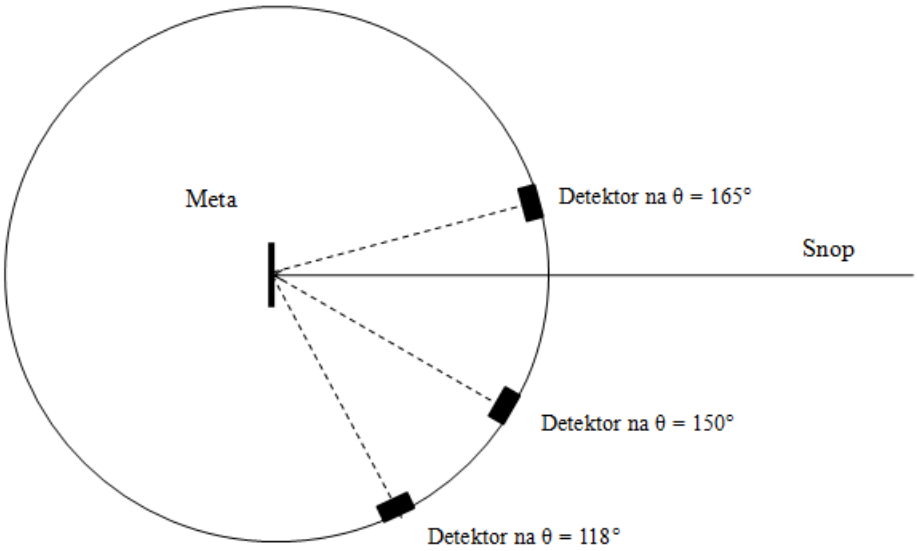


Slika 3.1. Shema ubrzivačkog sustava Laboratorija za interakciju ionskih snopova Instituta Ruđer Bošković. Crnim strelicama označeni su eskperimentalna linija koja je korištena u eksperimentu i ionski izvor.

Sustav za ubrzavanje čestica može se podijeliti na tri osnovna dijela: izvor negativnih iona; sustav za ubrzanje, vođenje i fokusiranje snopa; te analitička komora sa sustavom za prikupljanje i analizu podataka. Ubrzavanje negativnih iona nastalih u ionskom izvoru (u ovom radu korišten je protonski snop iz raspršivačkog izvora SNICS 40 (eng. *Source of Negative Ions by Ceisum Sputtering*) postiže se privlačenjem s visokim pozitivnim naponom na terminalu ubrzivača, nakon čega ioni prolaze kroz rijedak plin (eng. *stripper*) pri čemu gube svoje elektrone i postaju pozitivni ioni različitih ionizacija. Nakon toga, ioni se dodatno ubrzavaju odbijanjem od pozitivnog napona na terminalu („tandem“ efekt). Izlaskom iz ubrzivača čestica, snop se zakreće u analizatorskom magnetu za 90°, koji služi ujedno i za definiciju energije iona („filtar“ iona određene mase, energije i nabojnog stanja). Dalje, uz pomoć dipolnih magneta, snop se usmjerava prema jednoj od eksperimentalnih linija, a kvadrupolni magneti duž linija fokusiraju snop [11].

3.2. Eksperimentalna komora

U komori se nalaze tri detektora smještena na 118°, 150° i 165° u odnosu na smjer ulaznog snopa (Slika 3.2.). Detektori služe za određivanje energije raspršenog iona s mete. Za mjerenja su korišteni silicijski poluvodički detektori s površinskom barijerom (eng. *Silicon Surface Barrier Detector, SSBD*). Količina naboja (generiranih elektron-šupljina parova) u području osiromašenja SSBD-a je direktno proporcionalna ulaznoj energiji iona [6].



Slika 3.2. Shema eksperimentalne komore s detektorima

Svaki od detektora spojen je na sljedeći elektronički lanac:

Generirani naboj iz detektora pretvara se uz pomoć predpojačala u naponski puls koji se dalje vodi u pojačalo. Ono je spojeno na analogno-digitalni pretvarač (eng. *Analog-to-digital converter, ADC*) koji analogne signale pretvara u digitalne. Digitalni signali se uz pomoć programa za prikupljanje podataka spremaju na osobno računalo. Za to je korišteno programsko sučelje SPECTOR [12].

4. Priprema meta

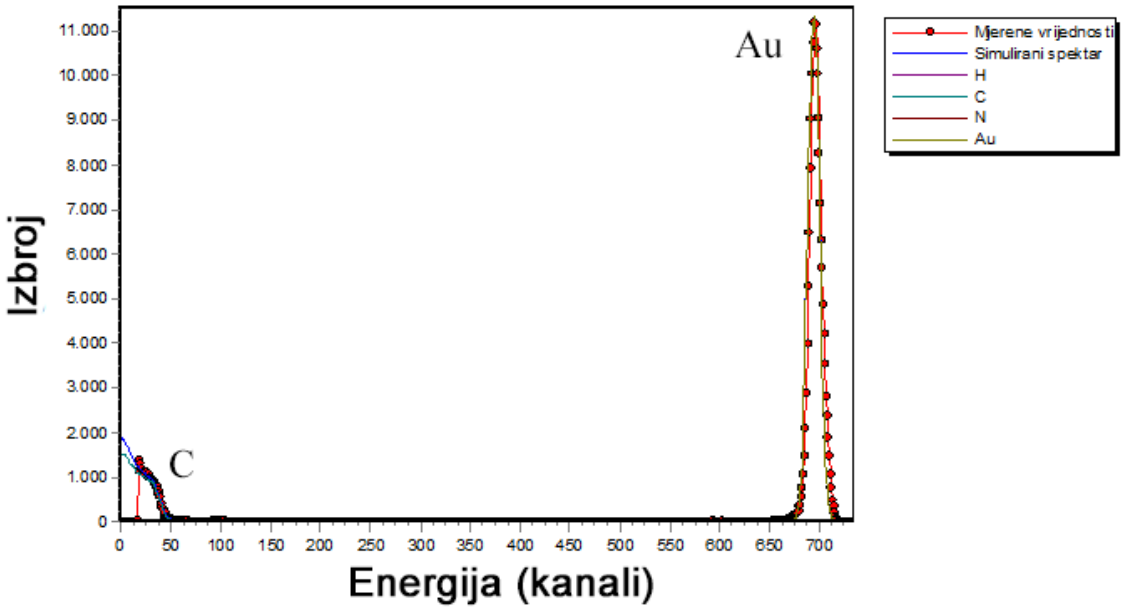
Mjerenja su rađena na debelim metama od ugljika (eng. *glassy carbon*, ^{12}C) i silicijevog dioksida ($^{nat}SiO_2$). Pri mjerenju ukupnog naboja snopa koji prođe kroz metu javljaju se pogreške koje dolaze zbog emisije sekundarnih elektrona iz mete, gubitka dijela struje u lošoj izolaciji kablova, postojanju dodatnih struja u kablovima zbog uzemljavanja instrumenata na različitim točkama, mrtvog vremena detektora i sustava za skupljanje podataka, itd. Da bi se izbjegao taj problem, istovremeno se mjeri spektar nekog težeg elementa za koji je diferencijalni udarni presjek raspršenja iona snopa dobro poznat (rutherfordski), te se on koristi za normalizaciju prilikom mjerenja i računanja. Taj teži element obično se napari kao tanki sloj na metu. Za ovaj eksperiment korišteno je zlato koje je u sloju debljine 10nm napareno na mete (Slika 4.1.). U tu svrhu je korišten evaporator Leybold UNIVEX 300.



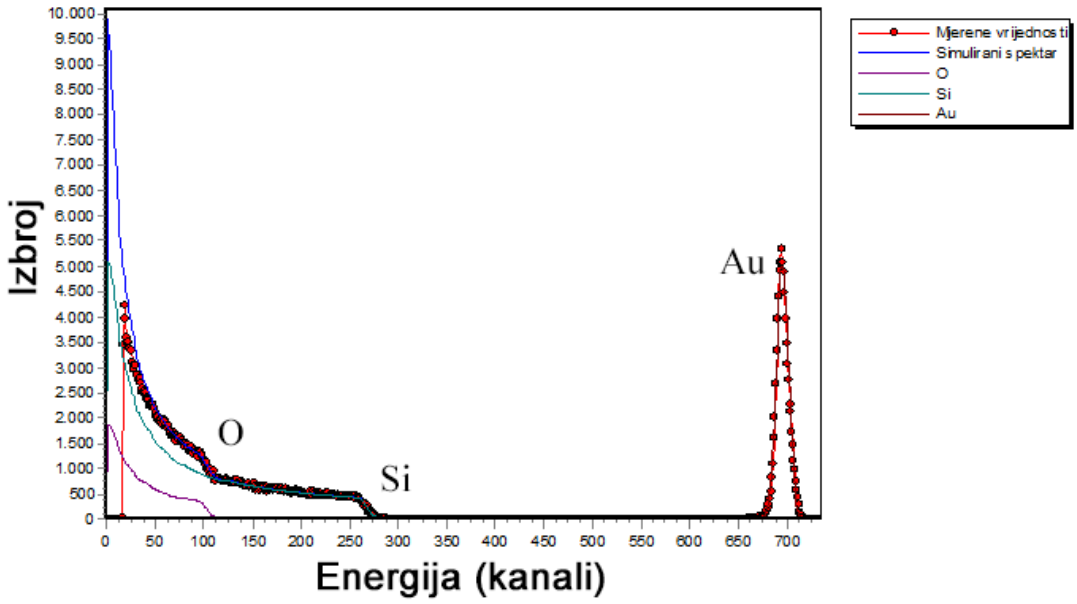
Slika 4.1. Mete $^{nat}SiO_2$ i ^{12}C s naparenim slojem zlata korištene u eskperimentu.

Nakon naparivanja, trebalo je precizno odrediti debljinu sloja zlata za što je korišten 1.0 MV HVE Tandetron kojim su ubrzani ioni litija ($^{7}Li^{2+}$) na energiju od 3MeV. Na toj energiji diferencijalni udarni presjek raspršenja iona litija na zlatu, ugljiku, kisiku i siliciju je dobro poznat, tj rutherfordski (prema IBANDL bazi podataka). Obrada podataka vršena je uz pomoć programskog paketa SIMNRA [17] (Slike 4.2. i 4.3.), a dodatna provjera pomoću programa NDF [18]. Spektri su normalizirani ($Q \cdot \Omega$ iz 2.7.12) na podlogu, tj. na EBS spektar koji pripada događajima ugljika, odnosno događajima kisika i silicija. Na temelju obrađenih podataka ustanovljeno je da debljina zlata na uzorku $^{nat}SiO_2$ iznosi $55.4 \cdot 10^{15}$ at./cm^2 (9.4nm), a na uzorku ^{12}C iznosi $57.6 \cdot 10^{15}$ at./cm^2 (9.8nm). Za analizu su korišteni podaci o

zaustavnoj moći preuzeti iz programa SRIM. Kako prema (2.7.12.) izbroj ovisi o zaustavnoj moći, javit će se i određena pogreška u analizi. Prema podacima dostupnima u tom programu, za reakciju protona sa atomima ugljika, kisika i silicija, pogreška u računu zaustavnih moći je 5%, te je to uzeto kao pogreška u određivanju debljine zlata (budući da je rađena normalizacija na visinu EBS spektra tih elemenata). Statistička pogreška u broju događaja protona raspršenih sa zlata je manja od 1%, pa je stoga i zanemarena u ukupnoj pogrešci.



Slika 4.2. Eksperimentalni spektar raspršenja iona $^{7}Li^{2+}$ na meti Au/^{12}C



Slika 4.3. Eksperimentalni spektar raspršenja iona $^{7}Li^{2+}$ na meti Au/ $^{nat}SiO_2$

Napravljena su i dodatna mjerenja uzorka ^{12}C i $^{nat}SiO_2$ kako bi se utvrdilo postojanje određenih nečistoća. Provjera je rađena metodom TOF-ERDA (eng. *Time Of Flight – Elastic Recoil Detection Analysis*) ionima joda (^{127}I) energije 23MeV. Ustanovljeno je da samo u uzorku ugljika postoje nečistoće dušika i vodika, i to u sljedećim koncentracijama:

- $n(C) = (98 \pm 2)\%$
- $n(N) = (1.1 \pm 0.2)\%$
- $n(H) = (0.9 \pm 0.2)\%$

Te vrijednosti su kasnije uzete u obzir pri obradi eksperimentalnih podataka.

5. Mjerenje

Radi velikih i naglih promjena diferencijalnih udarnih presjeka s energijom i pojave uskih rezonanci, potrebno je znati točno energiju snopa s kojim se radi mjerenje. Zbog toga je provjerena energijska kalibracija 6 MV Tandem Van de Graaff ubrzivača, tj. 90° analizatorskog magneta, pomoću sljedećih reakcija [19, 20]:

a) $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ (E_γ = 1779 keV) – uska rezonanca (< 0.1 keV) na E_R = (991.88 ± 0.04) keV

b) $^{7}Li(p,n)^{7}Be$ – prag za emisiju neutrona na E_{prag} = (1880.44 ± 0.02) keV.

Nakon provjere, utvrđeno je da je ulazna energija snopa definirana s točnošću od 0.06%.

Provjera udarnih presjeka za $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakcije obavljena je u rasponu energija protona od 1MeV – 3.5 MeV. U područjima gdje nema rezonanci (Slike 2.11, 2.12. i 2.13.) mjereno je u koracima od 100-200keV, a u područjima gdje se javljaju rezonance u koracima od 50keV i manje. U Tablici 5.1. nalazi se popis okvirnih energija mjerenja, a točni iznosi, obzirom na kalibraciju, nalaze se u tablicama u poglavlju 6. Prikupljanje podataka vršeno je programom SPECTOR kojim su se istovremeno prikupljali podaci za sva tri kuta raspršenja (118°, 150°, 165°).

Uzorak	Energija mjerenja (keV)
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	3500
$^{nat}Si0_2$	3470
$^{nat}Si0_2$	3450
$^{nat}Si0_2$	3400
$^{nat}Si0_2$	3350
$^{nat}Si0_2$	3300
$^{nat}Si0_2$	3200
$^{nat}Si0_2$	3100
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	3050
$^{nat}Si0_2$	2900
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	2700
$^{nat}Si0_2$	2650
$^{nat}Si0_2$	2600
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	2400
$^{nat}Si0_2$	2200
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	2100
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	2050
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	1950
^{12}C	1800
^{12}C	1750
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	1700
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	1650
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	1600
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	1400
$^{nat}Si0_2$	1300
^{12}C, $^{nat}Si0_2$	1200
$^{nat}Si0_2$	1000

Tablica 5.1. Vrijednosti energija na kojima je rađeno mjerenje za određeni uzorak.

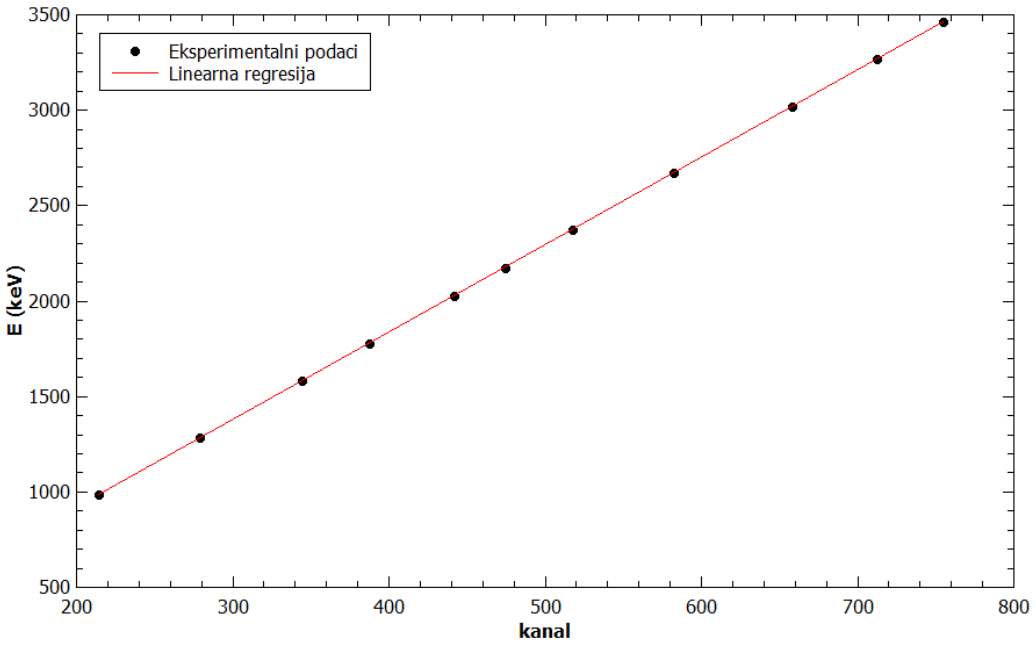
6. Rezultati

Nakon što su prikupljeni potrebni podaci, obrađivni su uz pomoć programa SPECTOR i SIMNRA. Prvo što je bilo potrebno napraviti jest izračunati površinu, tj. ukupni broj događaja, ispod vrha zlata (radi normalizacije, $Q \cdot \Omega$ iz 2.7.12.) što je rađeno programom SPECTOR. Pretpostavljeno je da je statistička pogreška u određivanju broja događaja protona raspršenih s tankog sloja zlata jednaka korijenu tog izbroja, koja je u svim slučajevima bila ~3%.

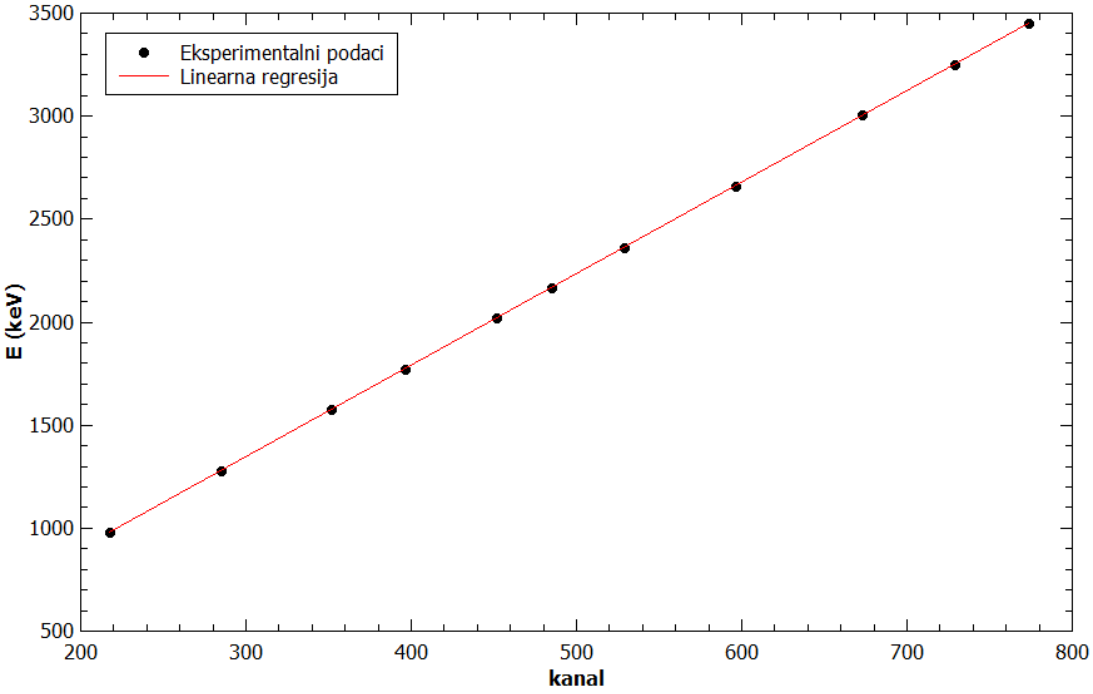
Dalje, bilo je potrebno povezati širinu kanala s energijom za što je napravljena energijska kalibracija koja razlici između dva kanala dodjeljuje točno određeni iznos energije. Za lake ione, kao što je proton, za kalibriranje vrijedi slijedeća formula [21]:

$$E(keV) = A + B * kanal \qquad (6.1.)$$

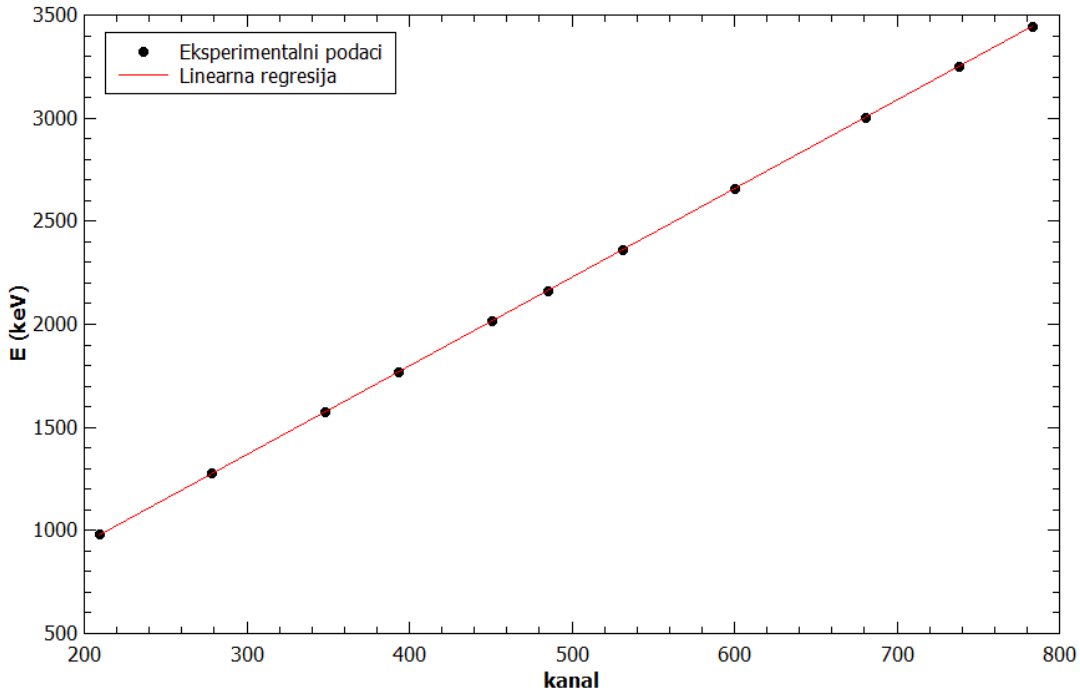
gdje B daje vrijednost energije po jednom kanalu, a A je odsječak na osi ordinata. Vidi se da je veza energijske širine kanala sa energijom linearna. Kalibracija je rađena za sva tri kuta raspršenja tako da se za deset otprilike jednako udaljenih točaka (mjerenja) uz pomoć SIMNRA očitao kanal na kojem se nalazi vrh zlata te se izračunala pripadna vrijednost energije na tom kanalu, obzirom na poznatu ulaznu energiju snopa i kut raspršenja. Nakon toga, napravljena je linearna regresija kako bi se dobile vrijednosti parametara A i B (Slike 6.1., 6.2., i 6.3.).



Slika 6.1. Kalibracija energije za kut od 118°



Slika 6.2. Kalibracija energije za kut od 150°



Slika 6.3. Kalibracija energije za kut od 165°

Vrijednosti koje smo dobili linearnom regresijom su:

118°:

- A = (4 ± 2) keV
- B = (4.582 ± 0.003) keV/kanal

150°:

- A = (12 ± 2) keV
- B =(4.446 ± 0.003) keV/kanal

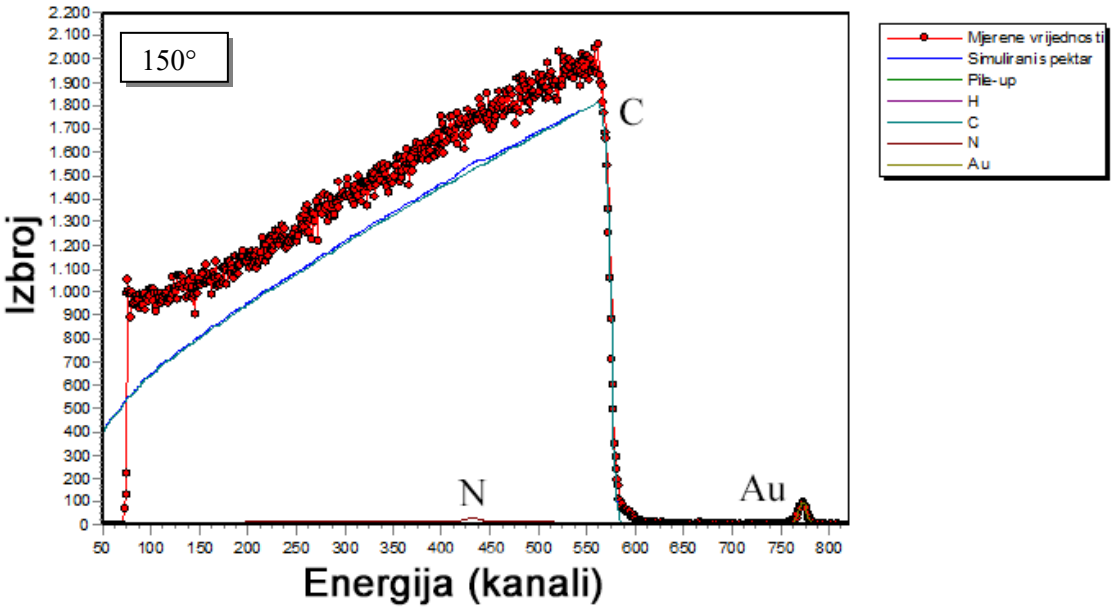
160°:

- A = (82.5 ± 0.9) keV
- B = (4.293 ± 0.002) keV/kanal

Ove vrijednosti unešene su u program SIMNRA kako bi se podaci mogli dalje obrađivati. Uz to, za svaki spektar trebalo je unijeti energiju upadnog protona, kut raspršenja, debljinu tankog sloja zlata, koncentracije elemenata u meti itd.

Kao vrijednosti zaustavnih moći korištene su one dostupne kroz bazu podataka programa SRIM. S obzirom da SRIM koristi velik niz eksperimentalnih podataka, postoji pogreška koja utječe na točnost tih podataka. Za lake mete, kao što su ugljik, kisik i silicij, pogreška u zaustavnoj moći, za protone, iznosi 5%.

Na Slici 6.4. nalazi se tipičan primjer obrade jednog spektra u SIMNRA, gdje su punim linijama označene simulirane vrijednosti, a točkama eksperimentalno dobivene vrijednosti (normalizacija na zlato).



Slika 6.4. Simulirani spektar i eksperimentalni spektar raspršenja protona energije 3.5MeV na meti od ugljika za kut raspršenja od 150°

Provjera udarnih presjeka za $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakcije, ocijenjenih pomoću programa SigmaCalc 2.0 rađena je u dva koraka. Prvi korak bila je normalizacija mjerenih spektara ($Q \cdot \Omega$ faktor) na vrh od zlata. Za svaki korak mjerenja trebalo je prilagoditi simuliranu površinu (iznos integrala površine ispod vrha zlata) na ukupni izbroj izračunat programom SPECTOR. To je dalo vrijednost broja čestica pomnožen s prostornim kutom detektora ($Q \cdot \Omega$).

Drugi korak bila je prilagodba simuliranih spektara na eksperimentalne podatke, no umjesto za zlato, normalizacija je rađena na događaje koji pripadaju protonima raspršenima s ugljika, silicija te kisika. Takva prilagodba daje drugačiju vrijednost $Q \cdot \Omega$. Odstupanje od vrijednosti dobivene normalizacijom na zlato će tada dati informaciju o tome koliko podaci udarnih presjeka, računatih pomoću SigmaCalc 2.0, dobro opisuju eksperimentalni spektar. Prilagodba spektara je rađena na raspon energija 200keV i manje, i to u blizini površine uzorka gdje još nisu izraženi efekti koji ovise o dubini prodora iona u metu. Zbog tako malog energijskog koraka doći će i do preklapanja provjerenih udarnih presjeka za određeni energijski interval (posebno u području oko rezonancija gdje je energetski korak u mjerenju bio 50 keV i manje).

Najveći izvori pogrešaka u analizi dolaze od mjerenje debljine zlata (sistematska pogreška ~5%), računu površine vrha zlata (statistička pogreška ~3%), te pogreške u zaustavnoj moći (sistematska pogreška ~5%). Prema tome, točnost mjerenja bit će uvjetovana pogreškom koja je kombinacija ovih pogrešaka i iznosi u najgrubljoj procjeni ~7% (±1σ). Statistička pogreška u broju događaja protona raspršenih s ugljika, kisika i silicija je zanemarena zbog usrednjavanja preko velikog broja kanala.

6.1. Odstupanje od mjerenog udarnog presjeka za $^{12}C(p,p)^{12}C$

Za raspršenje protona na meti ^{12}C, podaci se za sva tri kuta raspršenja nalaze u Tablicama 6.1., 6.2., i 6.3. Grafička ilustracija tih rezultata je na Slikama 6.5., 6.6. i 6.7.

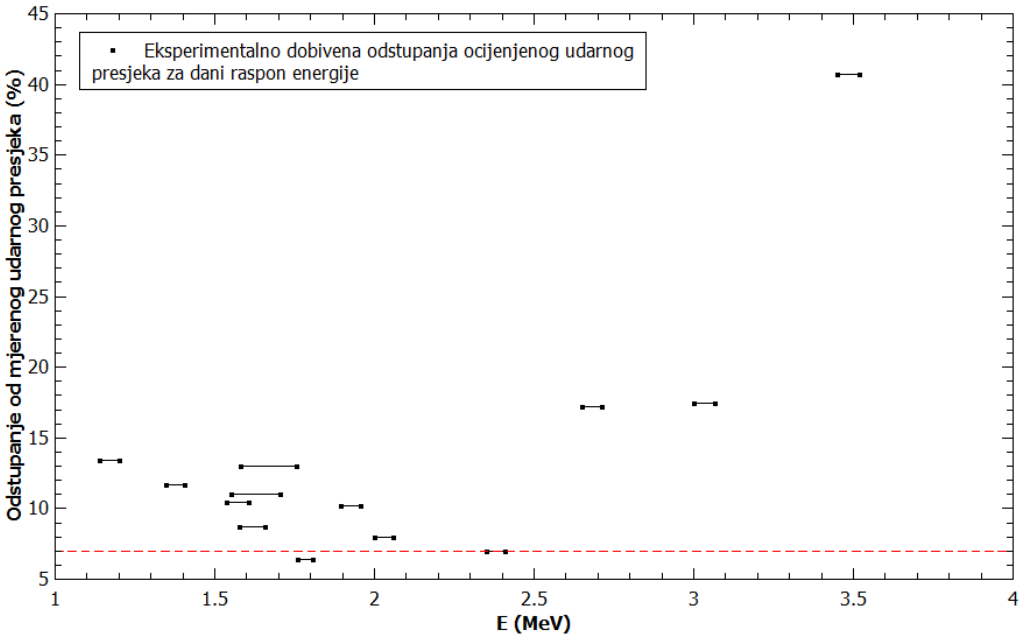
Iz priloženih podataka i grafičkih prikaza može se zaključiti da što je kut raspršenja manji, rezultati su lošiji, tj. odstupanje od mjerenog udarnog presjeka je veće.

Rezultati za kut raspršenja od 118° dali su veću vrijednost $Q \cdot \Omega$ od one dobivene prilagodbom na vrh zlata. Prema relaciji (2.7.18.), to ukazuje da su udarni presjeci ocijenjeni sa SigmaCalc 2.0 preniski.

Za kutove od 150° i 165° vidi se da se odstupanja nalaze unutar pogreške mjerenja od 7%. Neke vrijednosti odstupanja poprimaju i negativne vrijednosti što govori da su ocijenjeni udarni presjeci previsoki.

E mjerenja (MeV)	Raspon kanala za normali-zaciju	Pripadni raspon energije (MeV)	$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)	$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na C)(*10^{10} iona*sr)	Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)
3.517	560 – 590	3.450 – 3.517	1.94	3.274	41
3.065	485 – 515	3.0005 –3.065	2.07	2.507	17
2.712	425 – 455	2.6508 – 2.712	1.65	1.992	17
2.410	375 – 402	2.350 – 2.410	1.532	1.647	7
2.108	325 – 355	2.050 – 2.108	1.69	1.884	10
2.058	315 – 345	2.000 – 2.058	1.615	1.755	8
1.958	296 – 326	1.895 – 1.958	1.38	1.536	10
1.806	280 – 302	1.758 – 1.806	2.311	2.47	6.4
1.756	165 – 305	1.580 – 1.756	1.923	2.211	13
1.706	175 – 295	1.552 – 1.706	2.381	2.677	11
1.656	230 – 250	1.575 – 1.656	2.182	2.391	8.7
1.606	230 – 260	1.535 – 1.606	1.942	1.169	10
1.404	203 – 233	1.345 – 1.404	2.127	2.408	11
1.202	167 – 197	1.140 – 1.202	1.468	1.696	13

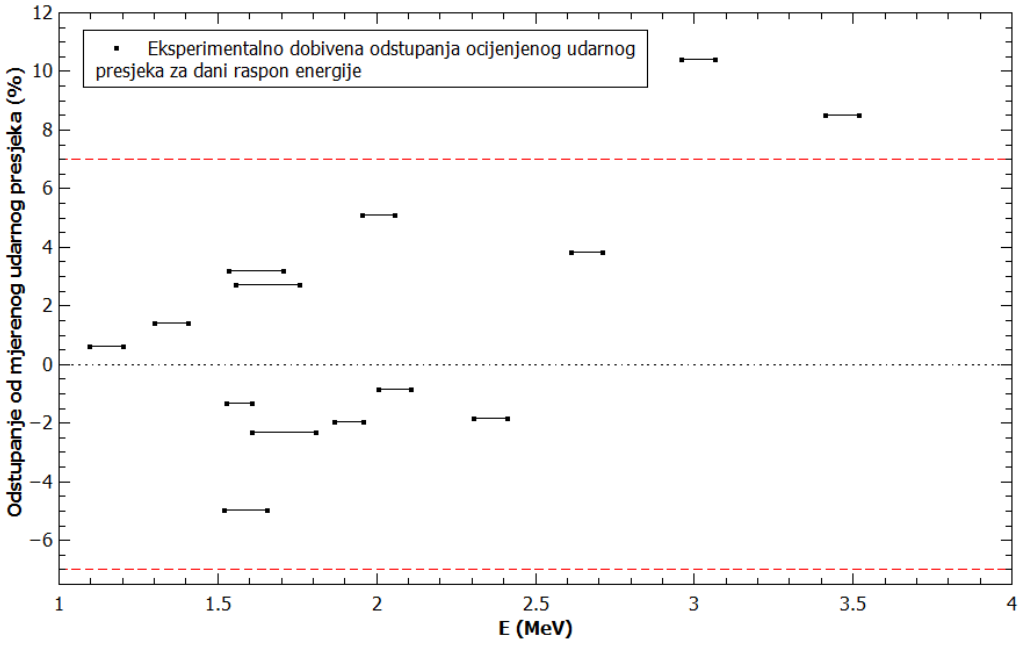
Tablica 6.1. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 118°, za $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciju



Slika 6.5. Grafički prikaz odstupanja ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{12}C za kut raspršenja 118°

E mjerenja (MeV)	Raspon kanala za normali-zaciju	Pripadni raspon energije (MeV)	$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)	$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na C)(*10^{10} iona*sr)	Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)
3.517	537 - 567	3.410 – 3.517	2.53	2.765	8.5
3.065	461 – 491	2.960 –3.065	2.06	2.3	10
2.712	405 – 435	2.610 – 2.712	1.75	1.82	3.9
2.410	353 – 383	2.305 – 2.410	1.64	1.61	-1.8
2.108	302 – 332	2.005 – 2.108	1.86	1.844	-0.9
2.058	295 – 325	1.995 – 2.058	1.707	1.798	5.1
1.958	283 – 313	1.865 – 1.958	1.53	1.5	-2
1.806	195 – 280	1.6059 – 1.806	2.446	2.390	-2.3
1.756	190 – 295	1.5557 – 1.756	1.97	2.025	2.7
1.706	200 – 290	1.535 – 1.706	2.47	2.552	3.2
1.656	215 – 245	1.520 – 1.656	2.33	2.214	-5
1.6056	232 – 252	1.525 – 1.606	2.022	1.995	-1.3
1.404	187 – 217	1.300 – 1.404	2.21	2.242	1.4
1.202	152 – 182	1.095 – 1.202	1.569	1.579	0.6

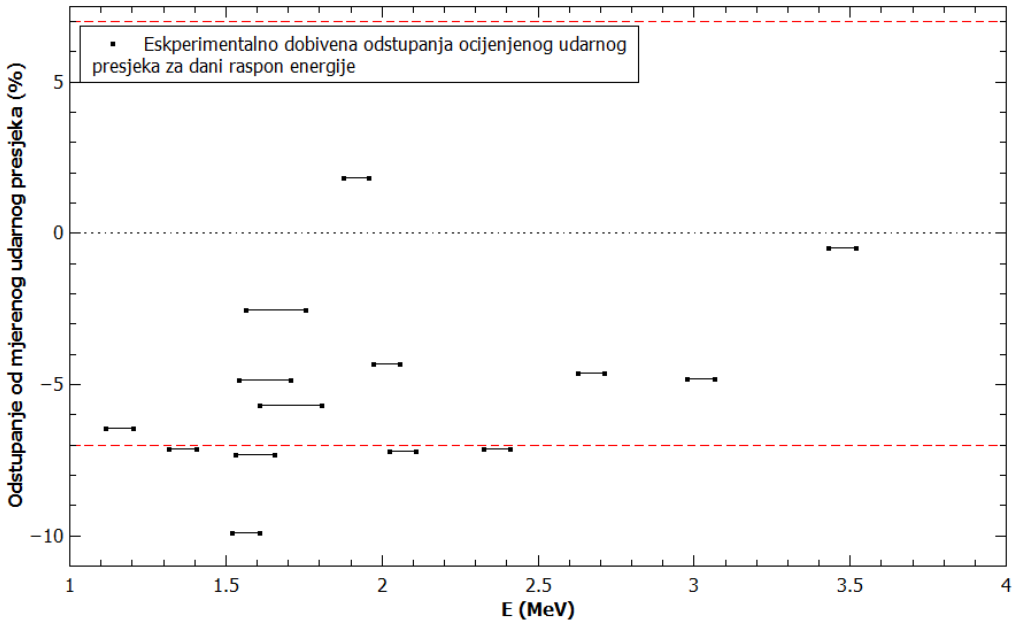
Tablica 6.2. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 150°, za $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciju



Slika 6.6. Grafički prikaz odstupanja ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{12}C za kut raspršenja 150°

E mjerenja (MeV)	**Raspon kanala za normali-zaciju**	**Pripadni raspon energije (MeV)**	**$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)**	**$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na C)(*10^{10} iona*sr)**	**Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)**
3.517	535 – 565	3.430 – 3.517	3.5	3.483	0.5
3.065	460 – 490	2.975 –3.065	2.77	2.637	- 4.8
2.712	400 – 430	2.625 – 2.712	2.23	2.128	-4.6
2.410	350 – 380	2.325 – 2.410	2.09	1.941	-7.1
2.108	299 – 329	2.022 – 2.108	2.335	2.167	-7.2
2.058	290 – 320	1.970 – 2.058	2.17	2.076	-4.3
1.958	275 - 305	1.875 – 1.958	1.82	1.54	1.9
1.806	190 – 275	1.6059 – 1.806	3.105	2.929	-5.8
1.756	185 – 210	1.565 – 1.756	2.534	2.47	-2.5
1.706	190 – 220	1.540 – 1.706	3.254	3.096	4.8
1.656	205 – 235	1.530 – 1.656	2.885	2.675	-7.3
1.606	215 – 245	1.520 – 1.606	2.71	2.442	-9.9
1.404	180 – 210	1.315 – 1.404	2.905	2.698	-7.1
1.202	147 – 177	1.115 – 1.202	2.013	3.432	-6.5

Tablica 6.3. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 165°, za $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciju

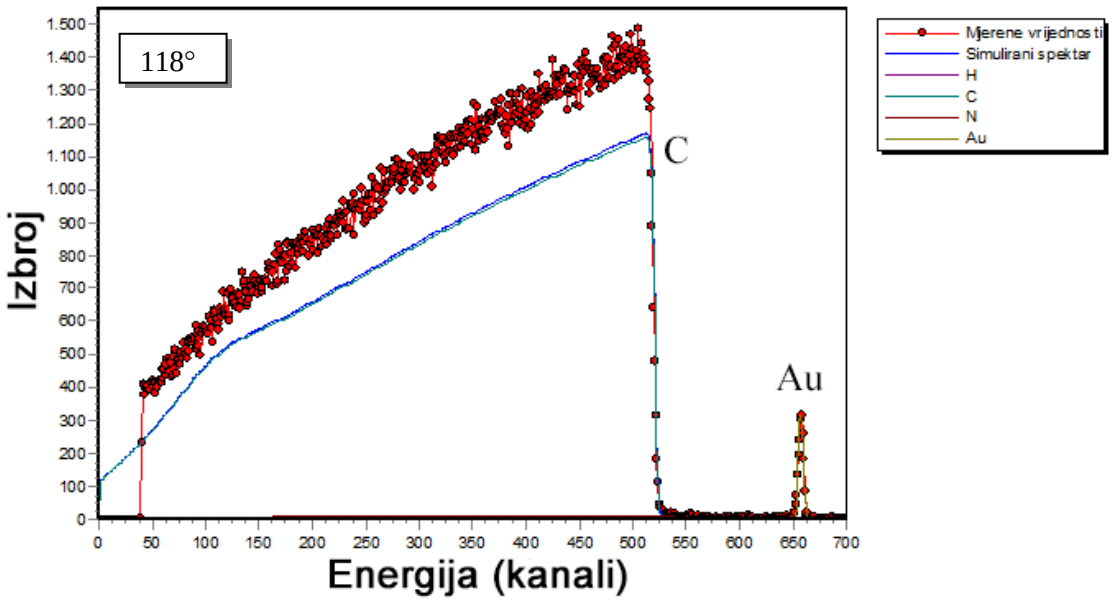


Slika 6.7. Grafički prikaz odstupanja ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{12}C za kut raspršenja 165°

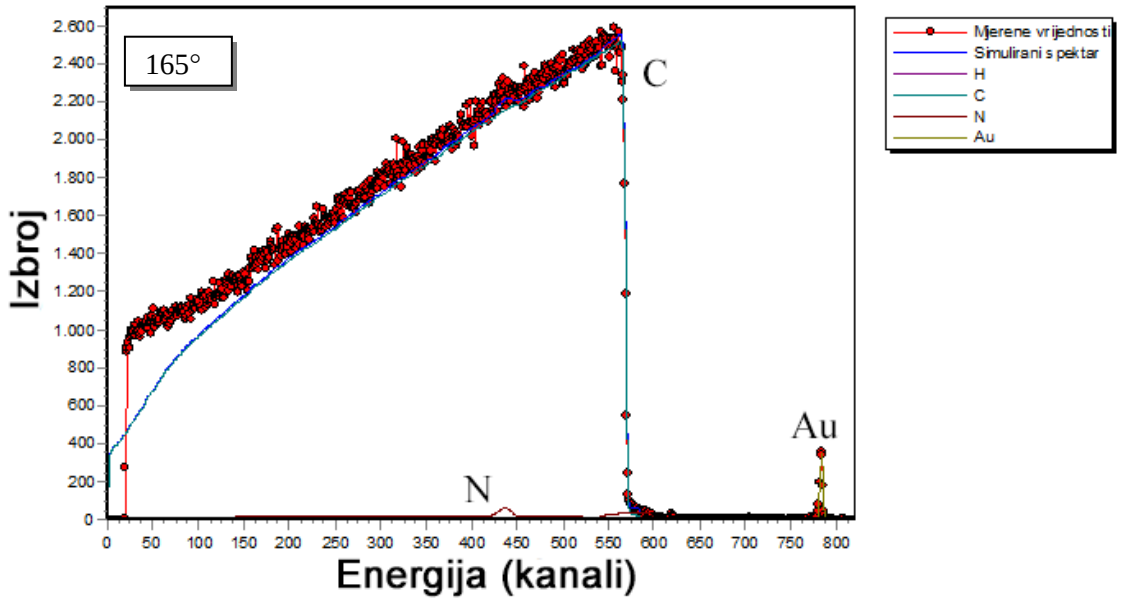
Kako izgleda loše slaganje spektra, vidi se na Slici 6.8. Ona prikazuje izgled spektra za raspršenje protona na ^{12}C energije 3.065 MeV za kut raspršenja od 118°. Odstupanje od mjerenog udarnog presjeka iznosi 17%.

Dobro slaganje vidi se na Slici 6.9. Radi se o raspršenju protona na ^{12}C energije 3.517 MeV za kut raspršenja od 165°. Odstupanje je 0.5%.

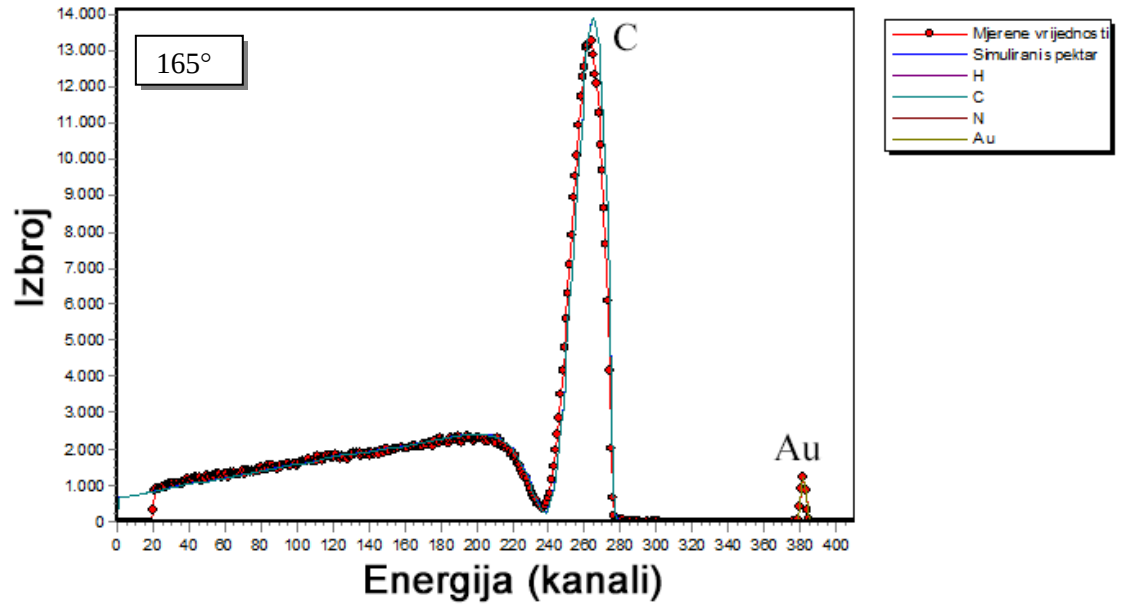
Primjer spektra u kojem je vidljiva rezonancija (vidi Sliku 2.11.) dan je na Slici 6.10. gdje je na ^{12}C raspršen proton energije 1.756 MeV za kut raspršenja od 165°. Odstupanje iznosi -2.5%.



Slika 6.8. Primjer spektra kod kojeg je vidljivo neslaganje mjerenih podataka s ocijenjenim. Radi se o $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciji gdje je energija protona 3.065MeV, a kut raspršenja 118°. Odstupanje iznosi 17%.



Slika 6.9. Primjer spektra kod kojeg je vidljivo dobro slaganje mjerenih i ocijenjenih podataka. Radi se o $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciji gdje je energija protona 3.517 MeV, a kut raspršenja 165°. Odstupanje iznosi 0.5%.



Slika 6.10. Primjer spektra kod kojeg je vidljiv vrh događaja koji dolaze od rezonancije. Radi se o $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciji gdje je energija protona 1.756 MeV, a kut raspršenja 165°. Odstupanje iznosi -2.5%.

6.2. Odstupanje od mjerenog udarnog presjeka za $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$

Za raspršenje protona na meti ^{nat}Si, podaci se za sva tri kuta raspršenja nalaze u Tablicama 6.4., 6.5., i 6.6. Grafička ilustracija tih rezultata je na Slikama 6.11., 6.12. i 6.13.

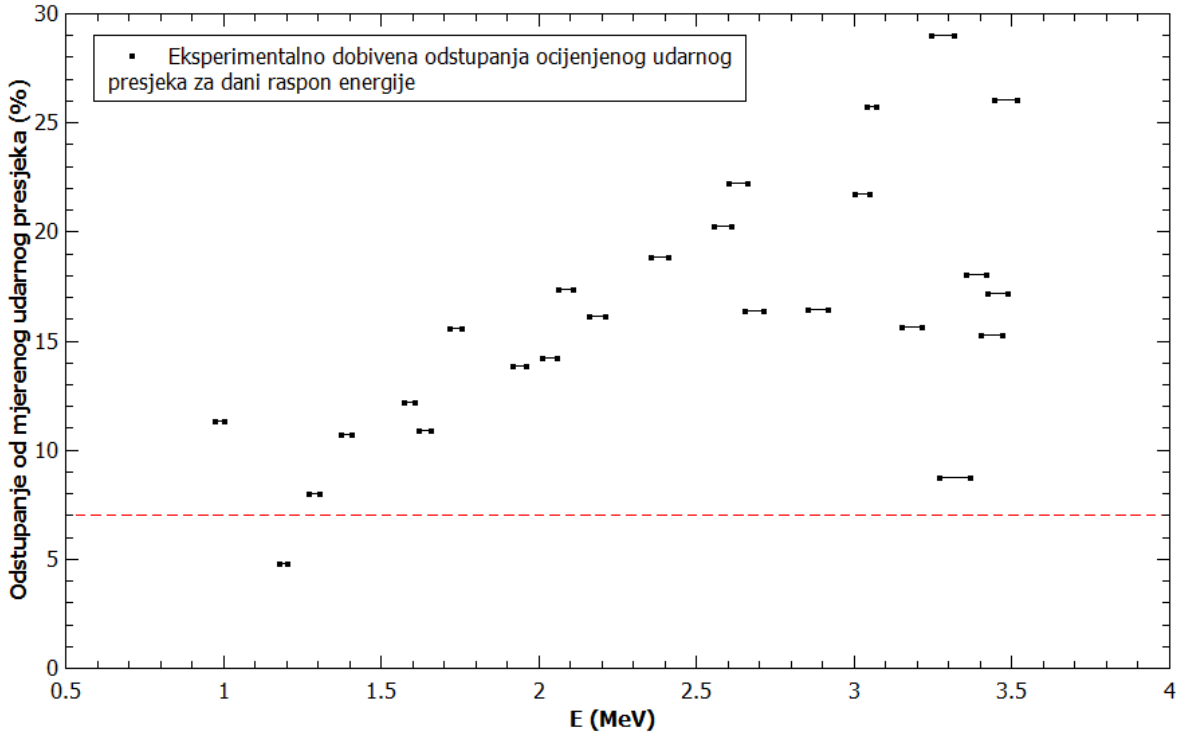
Najveće odstupanje ocijenjenih udarnih presjeka opet je za najmanji kut raspršenja (118°) gdje su gotovo sve izmjerene vrijednosti izvan pogreške mjerenja. Nešto bolje slaganje, no ipak poprilično izvan pogreške od 7%, dobiveno je za kut raspršenja od 150°, a najbolje slaganje s mjerenim vrijednostima dobiveno je za kut raspršenja od 165°.

Na prikazima odstupanja za kutove raspršenja od 150° i 165° vidi se da postoji veliko neslaganje u području energija ~2.5 – 3.3. MeV.

Vidljivo je da je za većinu izmjerenih podataka, prema relaciji (2.7.12), ocijenjeni udarni presjek manji od mjerene vrijednosti.

E mjerenja (MeV)	**Raspon kanala za normali-zaciju**	**Pripadni raspon energije (MeV)**	**$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)**	**$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na Si)(*10^{10} iona*sr)**	**Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)**
3.517	645 - 672	3.445 – 3.517	2.695	3.644	26
3.487	647 – 677	3.420 – 3.487	2.7	3.261	17
3.467	643 – 673	3.400 – 3.467	2.535	2.991	15
3.416	632 – 662	3.352 – 3.416	2.89	3.554	18
3.366	320 – 650	3.270 – 3.366	2.76	3.025	8.8
3.316	610 – 640	3.245 – 3.316	2.765	3.894	29
3.215	594 – 624	3.150 – 3.215	2.282	2.705	16
3.114	575 – 590	3.040 – 3.114	2.587	3.483	26
3.065	564 – 594	2.999 – 3.045	2.118	2.706	22
2.914	538 – 564	2.850 – 2.914	1.948	2.331	16
2.712	500 – 525	2.650 – 2.712	1.631	1.951	16
2.662	490 – 514	2.600 – 2.6615	1.788	2.299	22
2.611	480 – 491	2.555 – 2.611	1.656	2.077	20
2.410	445 – 466	2.355 – 2.410	1.445	1.78	19
2.209	408 – 427	2.160 – 2.209	1.942	2.316	16
2.108	280 – 420	2.060 – 2.108	1.703	2.061	17
2.058	381 – 396	2.010- 2.058	2.378	2.772	14
1.958	563 – 374	1.915 – 1.958	3.156	3.665	14
1.756	325 – 337	1.715 – 1756	3.364	3.985	16
1.655	308 – 319	1.620 – 1.655	2.259	2.535	11
1.606	298 – 308	1.570 – 1.606	2.558	2.913	12
1.404	262 – 268	1.370 – 1.404	2.387	2.673	11
1.304	243 – 249	1.270 – 1.304	2.396	2.605	8
1.202	224 – 228	1.175 – 1.202	1.737	1.825	5
1.002	185 – 190	0.970 – 1.002	1.503	1.695	11

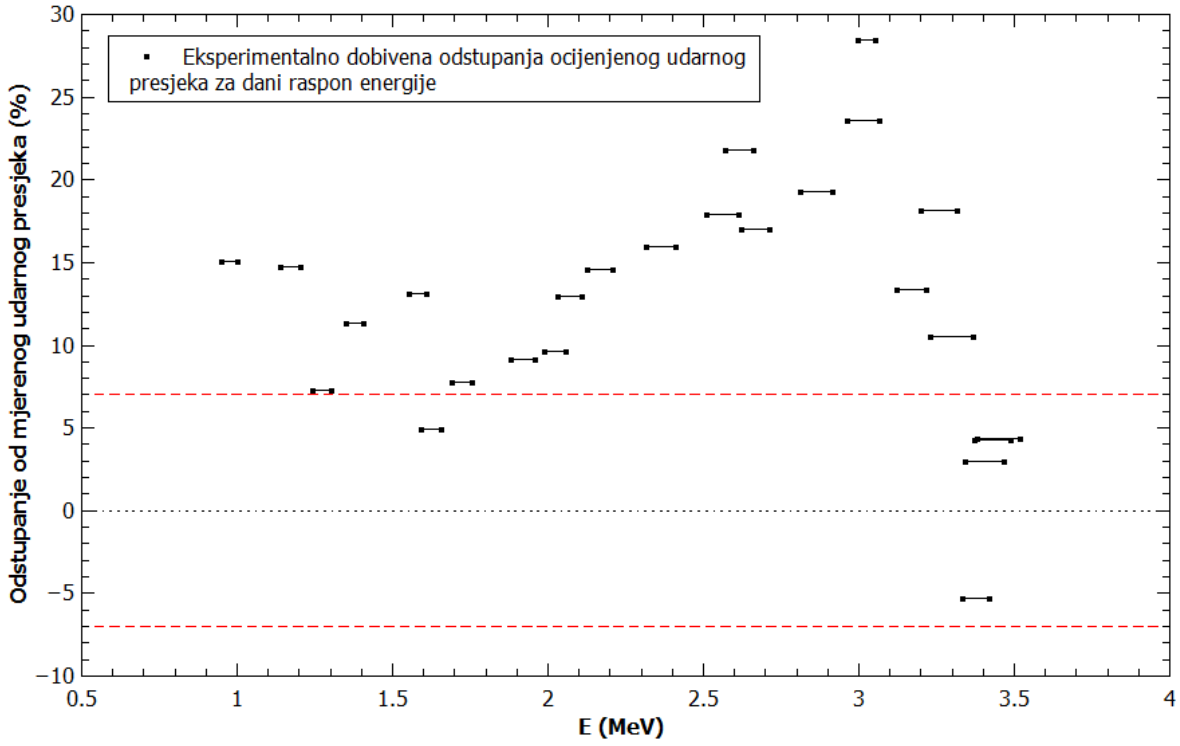
Tablica 6.4. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 118°, za ^{nat}Si(p,p)^{nat}Si reakciju



Slika 6.11. Grafički prikaz odstupanja ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{nat}Si za kut raspršenja 118°

E mjerenja (MeV)	**Raspon kanala za normali-zaciju**	**Pripadni raspon energije (MeV)**	**$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)**	**$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na Si)(*10^{10} iona*sr)**	**Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)**
3.517	638 – 668	3.380 – 3.517	2.875	3.007	4.4
3.487	640 – 670	3.370 – 3.487	2.78	2.904	4.3
3.467	635 – 665	3.340 – 3.467	2.545	2.624	3
3.416	640 – 658	3.330 – 3.416	3.076	2.914	-5.3
3.366	608 – 650	3.230 – 3.366	2.91	3.251	11
3.316	609 – 639	3.200- 3.316	2.68	3.274	18
3.215	596 – 618	3.120 – 3.215	2.526	2.916	13
3.114	561 – 583	2.995 – 3.050	2.43	3.398	29
3.065	560 – 588	2.960 – 3.065	2.259	3.004	24
2.914	530 – 560	2.810 – 2.914	2.105	2.607	19
2.712	496 – 516	2.620 – 2.712	1.772	2.136	17
2.662	486 – 512	2.570 – 2.666	1.955	2.499	22
2.611	475 – 500	2.510 – 2.611	1.76	2.145	18
2.410	438 – 462	2.315 – 2.410	1.54	1.832	16
2.209	402 – 424	2.125 – 2.209	1.958	2.293	15
2.108	380 – 415	2.030 – 2.108	1.809	2.079	13
2.059	377 – 390	1.985 – 2.058	2.57	2.843	9.6
1.958	358 – 374	1.880 – 1.958	2.49	2.74	9.1
1.756	321 – 334	1.690 – 1.756	3.557	3.855	7.7
1.655	300 – 335	1.590 – 1.655	2.42	2.546	5
1.606	297 – 305	1.550 – 1.606	2.64	3.039	13
1.404	260 – 264	1.350 – 1.404	2.447	2.759	11
1.304	235 – 245	1.240 – 1.304	2.373	2.559	7.3
1.202	215 – 225	1.140 – 1.202	1.627	1.909	15
1.002	182 – 190	0.950 – 1.002	1.424	1.677	15

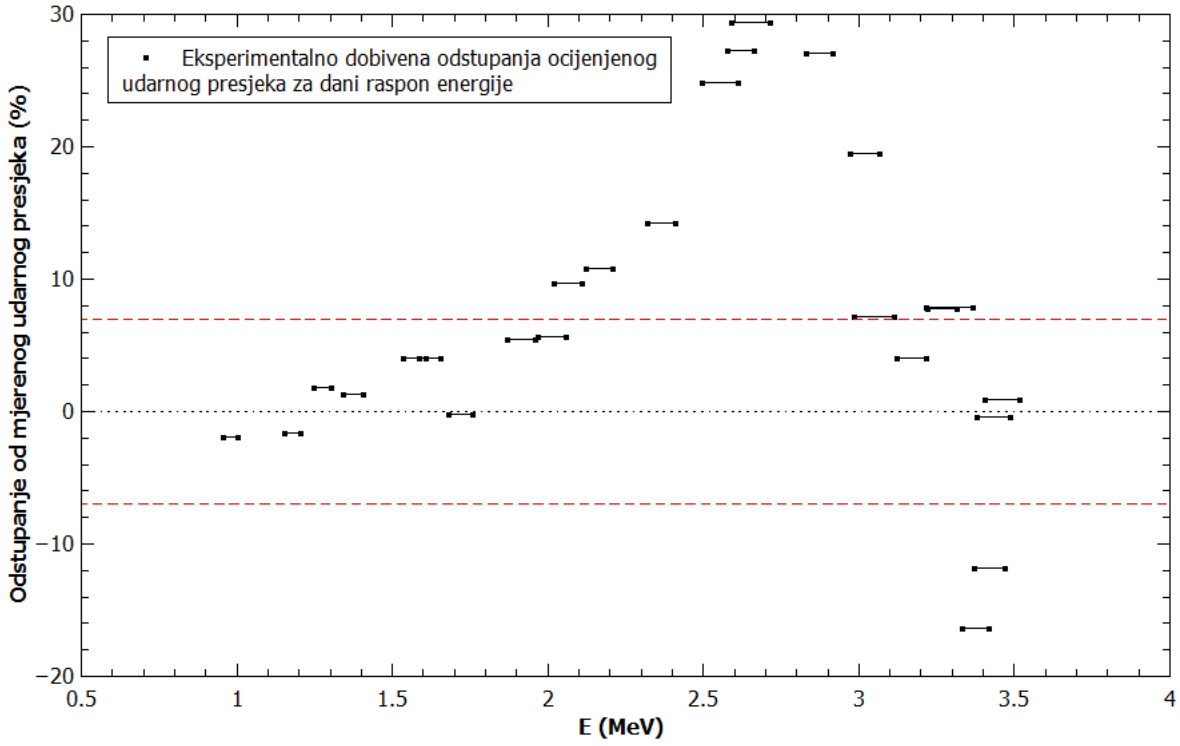
Tablica 6.5. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 150°, za ^{nat}Si(p,p)^{nat}Si reakciju



Slika 6.12. Grafički prikaz odstupanja ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{nat}Si za kut raspršenja 150°

E mjerenja (MeV)	**Raspon kanala za normali-zaciju**	**Pripadni raspon energije (MeV)**	**$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)**	**$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na Si)(*10^{10} iona*sr)**	**Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)**
3.517	647 – 677	3.405 – 3.517	3.414	3.444	0.9
3.487	645 – 675	3.380 – 3.430	3.428	3.284	- 0.4
3.467	646 – 676	3.370 – 3.467	3.397	2.996	-12
3.416	645 – 667	3.330 – 3.416	4	3.346	-16
3.366	598 – 628	3.215 – 3.366	3.513	3.812	7.8
3.316	615 – 645	3.220 – 3.316	3.517	3.814	7.8
3.215	598 – 626	3.120 – 3.215	3.233	3.37	4.1
3.114	555 – 620	2.985 – 3.114	3.302	3.557	7.2
3.065	566 – 596	2.970 – 3.065	3.051	3.788	20
2.914	536 – 566	2.830 – 2.914	2.637	3.615	27
2.712	480 – 505	2.590 – 2.712	2.106	2.984	29
2.662	486 – 516	2.575 – 2.662	2.391	3.286	27
2.611	462 – 492	2.495 – 2.611	2.143	2.853	25
2.410	432 – 462	2.320 – 2.410	2	2.331	14
2.209	392 – 422	2.120 – 2.209	2.522	2.829	11
2.108	370 – 410	2.020 – 2.108	2.348	2.601	9.7
2.058	362 – 392	1.965 – 2.058	3.288	3.484	5.6
1.958	342 – 372	1.870 – 1.958	4.213	4.454	5.4
1.756	306 – 332	1.680 – 1.756	4.598	4.587	-0.2
1.655	287 – 320	1.585 – 1.655	2.985	3.110	4
1.606	280 – 302	1.535 – 1.606	3.555	3.706	4
1.404	241 – 260	1.340 – 1.404	3.331	3.376	1.3
1.304	223 – 240	1.245 – 1.304	3.103	3.16	1.8
1.202	204 – 220	1.150 – 1.202	2.359	2.319	-1.7
1.002	167 – 179	0.955 – 1.002	2.144	2.104	-1.9

Tablica 6.6. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 165°, za ^{nat}Si(p,p)^{nat}Si reakciju

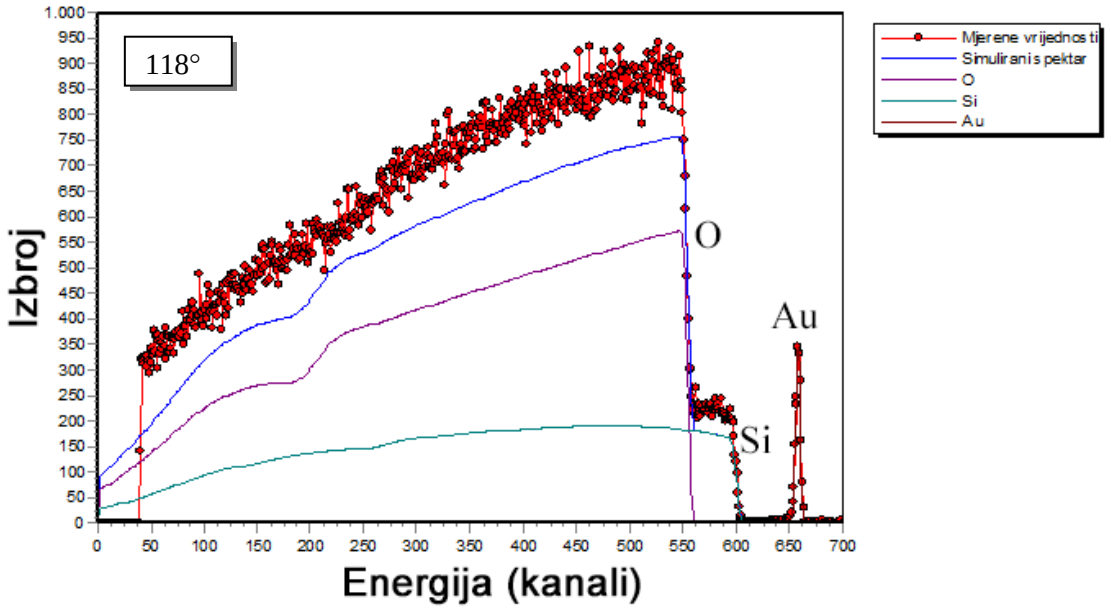


Slika 6.13. Grafički prikaz odstupanja ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{nat}Si za kut raspršenja 165°

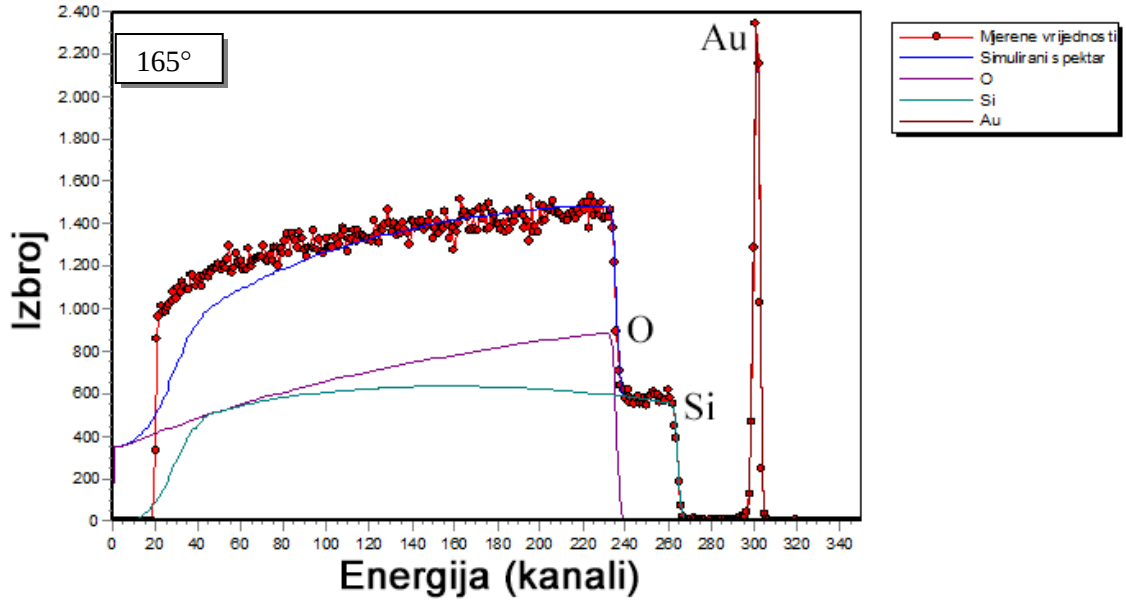
Veliko odstupanje mjerenih podataka od ocijenjenih vidi se na Slici 6.14. gdje je prikazan izgled spektra raspršenja protona enegije 3.065 MeV na ^{nat}Si, za kut raspršenja od 118°. Odstupanje je 22 %.

Primjer dobrog slaganja dan je na Slici 6.15. gdje je prikazano raspršenje protona energije 1.404 MeV, za kut raspršenja od 165° gdje je odstupanje 1.3%.

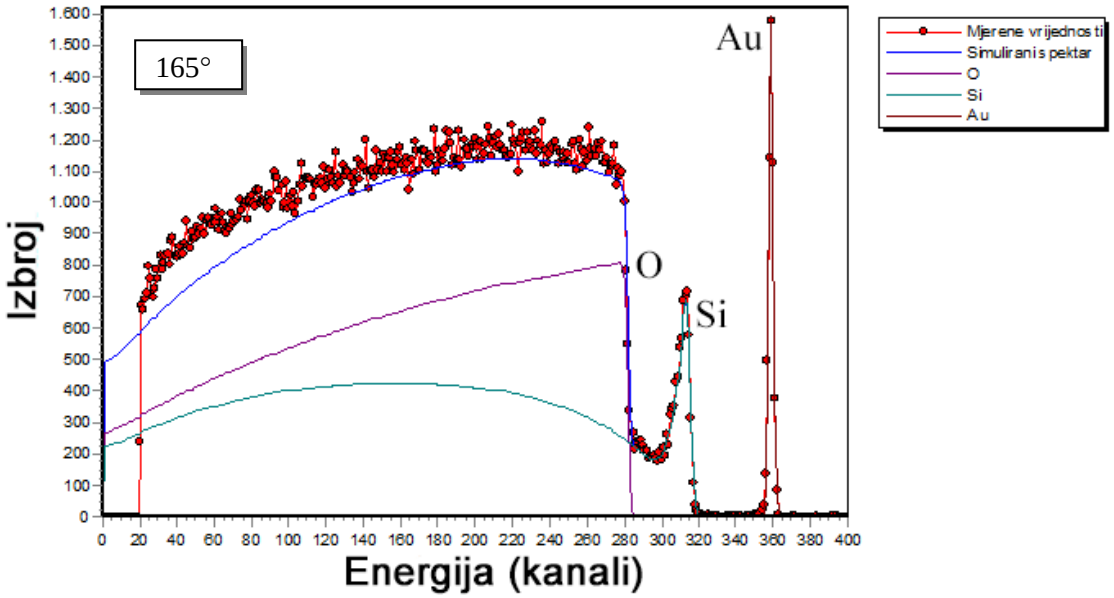
Kako izgleda spektar kod kojeg je vidljiva rezonancija u reakciji ^{nat}Si(p,p)^{nat}Si (vidi Sliku 2.13.), gdje proton ima energiju 1.655 MeV, vidi se na Slici 6.16. Odstupanje je 4%.



Slika 6.14. Primjer spektra kod kojeg je vidljivo neslaganje mjerenih podataka s ocijenjenim. Radi se o $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakciji gdje je energija protona 3.0645MeV, a kut raspršenja 118°. Odstupanje iznosi 21.73%.



Slika 6.15. Primjer spektra kod kojeg je vidljivo dobro slaganje mjerenih i ocijenjenih podataka. Radi se o $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakciji gdje je energija protona 1.404 MeV, a kut raspršenja 165°. Odstupanje iznosi 1.3%.



Slika 6.16. Primjer spektra kod kojeg je vidljiv vrh događaja koji dolaze od rezonancije. Radi se o $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakciji gdje je energija protona 1.655 MeV, a kut raspršenja 165°. Odstupanje iznosi 4 %.

6.3. Odstupanje od mjerenog udarnog presjeka za $^{16}O(p,p)^{16}O$

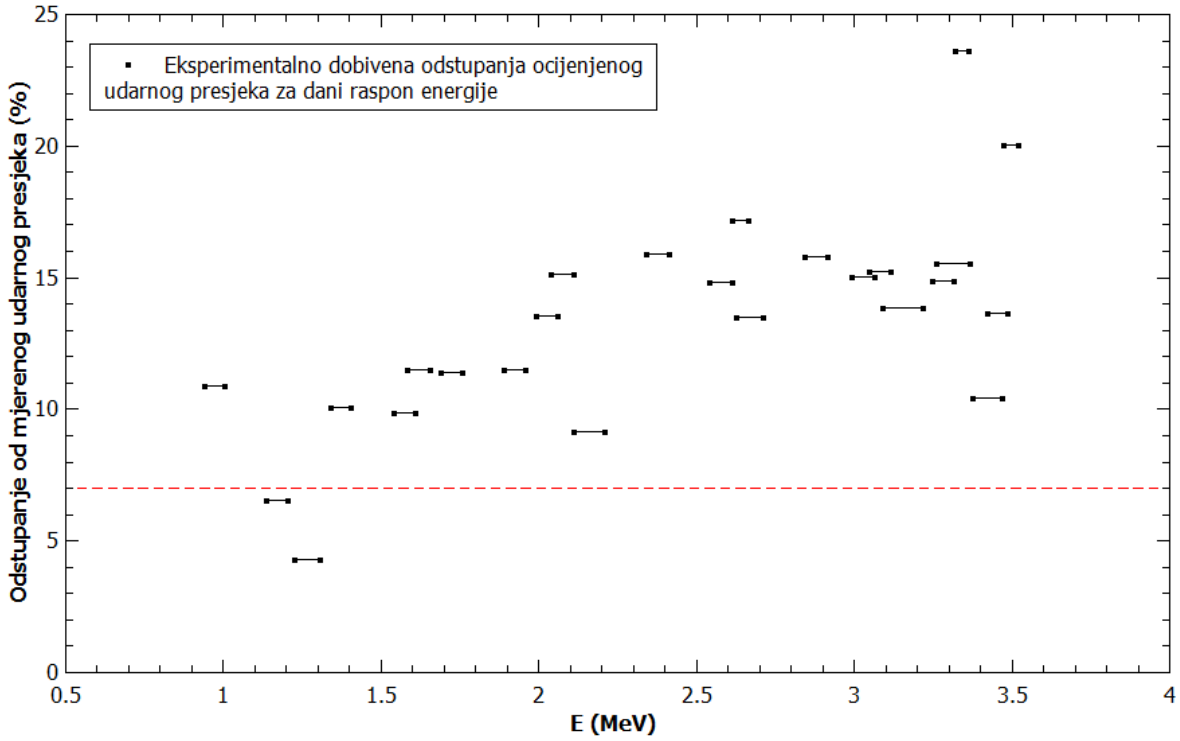
Za raspršenje protona na meti ^{16}O, podaci se za sva tri kuta raspršenja nalaze u Tablicama 6.7., 6.8., i 6.9. Grafička ilustracija tih rezultata je na Slikama 6.17., 6.18. i 6.19. Prilagodba je rađena na ukupnu visinu spektra koji zbraja događaje raspršenja na siliciju i kisiku tako da je greška u odstupanju vrijednosti udarnih presjeka za $^{16}O(p,p)^{16}O$ reakciju uvjetovana i greškom u odstupanju vrijednosti udarnih presjeka za $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakciju.

Kao i u prethodna dva slučaja, najgore slaganje je za kut raspršenja od 118° gdje su gotovo sve vrijednosti izmjerenih udarnih presjeka u odstupanju od ocijenjenih vrijednosti van naše pogreške mjerenja od 7%.

Najbolje slaganje ponovo je dobiveno za kut raspršenja od 165°, a zanimljivo je primjetiti kako je za kut raspršenja od 150° najbolje slaganje unutar raspona energije od 1.2 – 3 MeV, izvan kojeg su odstupanja drastično veća.

E mjerenja (MeV)	**Raspon kanala za normali-zaciju**	**Pripadni raspon energije (MeV)**	**$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)**	**$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na O)(*10^{10} iona*sr)**	**Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)**
3.517	610 – 632	3.470 – 3.517	2.695	3.371	20
3.487	590 – 635	3.420 – 3.487	2.7	3.126	14
3.467	570 – 621	3.375 – 3.467	2.535	2.83	10
3.416	560 – 590	3.320 – 3.360	2.89	3.783	24
3.366	570 – 602	3.260 – 3.366	2.76	3.267	16
3.316	560 – 590	2.245 – 3.316	2.765	3.249	15
3.216	500 – 575	3.090 – 3.216	2.282	2.649	14
3.114	525 – 555	3.045 – 3.114	2.587	3.053	15
3.065	515 – 545	2.990 – 3.065	2.118	2.492	15
2.914	485 – 515	2.840 – 2.914	1.948	2.313	16
2.712	435 – 485	2.625 – 2.712	1.631	1.886	14
2.662	450 – 470	2.610 – 2.662	1.788	2.159	17
2.611	435 – 465	2.540 – 2.611	1.656	1.944	15
2.410	397 – 427	2.340 – 2.410	1.445	1.718	16
2.209	335 – 393	2.110 – 2.209	1.942	2.138	9.2
2.108	340 – 370	2.035 – 2.108	1.703	2.007	15
2.058	333 – 363	1.990 – 2.058	2.378	2.75	14
1.958	315 – 345	1.890 – 1.958	3.156	3.567	12
1.756	280 – 310	1.690 – 1.756	3.364	3.796	11
1.656	255 – 285	1.580 – 1.656	2.259	2.553	12
1.606	252 – 282	1.540 – 1.606	2.558	2.838	9.9
1.404	216 – 246	1.340 – 1.404	2.387	2.667	11
1.304	187 – 227	1.225 – 1.304	2.396	2.503	4.3
1.202	178 – 208	1.135 – 1.202	1.737	1.859	6.6
1.002	143 – 173	0.940 – 1.002	1.503	1.687	11

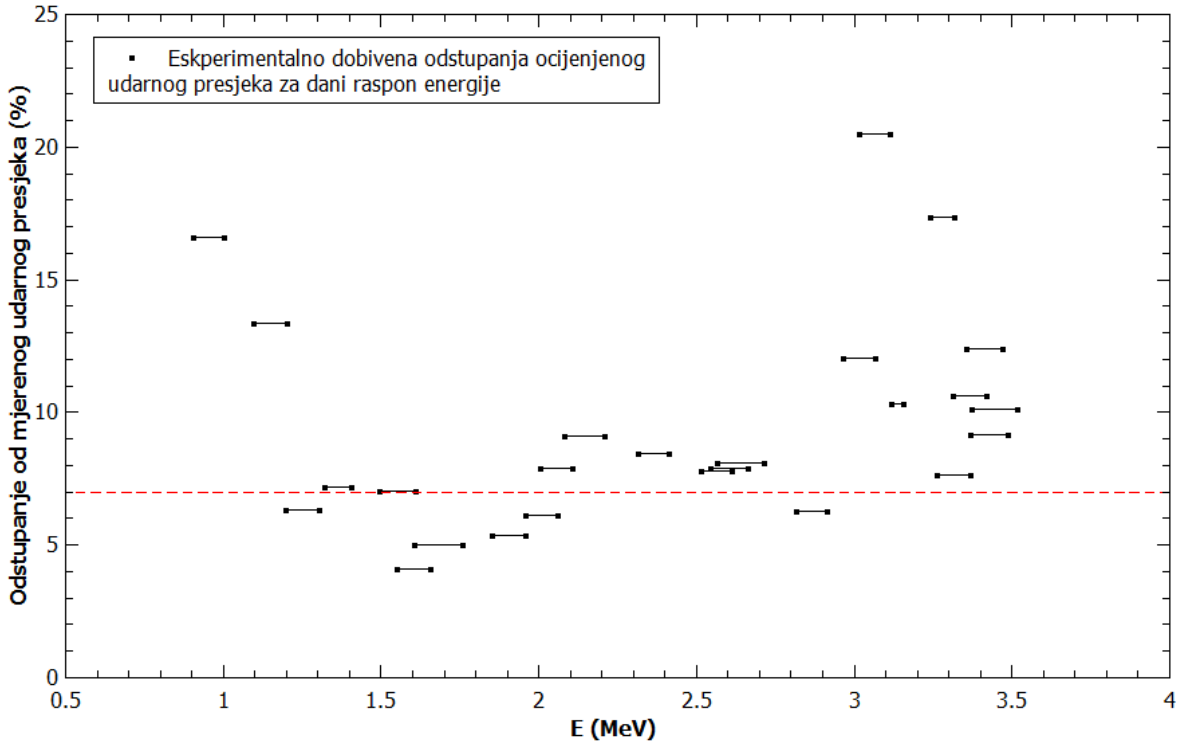
Tablica 6.7. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 118°, za $^{16}O(p,p)^{16}O$ reakciju



Slika 6.17. Grafički prikaz odstupanja od ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{16}O za kut raspršenja 118°

E mjerenja (MeV)	**Raspon kanala za normali-zaciju**	**Pripadni raspon energije (MeV)**	**$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)**	**$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na O)(*10^{10} iona*sr)**	**Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)**
3.517	555 - 630	3.360 – 3.517	2.875	3.199	10
3.487	565 – 625	3.365 – 3.487	2.78	3.06	9.2
3.467	570 – 600	3.355 – 3.467	2.545	2.906	12
3.416	562 – 592	3.310 – 3.360	3.076	3.441	11
3.366	555 – 585	3.260 – 3.366	2.91	3.15	7.6
3.316	560 – 575	3.240- 3.316	2.68	3.243	17
3.215	530 – 550	3.115 – 3.155	2.526	2.817	10
3.114	510 – 540	3.015 – 3.114	2.43	3.057	21
3.065	502 – 532	2.965 – 3.065	2.259	2.568	12
2.914	475 – 505	2.813 – 2.914	2.105	2.246	6.3
2.712	415 – 490	2.565 – 2.712	1.772	1.928	9.1
2.662	420 – 450	2.541 – 2.662	1.955	2.122	7.9
2.611	422 – 452	2.515 – 2.611	1.76	1.909	7.8
2.410	387 – 417	2.315 – 2.410	1.54	1.682	8.4
2.209	335 – 400	2.080 – 2.209	1.958	2.154	9.1
2.108	330 – 360	2.005 – 2.108	1.809	1.964	7.9
2.058	322 – 352	1.955 – 2.058	2.57	2.737	6.1
1.958	305 – 335	1.850 – 1.958	2.49	2.631	5.4
1.756	245 – 320	1.605 – 1.756	3.557	3.744	5
1.656	250 – 280	1.550 – 1.656	2.42	2.534	4.1
1.606	240 – 270	1.495 – 1.606	2.64	2.839	7
1.404	215 – 235	1.320 – 1.404	2.447	2.636	7.2
1.304	187 – 217	1.195 – 1.304	2.373	2.534	6.4
1.202	170 – 200	1.095 – 1.202	1.627	1.878	13
1.002	135 – 165	0.905 – 1.002	1.424	1.707	17

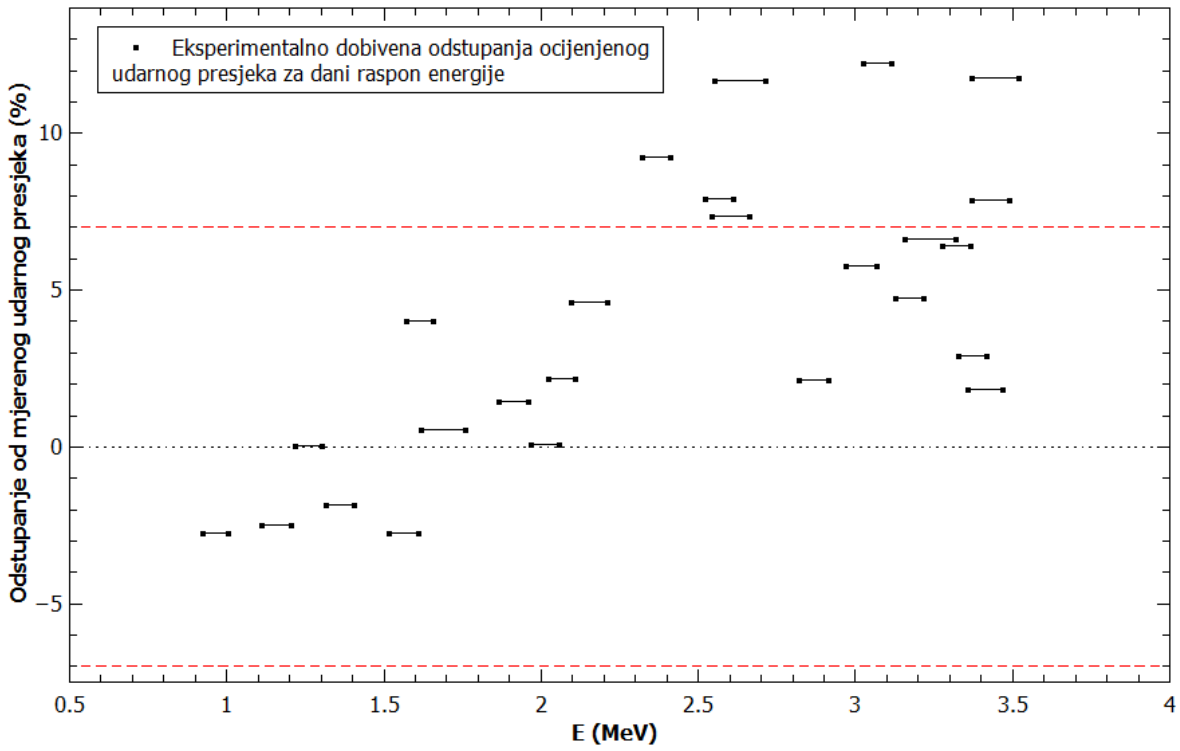
Tablica 6.8. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 150°, za $^{16}O(p,p)^{16}O$ reakciju



Slika 6.18. Grafički prikaz odstupanja ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{16}O za kut raspršenja 150°

E mjerenja (MeV)	**Raspon kanala za normali-zaciju**	**Pripadni raspon energije (MeV)**	**$(Q \cdot \Omega)_1$ (normal. na Au)(*10^{10} iona*sr)**	**$(Q \cdot \Omega)_2$ (prilagodba na O)(*10^{10} iona*sr)**	**Odstupanje $\frac{(Q\Omega)_2 - (Q\Omega)_1}{(Q\Omega)_2}$ (%)**
3.517	560 - 620	3.370 – 3.440	3.414	3.827	12
3.487	565 – 617	3.370 – 3.430	3.428	3.721	7.9
3.467	565 – 595	3.355 – 3.467	3.397	3.46	1.8
3.416	567 – 597	3.325 – 3.115	4	4.119	2.9
3.366	558 – 588	3.325 – 3.366	3.513	3.755	6.4
3.316	515 – 579	3.155 – 3.316	3.517	3.767	6.6
3.215	530 – 560	3.125 – 3.215	3.233	3.394	4.7
3.114	512 – 542	3.025 – 3.114	3.302	3.763	12
3.065	502 – 532	2.970 – 3.065	3.051	3.238	5.8
2.914	475 – 505	2.820 – 2.914	2.637	2.695	2.2
2.712	405 – 475	2.550 – 2.712	2.106	2.385	12
2.662	415 – 445	2.540 – 2.662	2.391	2.581	7.4
2.611	420 – 450	2.520 – 2.611	2.143	2.327	7.9
2.410	383 – 413	2.320 – 2.410	2	2.204	9.3
2.209	335 – 385	2.095 – 2.209	2.522	2.644	4.6
2.108	328 – 358	2.020 – 2.108	2.348	2.4	2.2
2.058	320 – 350	1.965 – 2.058	3.288	3.291	0.01
1.958	302 – 332	1.865 – 1.958	4.213	4.275	1.5
1.756	240 – 335	1.615 – 1.756	4.598	4.623	0.5
1.656	248 – 278	1.570 – 1.656	2.985	3.11	4
1.606	238 – 268	1.515 – 1.607	3.555	3.458	-2.7
1.404	201 – 231	1.315 – 1.404	3.331	3.269	-1.9
1.304	184 – 214	1.215 – 1.304	3.103	3.102	-0.03
1.202	165 – 195	1.110 – 1.202	2.359	2.299	-2.5
1.002	130 – 158	0.920 – 1.002	2.144	2.085	-2.8

Tablica 6.9. Rasponi energija na kojima je rađena prilagodba i odstupanje prilagođene vrijednosti $Q \cdot \Omega$ od vrijednosti prilagođene na zlato za kut raspršenja 165°, za $^{16}O(p,p)^{16}O$ reakciju

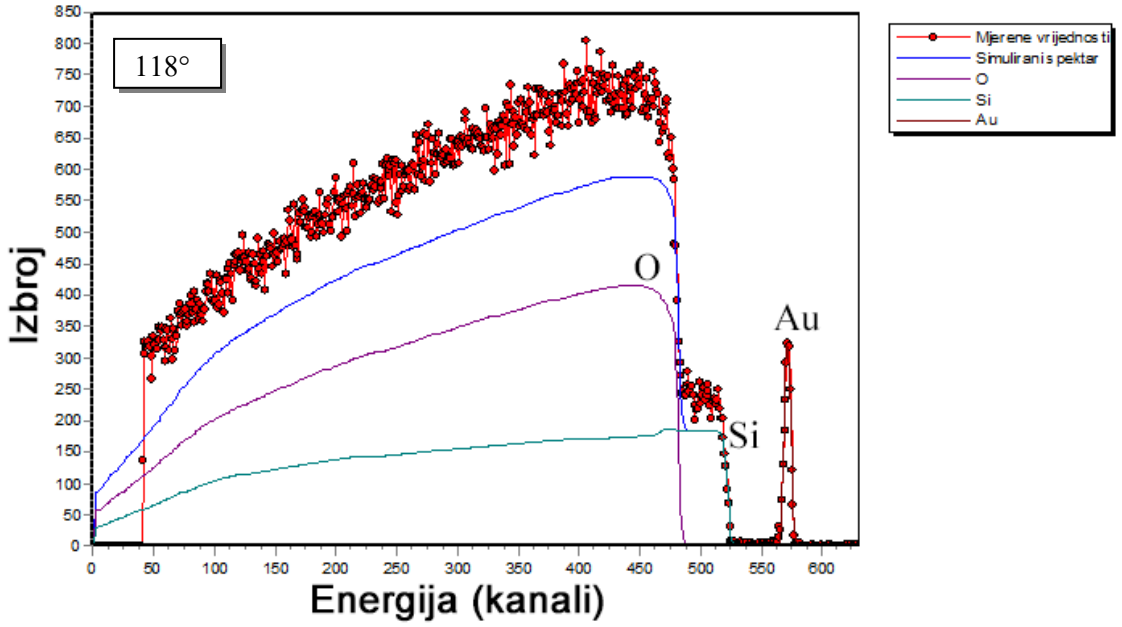


Slika 6.19. Grafički prikaz odstupanja ocijenjenog udarnog presjeka za raspršenje protona na ^{16}O za kut raspršenja 165°

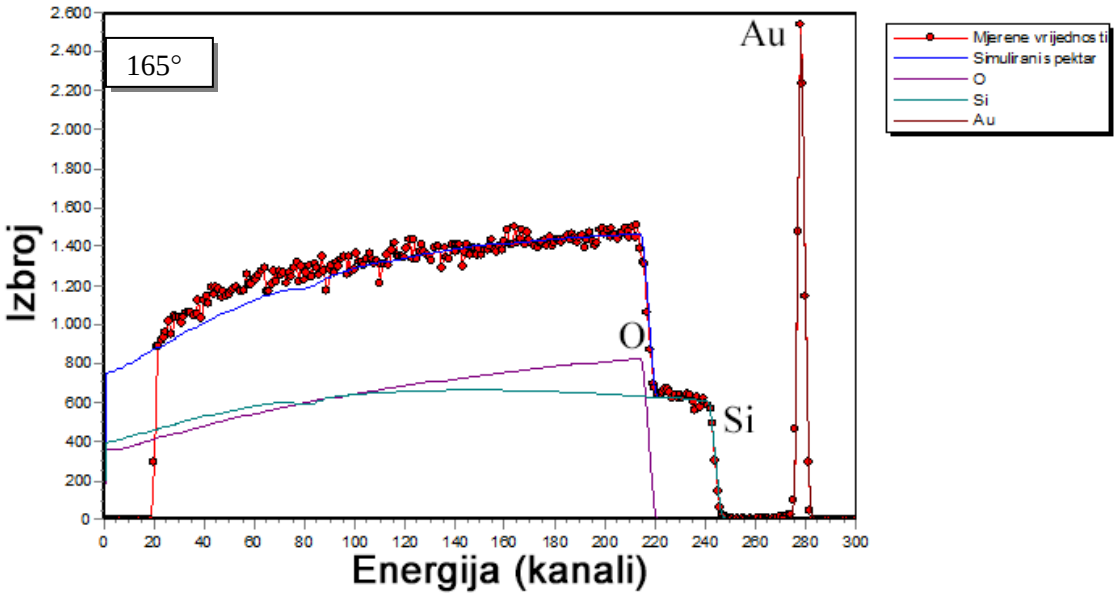
Neslaganje eksperimentalnih i ocijenjenih podataka prikazano je na Slici 6.20. gdje imamo raspršenje protona energije 2.662 MeV na ^{16}O, za kut raspršenja od 118°. Odstupanje je 17%.

Dobro slaganje sa eksperimentalnim podacima dobiveno je za raspršenje protona energije 1.304 MeV na ^{16}O gdje je odstupanje svega 0.03%, a kut raspršenja je 165°, a prikazano je na slici 6.21.

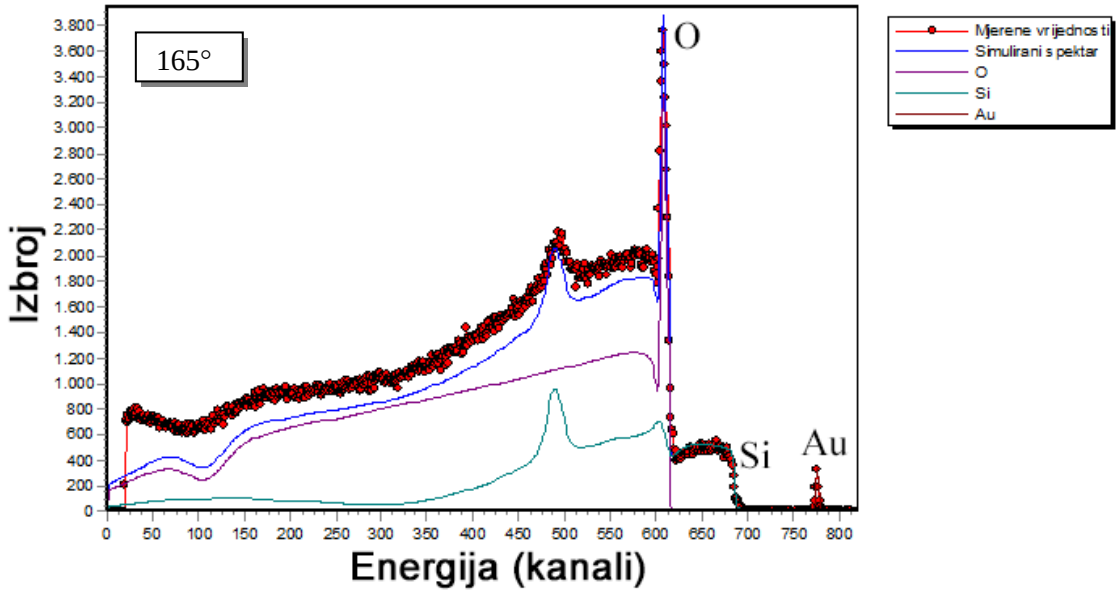
Primjer rezonancije (Slika 2.12.) raspršenja protona energije 3.487 MeV na ^{16}O za kut 165° vidimo na Slici 6.22. Odstupanje je 7.9%.



Slika 6.20. Primjer spektra kod kojeg je vidljivo neslaganje mjerenih podataka sa ocijenjenim. Radi se o $^{16}O(p,p)^{16}O$ reakciji gdje je energija protona 2.662 MeV, a kut raspršenja 118°. Odstupanje iznosi 17%.



Slika 6.21. Primjer spektra kod kojeg je vidljivo dobro slaganje mjerenih i ocijenjenih podataka. Radi se o $^{16}O(p,p)^{16}O$ reakciji gdje je energija protona 1.304 MeV, a kut raspršenja 165°. Odstupanje iznosi 0.03%.



Slika 6.22. Primjer spektra kod kojeg je vidljiv vrh događaja koji dolaze od rezonancije. Radi se o $^{16}O(p,p)^{16}O$ reakciji gdje je energija protona 3.487 MeV, a kut raspršenja 165°. Odstupanje iznosi 7.9%.

7. Zaključak

U ovom radu vršena je provjera mjerenih udarnih presjeka za $^{12}C(p,p)^{12}C$, $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakcije za tri kuta raspršenja (118°, 150°, 165°) metodom elastičnog raspršenja unatrag (EBS). Iako postoji teorijski model (inkorporiran u pogram SigmaCalc 2.0), kao i veliki broj eksperimentalnih podataka, vrijednosti udarnih presjeka i dalje su nepouzdane te je potrebno napraviti provjere (eng. *benchmarking*) u dobro kontroliranim eksperimentalnim uvjetima.

Mjerenja su rađena na debelim metama od ugljika (eng. *glassy carbon,* ^{12}C) i silicijevog dioksida ($^{nat}SiO_2$) na koje je naparen tanki sloj zlata (~ 10nm) radi normalizacije. Prilagodbom na vrh događaja raspršenja protona sa jezgri zlata, izračunat je faktor $(Q \cdot \Omega)_1$ koji je onda uspoređen sa istim tim faktorom $(Q \cdot \Omega)_2$ računatim prilagodbom na visinu spektra raspršenih protona sa jezgri ugljika, kisika i silicija. Razlika ta dva faktora je dala ocjenu koliko ocijenjeni udarni presjeci dobro opisuju eksperiment.

Najlošija slaganja mjerenih podataka s onima ocijenjenim pomoću SigmaCalc 2.0 dobivena su za kut raspršenja118°za sve tri reakcije gdje su se gotovo sve vrijednosti udarnog presjeka našle izvan pogreške mjerenja od ~7%. Razlog tome mogu biti eksperimentalne vrijednosti udarnih presjeka, koje su prema bazi podataka IBANDL, u većini slučajeva dostupne za veće kutove raspršenja (> 150°) na kojima se najčešće i rade EBS mjerenja. Kako je za kut raspršenja od 118° $(Q \cdot \Omega)_2$ za sve slučajeve veći od $(Q \cdot \Omega)_1$, ocijenjeni udarni presjeci niži su od mjerenih. Povećanjem kuta raspršenja dobivena su bolja slaganja vrijednosti udarnih presjeka. Najbolja slaganja za kutove raspršenja od 150° i 165° dobivena su za $^{12}C(p,p)^{12}C$ reakciju gdje se gotovo sve vrijednosti mjerenog udarnog presjeka nalaze unutar pogreške mjerenja. Za $^{16}O(p,p)^{16}O$ i $^{nat}Si(p,p)^{nat}Si$ reakcije uz dobra slaganja, za kutove raspršenja od 150°i 165°, dobivena su i odstupanja koja su puno veća od greške mjerenja.

Sveukupno, dobiveno je da je veći broj ocijenjenih udarnih presjeka niži od mjerenog. Kako se povećava kut raspršenja, a energija upadnog protona smanjuje, ocijenjene vrijednosti udarnog presjeka postaju sve bliže onim mjerenima, pa se može zaključiti da SigmaCalc 2.0 daje najbolje vrijednosti udarnih presjeka za to mjerno područje, dok je za ostala područja potrebno napraviti određene korekcije u teorijskom modelu, te također napraviti i dodatna mjerenja udarnih presjeka.

8. Metodički dio: Rutherfordov eksperiment

8.1. Uvod

Rutherfordov slavni eksperiment sa listićima zlata otvorio je vrata istraživanju građe atoma i atomske jezgre te se smatra jednim od najvažnijih povijesnih eksperimenata. Kao takav služi kao uvertira za upoznavanje Rutherfodovog modela atoma, kao i same građe atoma. U osnovnoškolskoj nastavi fizike nema mnogo detalja o atomima i njihovoj građi, a učenici se s pojmovima atomske jezgre i nukleona (protona i neutrona) te elektronskog omotača susreću u okviru nastave kemije. U srednjoškolskoj nastavi fizike za gimnazije, razvoj modela atoma i građa atoma obrađuju se u četvrtom razredu. Pregled razvoja modela atoma kreće od antičkog doba (Empedoklo, Demokrit), preko Bohrovog modela nastalog početkom 20.st., te se naposlijetku obrađuje kvantnofizikalni model atoma. Nastavna obrada povijesnog razvoja modela atoma može doći nakon što se učenici upoznaju s valno-čestičnom prirodom svjetlosti, a prije ili poslije obrade linijskih spektara.

Pregled povijesnog razvoja modela atoma započinje antičkim modelom atoma čime se učenike upoznaje s idejom nedjeljivosti, tj. idejom da postoji konačno malen komadić tvari koji se ne može dalje dijeliti. Empedoklo (5. st. pr. Kr.) je smatrao da se tvari sastoje od četiri elementa (zemlje, zraka, vode i vatre), no ti elementi za njega nisu bili atomi. Ideju atomizma iznosi Demokrit(4./5. st. pr. Kr.), koji smatra da su atomi nedjeljive čestice, koje se kreću u praznom prostoru.

Pojam atoma kao kemijskog elementa dao je Lavoisier (18.st.), koji je smatrao da je kemijski element ona tvar koja se ne može razložiti na druge tvari, a John Dalton je povezao Lavoisierovu ideju s antičkim atomima i tvrdio da su svi atomi nekog kemijskog elementa jednaki, te da oni mogu tvoriti molekule, ali se ne mogu stvarati i uništavati.

Napredak nastaje kada Faraday (18.st.) na temelju pokusa elektrolize zaključuje da se u atomima nalazi električni naboj, a Arrhenius (19.st.) te čestice naziva ionima. Ideju o neproničnosti atoma odbacuje Hertz (krajem 19.st.), koji u svojim pokusima pokazuje da katodne zrake prolaze kroz atom te da on ne može biti neproničan, s čime se slaže Lenard koji kaže da je tvar šuplja i sastoji se od točkastih čestica među kojima djeluju sile. Rasprava se nastavlja opisom otkrića elektrona, prije nego se prijeđe na Thomsonov model atoma iza čega slijedi Rutherfordov eksperiment i Rutherfordov model atoma. Nakon toga slijedi Bohrov model uz koji je priložen i prošireni sadržaj u kojem se nalazi matematički opis, a zatim i

kvantnofizikalni model atoma. Nakon obrade Bohrovog modela može se prodiskutirati Boškovićeva teorija sile te se njegove ideje mogu povezati s modelima koji se koriste danas.

Prije obrade Rutherfordovog eksperimenta treba se upoznati s Thomsonovim modelom. Na koncu 19. stoljeća znalo se da je atom kao cjelina električki neutralan, a elektroni su negativnog naboja, što je ukazivalo da unutar atoma postoji i pozitivan naboj. Thomson 1898. godine predlaže svoj model u kojem pretpostavlja da pozitivan naboj jednoliko ispunjava cjelokupan prostor atoma u kojem su smješteni negativni elektroni. Slikovita usporedba je ona s pudingom sa šljivama, po čemu Thomsonov model i danas nosi ime „model pudinga sa šljivama“.

Rutherfordov model atoma važan je korak pri upoznavanju razvoja modela atoma. Za potpun opis tog modela objašnjen je i Rutherfordov eksperiment kojim je Ernest Rutherford 1911. godine, sa svojim suradnicima Geigerom i Marsdenom, želio provjeriti ispravnost Thomsonovog modela. Njegov mjerni postav sastojao se od izvora α-čestica, koje je usmjerio na tanki listić zlata, gledajući pritom kako se mijenja smjer gibanja α-čestica. Oko cijelog postava nalazio se fluorescentni zastor, koji je služio za detekciju α-čestica. Naime, kada bi α-čestica udarila u zaslon, on bi zasvijetlio. Ako bi Thomsonov model bio ispravan, α-čestica bi naprosto „proletjela“ kroz listić zlata, bez velike promjene u smjeru gibanja. Pozitivni naboj u atomu bi ju usporio, a elektroni bi imali zanemariv utjecaj, budući da je masa α-čestica mnogo veća od mase elektrona. Većina α-čestica uistinu jest prošla kroz listić zlata, ali neke su se i odbile. Konkretno, na 8000 čestica koje bi prošle kroz listić zraka, jedna bi se odbila pod kutom većim od 90°. Rutherfordu je preostalo zaključiti da su sav pozitivan naboj i gotovo cijela masa atoma zlata sadržani u jako malenom dijelu atoma, njegovoj jezgri. Većina α-čestica prođe kroz prostor između atomskih jezgara, a tek one koje nalete na jezgru ili joj dođu jako blizu, osjećaju odbojnu silu i mijenjaju svoj smjer [22].

Rutherfordov eksperiment, onakav kakvog ga je on izveo sa svojim suradnicima, moguće je i danas reproducirati, no nije ga moguće raditi u učionici (zbog upotrebe radioaktivnog izvora, kao i skupe opreme (npr. vakuumske pumpe) koja je potrebna za njegovo izvođenje). No moguće je koristiti računalne simulacije da bi se on što zornije mogao približiti učenicima.

Nastava fizike i uspješno učenje fizike zahtijeva visok intelektualni angažman kod učenika koji se najbolje ostvaruje kroz interaktivnu istraživački usmjerenu nastavu koja potiče aktivno učenje. Aktivno učenje se ostvaruje kroz interakciju nastavnika s učenicima, kao i

interakciju učenika međusobno. Interakcija se može ostvariti korištenjem različitih metoda kao što su vođena rasprava, kooperativno rješavanje zadataka (u paru ili u skupinama), interaktivno izvođenje pokusa, kao i upotreba računala. Poseban naglasak u nastavi treba staviti na istraživanje, gdje učenici trebaju razviti vještine postavljanja hipoteza, osmišljavanja i provođenja pokusa, rukovanja opremom za izvođenje pokusa, analiziranja mjerenih podataka, diskusije dobivenih rezultata, itd. Istraživački usmjerena nastava fizike počiva na dobro osmišljenom nastavnom satu, koji treba započeti otvaranjem i upoznavanjem nove pojave gdje se prikupljaju ideje te nastavnik dobiva informaciju o prethodnom znanju učenika o pojavi. Pojava se zatim upoznaje kroz pokus, nakon čega bi trebalo slijediti glavno istraživačko pitanje. U nastavku bi sata kroz vođeno istraživanje trebalo dati odgovor na glavno istraživačko pitanje (ili više njih), konstruirati model istraživane pojave i povezati različite elemente znanja. U završnom bi dijelu sata konstruirani model trebalo primijeniti na nove situacije, npr. interaktivnim rješavanjem zadataka, izvođenjem aplikacijskih pokusa ili korištenjem konceptualnih pitanja s karticama.

Pri obradi gradiva iz moderne fizike javlja se problem nedostatka pokusa, koji bi se mogli izvoditi u učionici. U pomoć mogu uskočiti računalne simulacije koje se mogu spremiti na osobno računalo. Učenici tada uz pomoć računalne simulacije vrše istraživanje. Valja napomenuti kako i u ovom slučaju nastava treba biti interaktivna i istraživački usmjerena, pa je tako učenički angažman i aktivno učenje moguće postići provođenjem istraživanja korak po korak i postavljanjem pitanja na koja učenici odgovaraju i diskutiraju (ukoliko se radi frontalno) ili npr. uz pomoć radnih listića koje će učenici ispunjavati prilikom istraživanja, a na kojima će se nalaziti ključna pitanja za razumijevanje (ukoliko učenici rade samostalno ili u paru).

Kao zorni prikaz Rutherfordovog eksperimenta dostupna je PhET interaktivna simulacija Sveučilišta Colorado [23], koja se može spremiti na osobno računalo i uz pomoć projektora pokrenuti u učionici.

8.2. Priprema nastavnog sata

Obrada Rutherfordovog eksperimenta i Rutherfordovog modela atoma predviđena je za izvođenje u čevrtom razredu gimnazije za što je predviđen jedan nastavni sat. Vrsta nastave je interaktivna istraživački usmjerena nastava. Nastavne metode su demonstracija pokusa,

metoda razgovora te metoda pisanja/crtanja. Kao nastavna pomagala potrebni su računalo i projektor. Predviđeni oblik rada je frontalni, ponajprije zato jer je u većini škola još uvijek nemoguće osigurati nastavu u kojoj bi učenici samostalno ili u parovima koristili računala.

Očekivani obrazovni ishodi:

- Opisati i objasniti Rutherfordov eksperiment
- Opisati Rutherfordov model atoma
- Usporediti i vrednovati Thomsonov i Rutherfordov model atoma
- Razvijati sposobnost logičkog razmišljanja i zaključivanja
- Razvijati i koristiti znanstveni jezik
- Provoditi istraživanje pomoću računalne simulacije
- Razvijati komunikacijske vještine

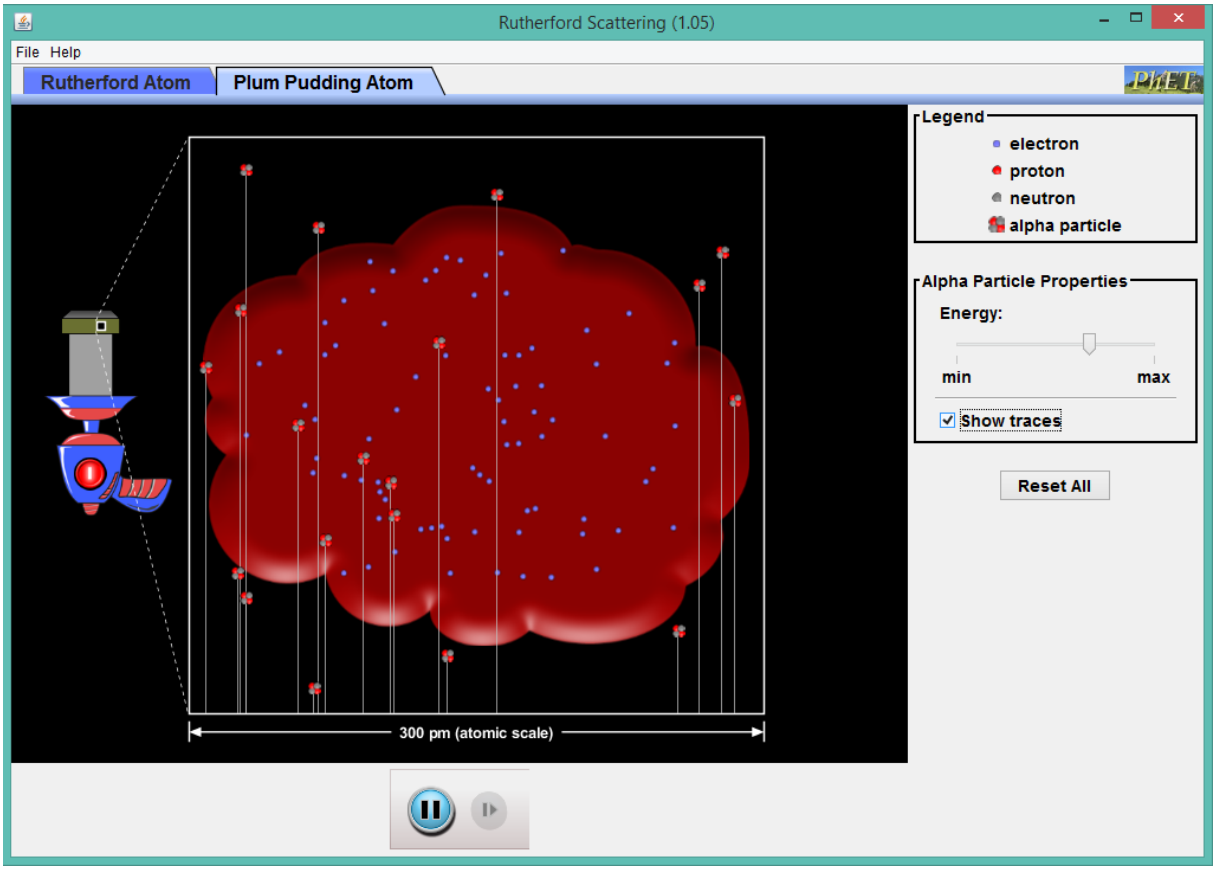
Odgojni ishodi:

- Razvijati pozitivan odnos prema radu
- Razvijati samodisciplinu i samokritičnost
- Izražavati i argumentirati vlastito mišljenje
- Uvažavati tuđe mišljenje

Do početka ovog nastavnog sata učenici bi već trebali biti upoznati s povijesnim razvojem modelaatoma do Thomsonovog modela, kao i s Thomsonovim otkrićem elektrona. Nastavni bi sat započeo pitanjem: *„Što mislite, kako su znanstvenici početkom 20. Stoljeća zamišljali atom? Što je sve bilo poznato o atomu nakon otkrićae elektrona?“*. Znanstvenici su zamišljali atom kao kuglu pozitivnog naboja u kojem su smješteni elektroni. To je Thomsonov model atoma, koji se slikovito naziva „modelom pudinga sa šljivama“. Danas je ipak poznato da se atom sastoji od jezgre i elektronskog omotača, a do te slike atoma došlo se postupno eksperimentom. Ernest Rutherford napravio je eksperiment sa svojim suradnicima Geigerom i Marsdenom (ponegdje se taj eksperiment naziva i Geiger-Marsdenov eksperiment) kojim je istraživao ispravnost Thomsonovog modela. Ovdje bi završio uvodni dio sata, pisanjem naslova „Rutherfordov eskperiment“ na ploču i u bilježnice.

Središnji dio sata započeo bi istraživačkim pitanjem: „*Kako je raspoređen pozitivan naboj unutar atoma?*“. Prije početka istraživanja treba opisati Rutherfordov eksperimentalni postav, tj. da se on sastoji od izvora visokoenergijskih α-čestica usmjerenih na tanki listić zlata, koji

je okružen fluorescentnim zastorom. On služi za detekciju α-čestica, tako da zasvijetli na mjestu gdje je udarila α-čestica. Pitanja koja bi se sada trebala postaviti su: *„Što je α-čestica?“* i *„Kako je ona nabijena?“*. Treba ustvrditi da je α-čestica ustvari jezgra helija i da je ona pozitivno nabijena. Sada se na zaslonu računala može pokazati simulacija koja je uz pomoć projektora vidljiva učenicima i upoznati učenike s njom. S lijeve strane prozora nalazi se „pištolj“, koji ispucava α-čestice prema Thomsonovom atomu, koji se sastoji od „razmazanog“ pozitivnog naboja s negativnim nabojem (elektronima) raštrkanim po atomu. Prije uključivanja pištolja, postavlja se pitanje: *„Što očekujete da će se dogoditi s α-česticama koje nalijeću na atome zlata, ako za atome zlata vrijedi Thomsonov model?“*. Učenici zapisuju svoje pretpostavke u bilježnice, a potom ih diskutiraju. Očekuje se odgovor da će α-čestice samo proletjeti kroz atom, ali sigurno će se javiti i odgovor da će se α-čestice odbiti. Diskutiraju se sve pretpostavke. Nakon toga se u simulaciji pali pištolj i učenici promatraju što se događa s α-česticama, koje nalijeću na atom. Potiče ih se da svatko za sebe zapiše ono što su primijetili. Zatim se od učenika traži da kažu što su primijetili. Očekuje se da primijete da α-čestice prolaze kroz atom bez mijenjanja smjera. U simulaciji se može uključiti opcija koja pokazuje putanje α-čestica (Slika 8.1.).

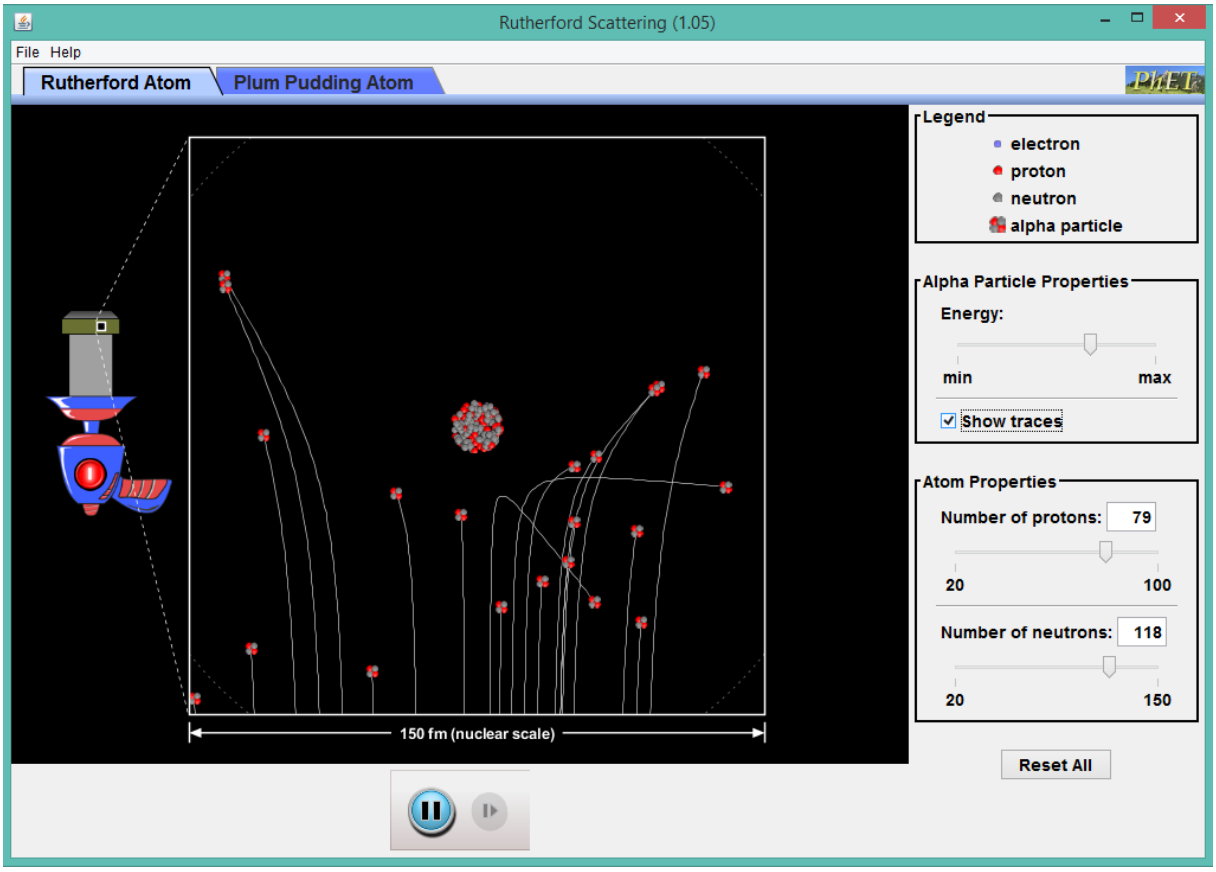


Slika 8.1. Prikaz Ruth. eksperimenta u kojem α-čestice nalijeću na Thomsonov model atoma [23].

Sljedeće pitanje koje se postavlja je *„Zašto α-čestice nisu promjenile svoj smjer?“*, a rasprava se vodi potpitanjima *„Mogu li elektroni utjecati na promjenu smjera gibanja α-čestice?“*, *„Kakva je masa elektrona u odnosu na masu α-čestice?“*, *„Kako pozitivan naboj u atomu utječe na prolazak α-čestice kroz atom?“*. Odgovore na ova pitanja učenici raspravljaju u razredu međusobno i s nastavnikom. Zaključak do kojeg se dolazi jest da elektroni ne utječu na smjer gibanja α-čestica, jer su α-čestice mnogo masivnije od elektrona. Pozitivni naboj neće utjecati na smjer prolaska α-čestice, već će ju samo malo usporiti, jer je prema Thomsonovom modelu jednoliko raspoređen po cijelom atomu.

Međutim, Rutherford je opazio da uz mnoštvo α-čestica, koje su prošle kroz atom postoje i neke koje su se odbile pod velikim kutovima. Postavlja se pitanje: *„Jesu li njegova opažanja u skladu s pretpostavkom da je pozitivni naboj ravnomjerno raspoređen po cijelom atomu?“*. Zaključak je da nisu te da se radi o drugačijoj raspodjeli pozitivnog naboja. Sljedeće pitanje je:*“Na kakvu raspodjelu pozitivnog naboja vode Rutherfordova opažanja?“*. Diskusijom se dolazi do zaključka da Rutherfordova opažanja vode na postojanje atomske jezgre.

Sada se u simulaciji može odabrati kartica, koja prikazuje Rutherfordov atom. I dalje se s lijeve strane prozora nalazi pištolj, koji ispucava α-čestice, no atom sada ima malu jezgru u kojoj je koncentriran sav pozitivni naboj. Neki su parametri eksperimenta već unaprijed određeni, kao što su energija α-čestice i vrsta atoma prema kojem se α-čestice ispucavaju (u ovom slučaju zlato, Z=79). Prije uključivanja pištolja, ponovo se upita učenike što očekuju da će se dogoditi. Učenici sada zaključuju da će neke čestice skrenuti ili odbiti se. U simulaciji se pali pištolj i učenici promatraju što se događa s α-česticama. Od učenika se traži da konstatiraju i diskutiraju svoja zapažanja. Opazili su da su α-čestice promijenile svoj smjer, da se raspršuju na jezgri zlata. Što bliže jezgri prolaze, to su kutovi otklona veći. Ponovo se uključi prikaz putanje α-čestica za zorni prikaz kutova pod kojima su se α-čestice otklonile (Slike 8.2.). To su rezultati koje je dobio Rutherford.



Slika 8.2. Prikaz Ruth. eksperimenta u kojem α-čestice nalijeću na Rutherfordov model atoma [23].

Pitanje koje se postavlja učenicima je *„Zašto su se neke α-čestice odbile?“*. Učenici zaključuju da su se α-čestice odbile zbog jake odbojne sile koja djeluje među pozitivno nabijenim α-česticama i pozitivno nabijenom jezgrom. Nakon toga ih se pita što mogu zaključiti o raspodjeli pozitivnog naboja u atomu na temelju ovih rezultata. Učenici zapisuju odgovore u bilježnice i nekolicina ih čita na glas. Zaključak je da je pozitivan naboj sadržan u malom središnjem dijelu atoma u kojem je također sadržana gotovo sva masa atoma. Uvodi se pojam Rutherfordovog modela atoma, tzv. nuklearni model atoma u čijem se središtu nalazi atomska jezgra. Valja napomenuti kako u to vrijeme nije bio poznat sastav jezgre (protoni i neutroni). Pitanje na koje sada treba dati odgovor je: *„Kako bi izgledao atom u Rutherfordovom modelu? Kamo u njemu smjestiti elektrone?“*. Atom se u Rutherfordovom modelu sastoji od atomske jezgre, a elektroni kruže oko nje. Među pozitivnom jezgrom i negativnim elektronima djeluje privlačna elektrostatska sila, koju je Rutherford usporedio sa gravitacijskom silom. Došao je do zaključka da se elektroni oko jezgre gibaju po kružnim putanjama, slično kao što se planeti gibaju oko Sunca. Po tome je taj model nazvan planetarnim modelom atoma.

„Koje promjene u modelu atoma donosi Rutherford?“. Učenici trebaju napraviti usporedbu modela atoma koje su naučili dosad sa Rutherfordovim. Temeljni zaključci su da se atom sastoji od jezgre u kojoj je sadržana gotovo sva masa atoma i koja sadrži pozitivan naboj, te da oko te jezgre kruže elektroni po određenim putanjama koji nose negativan naboj jednakog iznosa kao i naboj jezgre. Time bi završio središnji dio sata i krenulo bi se na primjenu modela.

U završnom dijelu sata diskutirale bi se prednosti i ograničenja Rutherfordovog modela. Diskutiralo bi se o problemima koje je Rutherfordov model riješio, uz zaključak da je pozitivan naboj u atomu koncentriran u njegovom središnjem dijelu (jezgri), koji zauzima jako maleni dio atoma i sadrži gotovo svu njegovu masu, a oko jezgre se gibaju sićušni elektroni. Između elektrona i jezgre nalazi se prazan prostor. Nakon toga, raspravljalo bi se o glavnom problemu koji je donio Rutherfordov model, a to je stabilnost tvari. Postavilo bi se pitanje: *„Kada bi se elektron gibao oko jezgre po kružnoj putanji, kako bi to utjecalo na energiju elektrona i stabilnost atoma?“.* Učenici bi se prisjetili da čestice pri kružnom gibanju imaju akceleraciju, a da ubrzane nabijene čestice emitiraju elektromagnetsko zračenje. Prema tome, elektron bi u Rutherfordovom modelu kružeći oko jezgre emitirao elektromagnetsko zračenje i tako gubio svoju energiju, što bi rezultiralo njegovim padom na jezgru. Takav atom ne bi bio stabilan, pa tako ni tvari općenito. Tvar jest stabilna, stoga je Rutherfordov model pogrešan. Nakon ove diskusije, učenici u malim skupinama rješavaju i diskutiraju sljedeći zadatak:

1. (a) Alfa čestica mase M giba se brzinom v_0 i centralno elastično sudara s česticom mase m koja miruje. Kolika će biti konačna brzina alfa čestice?

Zadatak se rješava uz pomoć zakona očuvanja količine gibanja i zakona očuvanja energije (u elastičnom sudaru kinetička energija je očuvana):

ZOKG: $Mv_0 = Mv_\alpha + mv_č$ (8.2.1.)

ZOE: $Mv_0^2 = Mv_\alpha^2 + mv_č^2$ (8.2.2.)

Jednadžbe (8.2.1.) i (8.2.2.) mogu se zapisati kao:

$M(v_0 - v_\alpha) = mv_č$ (8.2.3.)

i

$$M(v_0 - v_\alpha)(v_0 + v_\alpha) = mv_č^2 \qquad (8.2.4.)$$

Podijeli se jednadžba (8.2.4.) sa jednadžbom (8.2.3.) i dobije se:

$$v_0 + v_\alpha = v_č \qquad (8.2.5.)$$

Jednadžba (8.2.5.) se uvrsti u (8.2.3.) i dobije se izraz za konačnu brzinu α-čestice:

$$v_\alpha = \frac{(M-m)v_0}{M+m}. \qquad (8.2.6.)$$

(b) Na temelju rezultata i danih podataka procijenite kako će na brzinu alfa čestice utjecati sudar s mirujućim elektronom ili mirujućom jezgrom zlata. Brzina alfa čestice prije sudara iznosti 0,01c, masa alfa čestice je 6,6 $\cdot 10^{-27}$ kg, masa elekrona 9,11$\cdot$ 10^{-31} kg, a masa jezgre zlata 3,3 $\cdot 10^{-25}$ kg.

Učenici evaluiraju dobiveni izraz u graničnim slučajevima kad je $m \ll M$ (sudar s elektronom) i $m \gg M$ (sudar s jezgrom zlata). U prvom slučaju je $v \approx v_0$, a u drugom $v \approx - v_0$.

Ako u dobivenu formulu (8.2.6.) uvrste podatke, za sudar s elektronom dobiva se:

$$v = \frac{(6.6\cdot10^{-27} - 9.11\cdot10^{-31})\cdot 0.01\cdot 3\cdot 10^8}{(6.6\cdot10^{-27} + 9.11\cdot10^{-31})} \approx 3\cdot 10^6 = 0.01c$$

Za sudar sa zlatom dobiva se:

$$v = \frac{(6.6\cdot10^{-27} - 3.3\cdot10^{-25})\cdot 0.01\cdot 3\cdot 10^8}{(6.6\cdot10^{-27} + 3.3\cdot10^{-25})} = -2.88\cdot 10^6 = -0.0096c$$

Vidi se da u sudaru s elektronom alfa čestica ne mijenja svoju brzinu i nastavlja gibanje u istom smjeru kao i prije sudara, jer je elektron zanemarive mase u usporedbi s njenon masom. U sudaru s atomom zlata, koji je puno veće mase od njene, alfa čestica mijenja smjer, a negativan predznak upućuje na to da se ona odbila u suprotnom smjeru od početnog smjera gibanja. Iznos brzine ostaje vrlo približno jednak iznosu početne brzine.

9. Literatura

[1] Wang, Y., Nastasi, M. Handbook of Modern Ion Beam Analysis, 2nd Edition, Materials Research Society, Warrendale, 2009.

[2] Goldstein, H., Poole, C., Safko, J. Classical Mechanics, 3rd Edition, Pearson, 2001

[3] Pastuović, Ž. Određivanje odstupanja od Rutherfodovog udarnog presjeka za raspršenje ^{6}Li iona na jezgrama ^{19}F, Diplomski rad, Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 1997.

[4] L'Ecuyer, J., Davies J.A. & Matsunami N. How accurate are absolute Rutherford backscattering yields, Nucl. Inst. and Meth. 160 (1979), 337

[5] Chu, W., Mayer, J.W., Nicolet M.A. Backscattering Spectrometry, Academic Press, New York, 1978.

[6] Leo, W.R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach, Springer – Verlag, Berlin Heidelberg, 1987

[7] Paneta, V., Colaux, J.L., Gurbich A.F., Jeynes, C., Kokkoris, M. Benchmarking experiments for the proton backscattering on ^{23}Na, ^{31}P and ^{nat}S up to 3.5 MeV, Nucl. Inst. and Meth. 328 (2014), 1

[8] A. Gurbich, SigmaCalc 2.0., sigmacalc.iate.obninsk.ru, Travanj i Svibanj 2016.

[9] Ion Beam Analysis Nuclear Data Library – IBANDL, www-nds.iaea.org/ibandl/, Travanj i Svibanj 2016.

[10] Ziegler, J.F., Biersack, J.P., Ziegler, M.D., SRIM – the stopping and range of ions in matter, Ion Implementation Press, Annapolis, 2008. (www.srim.org)

[11] Zamboni, I. Razvoje metode protonima inducirane emisije gama-zračenja za analizu i trodimenzionalno profiliranje lakih elemenata, Doktorski Rad, Zagreb: Priodoslovno-matematički fakultet, 2015.

[12] Bogovac, M. Data Acquistion for X-ray microprobe, Computer Manual Series No.17, IAEA, Beč, 2002.

[13] Abriola, D., Gurbich, A.F., Kokkoris, M., Lagoyannis, A., Paneta,V. Proton elastic scattering differential cross-sections for ^{12}C, Nucl. Instr. And Meth. 269 (2011), 2011

[14] Mazzoni S., Chiari, M., Giuntini, L., Mando, P.A., Taccetti, N. Proton elastic scattering cross section on carbon from 350 keV to 3 MeV, Nucl. Instr. And Meth. 136-138 (1998), 86

[15] Salomonovic, R. Angular distribution of proton non-Rutherford elastic scattering cross section of carbon and silicon, Nucl. Instr. And Meth, 82 (1993), 1

[16] Rauhala, E. Proton Elastic Scattering Cross Sections of Carbon, Nitrogen and Silicon for Backscattering Analysis in the Energy Range 0.7 – 2.5 MeV, Nucl. Instr. And Meth. B12 (1985), 447

[17] Mayer, M. Techincal Report 1PP 9/113, Max-Planck Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997.

[18] Barradas, N.P., Jeynes C., Webb, R.P., Kreissig, U., Grötzschel R. WINDF: a Windows interface to the DataFurnace code for analysing IBA data, Nucl. Instr. Methods Phys. Res. B149 (1999), 233

[19] Marion, J.B. Accelerator Calibration Energies, Rev. Mod. Phys. 38 (1966), 660

[20] White, R.E. Barker, P.H., Lovelock, D.M.J. Measurement of nuclear reaction Q-values with high accuracy: ^{7}Li(p,n)7Be, Metrologia 21 (1985), 193

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

[22] Paar, V. Fizika 4, udžbenik za 4. Razred gimnazije, Školska Knjiga, Zagreb, 2006.

[23] Rutherford Scattering, Version 1.05, PhET Interactive Simulations, University of Colorado, 2016. https://phet.colorado.edu/en/simulation/rutherford-scattering, 30.5.2016.