



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO MATEMATIČKI FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# Fotoaktivacioni metod za određivanje ubrzavajućeg potencijala linearnog akceleratora

-master rad-

MENTOR:

*prof. dr Miodrag Krmar*

KANDIDAT:

*Tamara Milanović*

Novi Sad, oktobar 2018

---

# *Sadržaj*

---

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Kretanje nanelektrisanja u električnom i magnetnom polju</b>	<b>5</b>
2.1	Polja za usmeravanje čestica u akceleratoru . . . . .	6
2.2	Jako fokusiranje ili fokusiranje promenljivim gradijentom polja . . . . .	8
2.3	Kretanje u ukrštenom električnom i magnetnom polju . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Konstrukcija i princip rada mikrotrona</b>	<b>11</b>
3.1	Princip rada . . . . .	13
3.2	Injectacija . . . . .	13
3.3	Ekstrakcija . . . . .	14
3.4	Fazna stabilnost . . . . .	15
3.5	Transverzalna stabilnost . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Konstrukcija i način rada linearног akcelatora</b>	<b>16</b>
4.1	Akceleratori sa pogurnim cevima . . . . .	16
4.2	Akceleratori sa talasovodima . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Zakočno zračenje</b>	<b>21</b>
5.1	Efikasni presek za emisiju fotona . . . . .	22
5.2	Ugaona distribucija bremsstrahlung fotona . . . . .	24
<b>6</b>	<b>Fotonuklearne reakcije</b>	<b>26</b>
6.1	DezinTEGRACIJA složenog jezgra . . . . .	27
6.1.1	$(\gamma, \gamma')$ reakcija . . . . .	28
6.2	Fotoaktivaciona merenja . . . . .	28
<b>7</b>	<b>Određivanje energije fotonskog snopa aktivacijom indijuma</b>	<b>31</b>
7.1	Metoda merenja . . . . .	32
7.2	Rezultati . . . . .	33
<b>8</b>	<b>Određivanje ubrzavajućeg potencijala linearнog akcelatora</b>	<b>44</b>
<b>9</b>	<b>Umesto zaključka</b>	<b>51</b>
	<b>Bibliografija</b>	<b>54</b>

*Zahvaljujem se mentoru, prof. dr Miodragu Krmaru na zanimljivoj i praktičnoj temi, na svoj pomoći, prenesenom znanju, lepim idejama i savetima tokom izrade ovog rada.*

*Sva merenja koja se pominju i obrađuju u ovom radu, obavljena su na institutu za nuklearnu fiziku u Dubni, Rusiji.*

# 1.

---

## Uvod

---

Tema ovog rada je određivanje nepoznatog ubrzavajućeg potencijala linearnog akceleratora. Ideja i rad su nastali u Dubni, na institutu za nuklearnu fiziku JINR, a iz potrebe da se ovaj problem što brže reši.

Problem se sastojao u sledećem. Montirao se linearni akcelerator od većeg broja identičnih ubrzavajućih sekcija, kada se sve sekcije sklope imaće zajedno snop elektrona od 800 MeV (i zakočnog zračenja). Potrebno je odrediti ubrzavajući potencijal jedne sekcije, a zatim se ubrzavajući potencijal celog akceleratora (ili onoliko sekcija koliko je montirano) dobija množenjem brojem sekcija, koje su sve identične. Energija sa određenim brojem sekcija treba biti veoma dobro poznata pošto će se akcelerator koristiti za kalibraciju svih vrsta detektora na elektrone i fotone visokih energija. Za pojedinačnu sekciju se zna samo da ubrzava elektrone do energije oko 20 MeV.

Ovaj problem nije nov i rešava se fotoaktivacijama putem prag detektora. Treba odabratи veći broj nuklida sa dobro poznatim pragom za  $(\gamma, n)$  reakciju i na osnovu njihove aktivacije odrediti gde je kraj spektra zakočnog zračenja (maksimum energije). Dok je energija ispod praga za reakciju kod tog aktivacionog detektora, na  $\gamma$  spektru se ne pojavljuju  $\gamma$  linije iz  $(\gamma, n)$  reakcije. Kada energija pređe prag, ta se linija pojavi, pa se na osnovu većeg broja aktivacija proceni kolika je maksimalna energija fotonskog snopa.

Mana ove metode je što se treba imati veći broj materijala i što je potrebno da se svi zrače i mere pod identičnim uslovima, što znači da su im uračunate atenuacija prilikom zračenja i samoapsorpcija prilikom merenja. Osim toga, materijal treba da ima dovoljno  $\gamma$  linija koje su intenzivne, kao i da im period poluraspada nije jako kratak ili jako dug. Za svaki aktivacioni detektor se posebno trebaju uračunati efekti geometrije merenja i zračenja, što traje dosta vremena, kojeg u ovom slučaju nije bilo. Iz ovih razloga, nametnula se ideja da se upotrebi *samo jedan aktivacioni detektor*.

U energijskom opsegu od oko 10 MeV ima mnogo pogodnih aktivacionih detektora pošto im je prag za aktivaciju upravo u toj energijskoj oblasti. Oko 20 MeV treba imati lakše elemente koji imaju viši prag za aktivaciju, ali ih je teško naći u hemijski dobrom obliku (npr. O, N, P). Osim toga, efikasni preseci za lake elemente su mali i dobija se slaba aktivnost. Postoje i reakcije tipa  $(\gamma, np)$  ili  $(\gamma, 2n)$ , ali su i njima efikasni preseci obično manji.

Pogodnost koja postoji u Dubni je da ima Mikrotron kome se energija zna do 1% tačnosti pošto je ciklični akcelerator. Tamo je razvijena metoda ([10]) koja je relativna i zahteva samo jedan prirodni materijal za aktivaciju. Kao aktivacioni detektor korišćen je indijum. Prirodni metal indijuma se sastoji od dva izotopa  $^{113}In$  (4.28 %) i  $^{115}In$  (95.72 %):

1.  $^{115}In$  ima prag za reakciju  $^{115}In(\gamma, n)^{114m}In$  i  $^{115}In(\gamma, 2n)^{113m}In$  na 17 MeV, zbog toga će se na energijama akceleratorskog snopa od oko 20 MeV u spektru pojaviti linije od ovih reakcija. Posebno je pogodna linija od reakcije  $^{115}In(\gamma, 2n)^{113m}In$

pošto je prilično intenzivna. Još jedan tip reakcije se javlja, a to je  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  reakcija, čija je linija vidljiva na svim energijama upadnog snopa. Takođe, u meti akceleratora nastaju neutroni, koji na indijumu indukuju reakciju  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$  čiji produkt  $^{116m}\text{In}$  emituje nekoliko intenzivnih  $\gamma$  linija.

2. Na  $^{113}\text{In}$  se dešavaju iste reakcije kao i na  $^{115}\text{In}$ . Reakcije  $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$  i  $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m}\text{In}$  imaju nešto veći prag nego kod  $^{115}\text{In}$ , pa u energijskom opsegu koji posmatramo nisu toliko značajne i slabog su intenziteta. Reakcija  $^{113}\text{In}(\gamma, \gamma')^{113m}\text{In}$  će povećavati intenzitet linije od  $^{113m}\text{In}$  koji potiče od ove i od reakcije  $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$ .

U ovom radu su analizirane samo reakcije na  $^{115}\text{In}$ , i to  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$ ,  $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$ ,  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ . Računat je odnos prinosa reakcije  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  u odnosu na ostale. Odnosi prinosa reakcija su se koristili umesto pojedinačnih odnosa da bi se izbeglo uračunavanje efekata geometrije merenja i zračenja. Ovaj odnos bi trebao da bude nezavistan od uslova merenja i ozračivanja.

Prikazana je kalibracija jednog segmenta akceleratora kada radi na maksimalnoj energiji.

# *Teorijski deo*

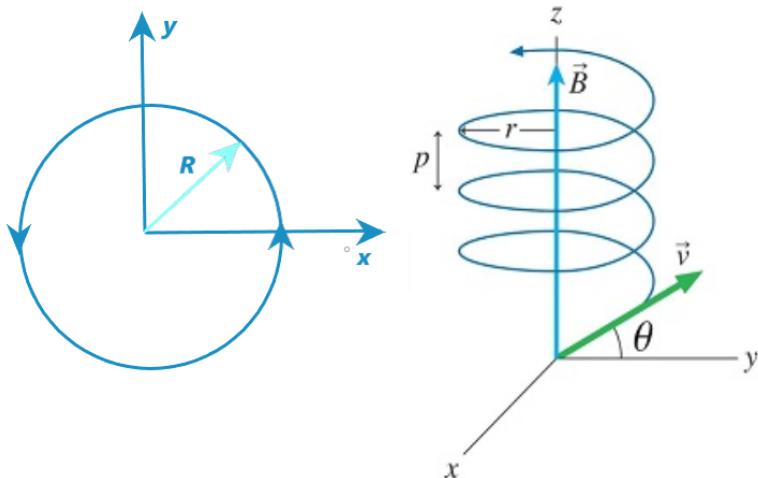
## 2.

# Kretanje naelektrisanja u električnom i magnetnom polju

Pre nego što počnemo da analiziramo merenja na mikrotronu i linearном akceleratoru, potrebno je pre svega razumeti njihov princip rada, tačnije način ubrzavanja čestica i njihovog usmeravanja.

Većina zanimljivih fenomena u kojima se naelektrisanja kreću u polju su veoma komplikovane situacije, gde mnogo naelektrisanih čestica interaguju jedna sa drugom. Zato se ovim situacijama pristupa tako što se prvo analizira dosta jednostavniji slučaj kretanja jedne naelektrisane čestice u datom polju. Tada možemo zanemariti sva ostala naelektrisanja, osim naravno, onih naelektrisanja i struja koje stvaraju polje koje posmatramo.

Što se tiče kretanja naelektrisanja kroz *uniformno električno polje*, ono zavisi od brzine čestice. Za male brzine, kretanje u polju se svodi samo na ubrzavanje u smeru polja. Međutim, ako čestica dobije dovoljno energije da postane relativistička, kretanje se komplikuje, a sa ovim slučajem se nećemo baviti ovde.



Slika 2.1: Kretanje čestice u uniformnom magnetnom polju

Sada ćemo analizirati kretanje naelektrisane čestice u *uniformnom magnetnom polju*, bez prisustva električnog polja. Jedno od rešenja ovog problema je da će čestica da se kreće kružnom putanjom. Magnetna sila  $qc \times B$  je uvek pod pravim uglom u odnosu na pravac kretanja, pa je promena impulsa u vremenu (tj. sila koja deluje na česticu u magnetnom polju),  $\frac{dp}{dt}$ , normalna na  $p$  i ima vrednost  $vp/R$ , gde je  $R$  poluprečnik kružnice:

$$F = qvB = \frac{vp}{R} \quad (2.1)$$

Poluprečnik kružne putanje je onda:

$$R = \frac{p}{qB} \quad (2.2)$$

Ovo je tek jedna mogućnost. Ako čestica ima komponentu brzine i u pravcu polja, ta brzina je kostantna jer nema magnetne sile u pravcu polja. Tako dobijamo neku opštu sliku kretanja čestice u magnetnom polju, ono je ravnomerno pravolinjsko u pravcu paralelnom sa pravcem polja  $B$  i kružno kretanje pod pravim uglovima u odnosu na  $B$ -trajektorija je cilindrična helikoida (Slika 2.1). Poluprečnik helikoide je dat jednačinom 2.2 ako samo u njoj zamenimo  $p$  sa  $p_{\perp}$ , komponentom impulsa normalnom na pravac polja.

## 2.1. Polja za usmeravanje čestica u akceleratoru

Magnetna polja se primenjuju za postizanje određenih putanja u prostoru u akceleratorima čestica visokih energija. Mašine poput ciklotrona i sinhrotrona dovode čestice na visoke energije ponovljenim propuštanjem kroz jako električno polje, da bi se zatim te čestice zadržale u kružnim putanjama pomoću magnetnog polja.

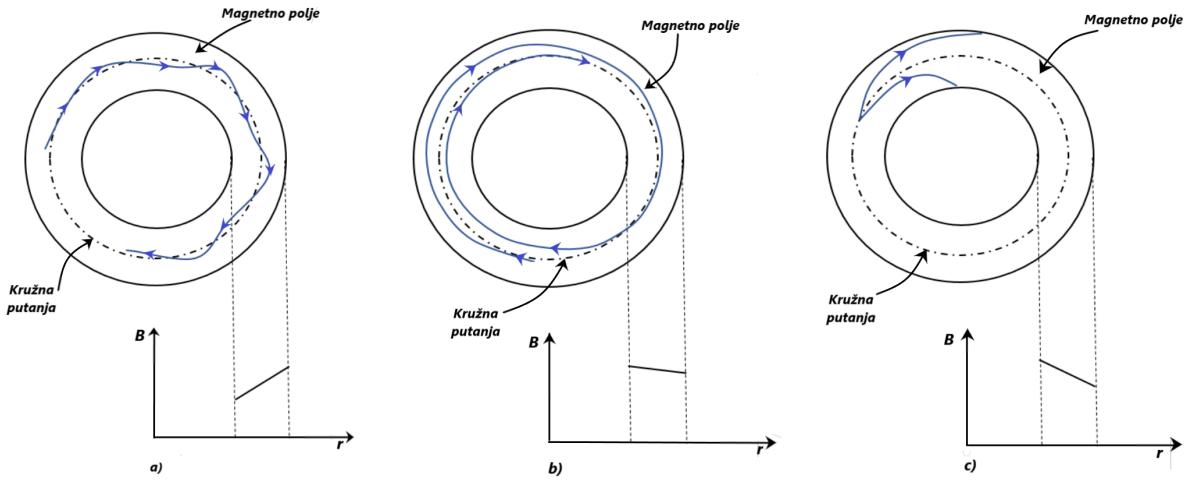
Pomenuli smo da se nanelektrisana čestica u magnetnom polju kreće po kružnoj orbiti. Ovo je međutim tačno samo za savršeno uniformno polje. Ako imamo polje  $B$  koje je približno uniformno u velikom delu posmatrane zapremine, ali je malo jače u jednoj oblasti nego u drugim. Ako u ovakvo polje unesemo česticu impulsa  $p$ , ona će se kretati približno kružnom putanjom poluprečnika  $R = p/qB$ . Poluprečnik putanje će, međutim, biti malo manji u oblasti gde je polje jače. Orbita onda nije više zatvoren krug, već se čestica "šeta" kroz polje. Možemo da kažemo da ta mala "greška" u polju pravi dodatni ugaoni trzaj koji šalje česticu na novu putanju. Ako će nam čestice napraviti milione obrtaja u akceleratoru, neka vrsta **"radijalnog fokusiranja"** je neophodna da zadrži čestice što približnije odabranoj putanji.

Još jedna poteškoća koja se javlja je to što se čestice ne kreću u jednoj ravni. Ako započnu kretanje u polju i pod najmanjim uglom, ili skrenu za mali ugao pod uticajem male greške u polju, čestice će se kretati helikoidnom putanjom koja će ih na kraju dovesti ili u pol magneta ili u zid vakuumskih cevi. Određene popravke se moraju načiniti da se izbegnu takvi vertikalni driftovi, tj. polje mora obezbediti i **"vertikalno fokusiranje"** pored radijalnog.

Radijalno fokusiranje se može postići magnetnim poljem koje raste sa povećanjem rastojanja od centra dizajnirane putanje, kažemo da polje tada ima pozitivan nagib. Tada, ako čestica pravi putanju većeg poluprečnika od željenog, nalaziće se u jačem polju koje će da joj savije putanju unatrag prema korektnom poluprečniku. Ako je pak poluprečnik putanje manji od poželjnog, savijanje će biti manje, pa će se čestica vratiti na poželjnu putanju. Ako se čestica pokrene pod nekim uglom u odnosu na idealnu kružnu putanju, ona će oscilovati oko idealne kružne putanje, kao na Slici 2.2 a). Radijalno fokusiranje će da drži čestice na kružnoj putanji.

Čak i kada polje ima suprotan, negativan nagib, tj. opada sa rastojanjem u odnosu na centar krivine, postoji određeno radijalno fokusiranje. Ovo se dešava ako poluprečnik zavojnice (krivine) putanje ne raste brže od povećanja rastojanja od centra polja. Ovakve orbite su na Slici 2.2 b). Ako je pak, gradijent polja veliki, orbite se neće vratiti željenom poluprečniku, veće će praviti spiralne putanje, ka spolja ili ka unutra, kao na Slici 2.2 c).

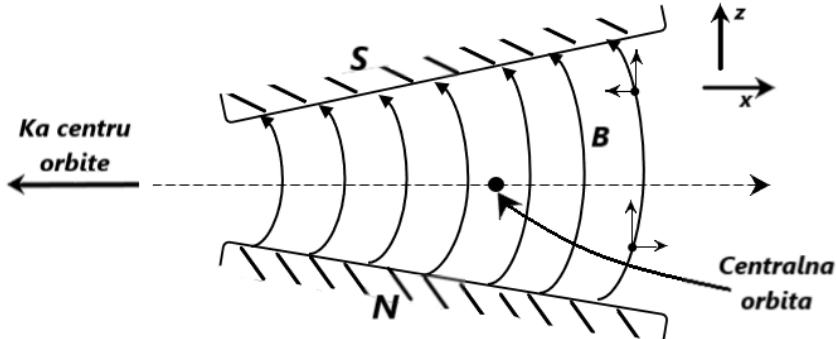
Obično se nagib polja opisuje kao relativni gradijent ili *indeks polja*,  $n$ :



Slika 2.2: a) Kružno kretanje čestice u magnetnom polju sa velikim pozitivnim nagibom. b) Kružno kretanje čestice u magnetnom polju sa malim negativnim nagibom. c) Kružno kretanje čestice u magnetnom polju sa velikim negativnim nagibom.

$$n = \frac{dB/B}{dr/r} \quad (2.3)$$

Polje omogućava radijalno fokusiranje ako je ovaj indeks veći od  $-1$ .



Slika 2.3: Vertikalno polje za navođenje čestice, gledano sa poprečnog preseka oblasti normalne na orbite.

Radijalni gradijent polja deluje na česticu i *vertikalnim* silama. Prepostavimo da imamo polje koje je najjače u centru orbite, a opada sa rastojanjem od istog. Vertikalni poprečni presek magneta pod pravim uglom u odnosu na orbitu je prikazan shematski na Slici 2.3 (Ovo važi za elektrone, dok bi za protone orbite bile u smeru ka nama). Ako je polje jače nalevo, a slabije udesno, linije magnetnog polja moraju biti zakrivljene kao na slici. Možemo pokazati da je to stvarno tako koristeći zakon po kom je rotor (cirkulacija) polja  $\vec{B}$  jednaka nuli u slobodnom prostoru. Ako uzmemmo koordinate sistema sa Slike 2.3, onda je

$$(\nabla \times \vec{B})_y = \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = 0 \quad (2.4)$$

$$\text{ili} \quad \frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial x}. \quad (2.5)$$

Kako smo mi pretpostavili da je  $\frac{\partial B_z}{\partial x}$  negativno (polje opada u smeru x-ose), postoji i jednak negativni  $\frac{\partial B_x}{\partial z}$ . Ako je nominalna ravan orbite ravan simetrije na kojoj je  $B_x = 0$ , onda će radijalna komponenta  $B_x$  biti negativna *iznad* te ravni, a pozitivna *ispod*. Linije moraju biti zakrivljene kao što je i prikazano.

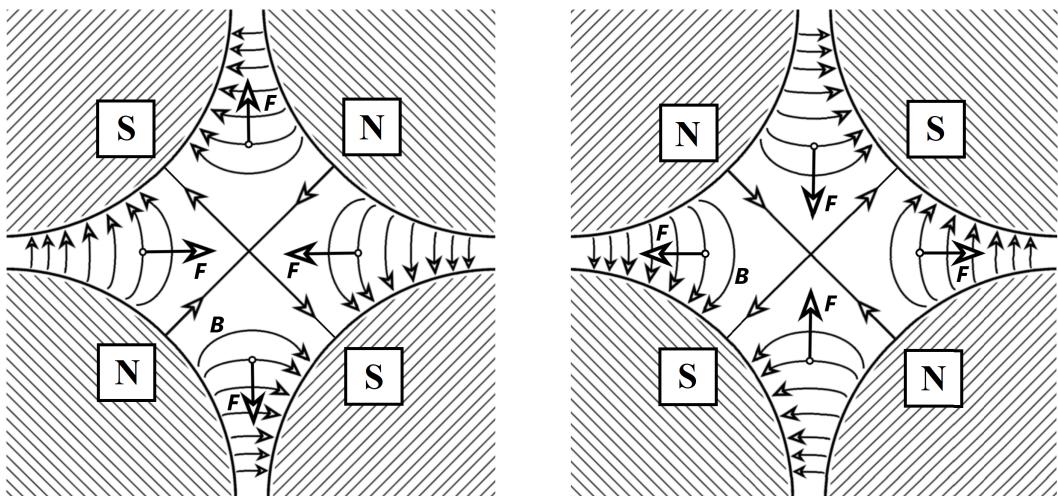
Ovako opisano polje će imati osobine vertikalnog fokusiranja. Zamislimo proton koji putuje manje više paralelno centralnoj orbiti, ali iznad nje. Horizontalna komponenta magnetnog polja, (ovde  $B_x$ ), će delovati na proton silom usmerenom ka dole. Ako je proton ispod centralne orbite, sila deluje u obrnutom smeru. Tako da postoji *povratna sila* prema centralnoj orbiti. Ovo je vertikalno fokusiranje i važi pod uslovom da vertikalno polje opada sa povećanjem poluprečnika. Ako je obrnuto, ako je gradijent polja pozitivan, onda će nastati vertikalno defokusiranje. Stoga za vertikalno fokusiranje, indeks polja mora biti negativan, tj. manji od nule. Kako smo našli da za radijalno fokusiranje, indeks polja mora biti veći od -1, ova dva uslova će zajedno dati:

$$-1 < n < 0$$

da bi čestice imale stabilnu orbitu. U ciklotronima, koriste se vrednosti blizu nule, u betatronima i sinhrotronima oko -0.67.

## 2.2. Jako fokusiranje ili fokusiranje promenljivim gradijentom polja

Prethodno opisano radijalno i vertikalno fokusiranje zahtevaju vrednost indeksa polja,  $n$ , između -1 i 0. Tako male vrednosti  $n$  daju tzv. *slabo* fokusiranje. Mnogo bolje radijalno fokusiranje se dobije velikim pozitivnim gradijentom ( $n \gg 1$ ), ali tada su vertikalne sile prilično defokusirajuće. Slično, velik negativni gradijent ( $n \ll -1$ ) daje jače vertikalne sile, ali uzrokuje vertikalno defokusiranje. Pronađeno je, međutim, da sila koja se naizmenično menja između jako fokusirajuće i jako defokusirajuće u zbiru daje fokusirajuću silu.



Slika 2.4: a) Horizontalno fokusiranje kvadrupolnim sočivima. b) Vertikalno fokusiranje kvadrupolnim sočivima.

Da bi se razumelo jako fokusiranje, treba prvo opisati način rada kvadrupolnih sočiva, koja se baziraju na istom principu. Posmatrajmo sliku 2.3 i dodajmo uniformno nega-

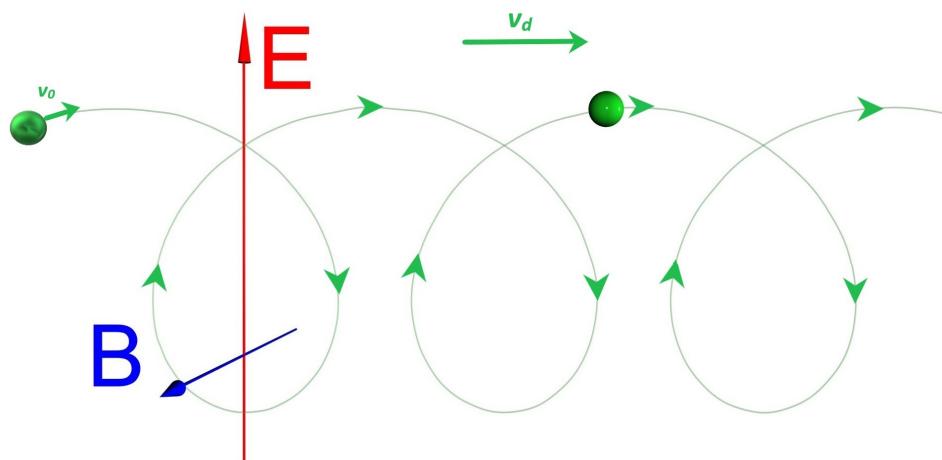
tivno magnetno polje, sa snagom podešenom tako da je na orbiti vrednost polja nula. Rezultujuće polje će tada biti kao na Slici 2.4 a), a takav četvoropolni magnet naziva se kvadrupolno sočivo. Pozitivno nanelektrisana čestica koja ulazi (u smeru ka slici) na levo ili desno od centra, biva povučena ka centru. Ako čestica uđe ispod ili iznad centralne orbite, biće odvučena od centra. Ovo je *horizontalno fokusirajuće sočivo*. Ako se obrne horizontalni gradijent (što se može postići ako promenimo sve polaritete) znakovi svih sila će se obrnuti i dobijamo *vertikalno fokusirajuće sočivo*, kao na Slici 2.4 b). Za ovakva sočiva, snaga polja, te tako i fokusirajućih sila, raste linearno sa rastojanjem sočiva od osa.

Ako se takva sočiva postane u niz, ako čestica uđe sa horizontalnim odstupanjem od ose, biće skrenuta prema osi u prvom sočivu. Kada dođe do drugog sočiva biće bliže osi, pa kako je sila ka spolja manja, biće manje i skretanje. Sa nizom sočiva imamo zbirno skretanje ka osi, pa je srednju efekat horizontalno fokusiranje. S druge strane, ako imamo česticu koja ulazi otklonjena od ose u vertikalnom smeru, čestica će prvo biti skrenuta *od* ose, ali kada stigne do drugog sočiva sa većim odstupanjem od ose nego kod prvog sočiva, osećaće jaču silu i saviće joj se putanja prema osi. Ponovo je ukupni efekat niza sočiva fokusiranje. Tako par sočiva deluje nezavisno za horizontalno i za vertikalno fokusiranje. Kvadrupolna sočiva se koriste za kontrolisanje snopa čestica slično kako se optička sočiva koriste za svetlosne snopove.

Treba napomenuti da se ovaj sistem promenljivog gradijenta polja ne daje *uvek* fokusiranje. Ako su gradijenti suviše veliki, ukupan efekat može biti defokusirajući.

### 2.3. Kretanje u ukrštenom električnom i magnetnom polju

Do sada smo razmatrali kretanje čestica u električnom i magnetnom polju zasebno. Kada se primene oba polja istovremene, javljaju se neki zanimljivi efekti. Prepostavimo da imamo uniformno magnetno polje  $\vec{B}$  i električno polje  $\vec{E}$  pod pravim uglom. Čestice koje započnu kretanje pod pravim uglom u odnosu na  $\vec{B}$ , kretaće se po krivoj kao na Slici 2.5.



Slika 2.5: Putanja čestice u ukrštenom magnetnom i električnom polju. Ovo nije zavojnica, već se kretanje odvoja po krivoj u jednoj ravni. Ova figura naziva se cikloida.

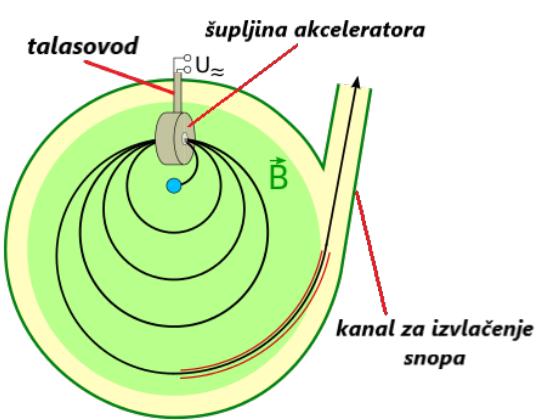
Možemo sada kvalitativno objasniti ovakvo kretanje. Kada se čestica (pretpostavimo pozitivno nanelektrisana) kreće u pravcu polja  $\vec{E}$ , raste joj brzina, pa je magnetno polje slabije savija. Kada se kreće u smeru suprotnom smeru  $\vec{E}$ , opada joj brzina i kontinualno joj se putanja savija magnetnim poljem. Zbirni efekat je da čestica ima "usrednjen" drift u smeru  $\vec{E} \times \vec{B}$ .

Može se pokazati da je ovakvo kretanje uniformno kružno kretanje koje se superponira na uniformno bočno kretanje brzine  $v_d = \frac{E}{B}$ , tj. kretanje kakvo mi vidimo sastoji se od kružnog kretanja (pod uticajem magnetnom polja) plus translacija pri brzini drifta  $v_d$ . Kretanje elektrona u ukrštenom električnom i magnetnom polju je osnova rada magnetrona, oscilatora koji se koristi za generisanje mikrotalasnih energija.

Postoji još mnogo zanimljivih primera kretanja čestica u električnom zajedno sa magnetnim poljem, kao npr. orbite elektrona i protona zarobljenih u Van Alenovim pojasevima.

### 3.

## Konstrukcija i princip rada mikrotrona



Slika 3.1: Klasični (kružni) mikrotron, [9]

3.1). Period obrtanja elektrona u mikrotronu nakon  $n$  prolaska kroz šupljinu akceleratora je:

$$T_n = \frac{2\pi E_n}{ecB} \quad (3.1)$$

gde je  $E_n$  ukupna energija elektrona na  $n$ -tom krugu, a  $B$  je jačina magnetnog polja. Tako je vreme potrebno da se napravi jedan krug proporcionalno ukupnoj energiji čestice, a promena (porast) perioda na sledećoj orbiti je direktno proporcionalna promeni (porastu) energije:

$$\Delta T = \frac{2\pi \Delta E}{ecB} \quad (3.2)$$

Čestice se ubrzavaju visokofrekventnim električnim poljem u rezonantnoj šupljini<sup>2</sup> ili linearnom akceleratoru i recirkulišu se pomoću homogenog, konstantnog magnetnog polja. Mikrotron je ograničen na ubrzavanje čestica čija se kinetička energija tokom jednog

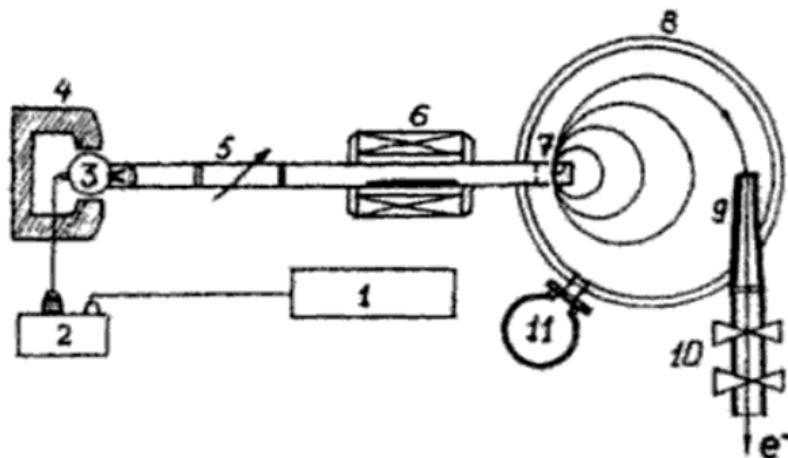
<sup>1</sup>Snop čestica napravi dosta (ponekad par stotina) kruženja kroz uređaj, pri čemu se u svakoj orbiti napon malo poveća, i tako sve dok čestica ne dostigne energije reda MeV-a

<sup>2</sup>Rezonantna šupljina je šupljina zatvoren provodnik poput metalne kutije, ili šupljina unutar metalnog bloka, koja sadrži elektromagnete talase (radio talase, frekvencije od 3 kHz do 300 GHz) koji se reflektuju napred-nazad između zidova šupljine. Kada se na takvu šupljinu primeni izvor radio talasa na nekoj od rezonantnih frekvencija šupljine, formira se stojeći talas i šupljina tako čuva elektromagnetu energiju. Kako je najniža rezonantna frekvencija šupljine, fundamentalna frekvencija, ona na kojoj je širina šupljine jednak polovini talasne dužine ( $\lambda/2$ ), rezonantne šupljine se koriste samo za mikrotalasne frekvencije (od 300 MHz do 300 GHz) i više, jer su tada talasne dužine dovoljno male da imamo i male veličine šupljina.

prolaska kroz akceleratorsku šupljinu može povećati za vrednost uporedivu sa energijom mirovanja, pa su stoga jedine čestice koje dolaze u obzir elektron i pozitron.

Mikrotron je obično pulsni akcelerator i neophodno je na akceleratorsku šupljinu dovoditi prilično visoku mikrotalasnu snagu - oko 300-400 kW. Konvencionalni mikrotroni rade na frekvencijama od 100-1000 kHz i dužinom pulsa od nekoliko mikrosekundi. Prosečna snaga ubrzanih snopa je nekoliko kW i energija je do 30 MeV. Veličina i težina mikrotrona su male, prečnik magneta je oko 1-1.5 m, a težina oko 1500 kg.

Šematski prikaz mikrotrona je ilustrovan na Slici 3.2.



Slika 3.2: Šematski prikaz mikrotrona: 1 - modulator, 2 - transformator pulsa, 3 - magnetron sa magnetom, 4,5 - menjači faze, 6 - feritni izolator, 8 - vakuumska komora, 9 - ekstraktor (izvlači snop), 10 - kvadrupolna sočiva, 11 - vakuumska pumpa, [2]

Osnovni delovi mikrotrona su modulator, transformator pulsa, magnetron sa magnetom, menjači faze, feritni izolator, vakuumska komora, vakuumska pumpa, ekstraktor snopa, kvadrupolna sočiva.

Modulator ima ulogu da obezbedi signal visokog napona mikrotalasnog sistemu. On vrši modulaciju signala koji u njega ulazi, tako što mu menja neku talasnu karakteristiku, najčešće frekvenciju ili amplitudu. Signal na izlazu treba da sadrži informaciju koja se prenosi dalje u kolo. Bitna je regulacija napona, jer promene u naponu rezultuju u promeni na izlazu iz mikrotalasnog (ili radiofrekventnog) sistema i na kraju dovode i do promena na izlazu iz mikrotrona.

Mikrotalasni sistem mikrotrona obično se sastoji od magnetrona (klistrona<sup>3</sup>), feritnog izolatora ili cirkulatora<sup>4</sup>, menjača faze i mikrotalasnog prozora koji razdvaja vakuum u ubrzavajućoj komori od vazduha u talasovodima. Magnetron je mikrotalasni oscilator koji spada u elektronske cevi zvane uređaji sa ukrštenim poljima, zbog toga što su vektori električnog i magnetnog polja normalni jedno na drugo. Magnetron se sastoji od kružne katode unutar bloka kružne anode. U bloku anode ugrađene su rezonante šupljine, koji postaju rezonantne na mikrotalasnim frekvencijama kada se pobude elektronima koji in-

<sup>3</sup>Klistroni spadaju u grupu linearnih elektronskih cevi, koriste se kao oscilatori i pojačavači

<sup>4</sup>pasivni uređaj sa tri ili četiri porta, u kome se mikrotalasni ili radiofrekventni signal koji ulazi u jedan port prenosi rotacijom u drugi port. Pod portom ovde smatramo tačku gde se spoljačnji talasovod ili transmisiona linija spaja sa uređajem. Feritni cirkulator je radiofrekventni cirkulator koji se sastoji od magnetnih feritnih materijala (ferit je keramički materijal dobijen smešom velike količine gvožđe(III)-oksida sa malim količinama metala poput barijuma, cinka, nikla ili mangana, ovi materijali su izolatori)

teraguju sa električnim i magnetnim poljem. Magnetroni su poželjniji od klistrona zbog svoje visoke efikasnosti i manjeg potrebnog napona na anodi.

### 3.1. Princip rada

Uslov za sinhronizovano ubrzavanje čestica u mikrotronu se bazira na odnosu između magnetnog polja i frekvencije i amplitude ubrzavajućeg napona. Magnetno polje,  $B$  i promena energije  $\Delta E$  su podešeni tako da je vreme obrtaja u prvoj orbiti ceo broj radio-frekventnih (RF) perioda.

$$T_1 = \left( \frac{2\pi}{ec^2 B} \right) E_1 = \mu \tau \quad (3.3)$$

gde je  $T_1$  vreme obrtaja i  $E_1$  ukupna energija na prvoj orbiti,  $\mu$  je ceo broj i  $\tau = 1/f$  je RF-period. Za sve druge orbite, vreme obrtaja mora rasti sa celim brojem RF-perioda u odnosu na prethodnu orbitu:

$$\Delta T = \left( \frac{2\pi}{ec^2 B} \right) \Delta E = \nu \tau \quad (3.4)$$

gde je  $\Delta T$  razlika u vremenu obrtaja između dve orbite,  $\Delta E$  porast energije u rezonatoru i  $\nu$  je ceo broj. Ukupna enerija na prvoj orbiti je:

$$E_1 = E_0 + E_i + \Delta E \quad (3.5)$$

gde je  $E_0$  energija mirovanja elektrona a  $E_i$  je energija sa kojom čestica ulazi u orbitu, injekciona energija. Kombinacijom jednačina 3.3, 3.4 i 3.5, nalazimo porast energije za rezonantno ubrzavanje:

$$\Delta E = (E_0 + E_i) \frac{\nu}{\mu - \nu} = \left( \frac{ec^2 B}{2\pi f} \right) \nu \quad (3.6)$$

gde su  $\mu = 2, 3, 4\dots$ ,  $\nu = 1, 2, 3, \dots$  i  $\mu > \nu$ . Ukupna energija u orbiti  $n$  i u magnetno polje  $B$  su onda:

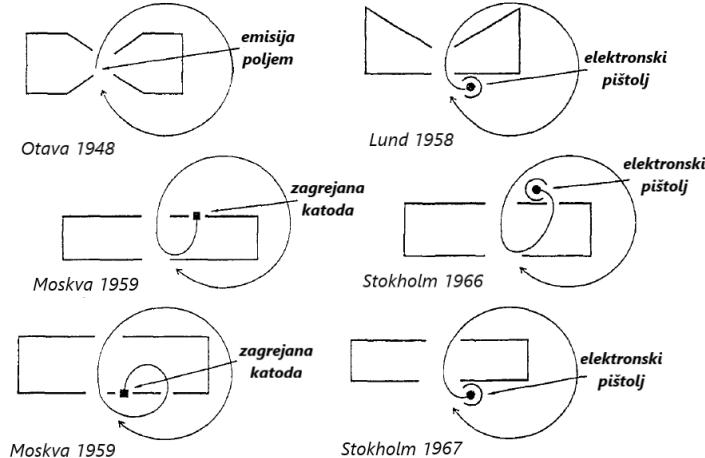
$$E_n = \Delta E \frac{\mu}{\nu + n - 1} \quad (3.7)$$

$$B = \frac{2\pi f}{ec^2} \frac{\Delta E}{\nu} = \frac{2\pi f}{ec^2} \frac{E_0 + E_i}{\mu - \nu} \quad (3.8)$$

Način rada u kome su  $\mu = 2$  i  $\nu = 1$  je tzv. *fundamentalni način* (mod), gde je  $\Delta E = E_0 + E_i$  i magnetno polje je maksimalno.

### 3.2. Injekcija

Injekcioni sistem u prvim mikrotronima se bazirao na emisiji poljem iz otvora akceleratorske šupljine, što daje veoma slabe struje snopa (prosečne struje su reda 10 nA). Vernholm je razvio injektor koji se sastoji od kompaktnog koaksijanog elektronskog pištolja koji se nalazi van akceleratorske šupljine slika 3.3. Sa ovim sistemom su dostignute struje od 50  $\mu A$  na energiji od 5 MeV-a.



Slika 3.3: Injekcioni sistemi, [2]

Kompleksnije metode injekcije omogućavaju promenu energije čestice pomoću promene energije prve orbite. Posmatrajmo zato injekcionu shemu "Moskva 1959" sa Slike 3.3. Energija prve orbite se menja na sledeći način:

$$E_1 = E_0 + k\Delta E \quad (3.9)$$

gde je  $k$  proizvoljan koeficijent ( $k > 1$ ). Uvodeći polje:

$$B_0 = \frac{2\pi f E_0}{ec^2} \quad (3.10)$$

za elektron na radiofrekventnoj frekvenciji  $f$ , iz jednačine 3.8 imamo:

$$\frac{B}{B_0} = \frac{\Delta E}{E_0} \frac{1}{\nu} \quad (3.11)$$

Zatim, korišćenjem jednačina 3.3 i 3.4 dobijamo:

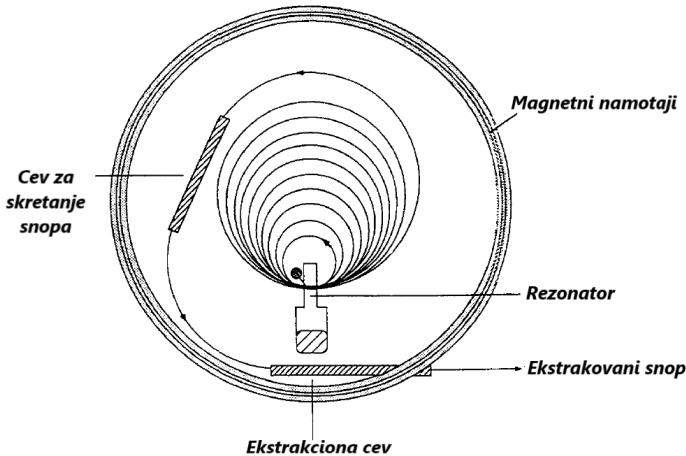
$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\nu}{\mu - k\nu} \quad (3.12)$$

$$\frac{B}{B_0} = \frac{1}{\mu - k\nu} \quad (3.13)$$

Elektroni se mogu ubrzati preko širokog opsega  $k$ , što nam daje promenljivu krajnju energiju. U fundamentalnom modu rada ( $\mu = 2$ ,  $\nu = 1$ )  $k$  mora da bude između 1 i 2. Ako nam je na primer  $k = 3/2$ , onda je  $\Delta E/E_0 = B/B_0 = 2$ , što smanjuje poluprečnik orbite za faktor 2 za datu energiju.

### 3.3. Ekstrakcija

Ekstrakcija (izvlačenje) snopa iz mikrotrona je prilično jednostavna, s ozbirom da je razdvojenost orbita velika, iznosi 3.2 cm u fundamentalnom modu. Uobičajena metoda ekstrakovanja je postavljanje kanala bez polja (obično čelična cev) tangencijalno u odnosu na orbitu koja se ekstrahuje (izvlači).



Slika 3.4: Ekstrakcija snopa iz mikrotrona, [2]

Za rukovanje sa različitim energijama, zajedno sa fiksiranim ekstrakcionim kanalom, koristi se pokretna cev za skretanje snopa (deflektiona cev). Na ovaj način, u principu bilo koja odabrana orbita se može ekstrakovati. Stavljanje magnetne cevi u međuprostor dipola perturbuje homogenost polja za unutrašnje orbite, pa je neophodno postaviti kompenzacione šipke duž deflektione cevi, po sredini sa obe strane cevi.

### **3.4. Fazna stabilnost**

Raspon energija ubrzanih elektrona je određen karakterom faze oscilovanja. Po principu stabilnosti faze oscilovanja, radio-frekventna električna polja se mogu primeniti u akceleratorima na takav način da će čestice koje podležu ubrzavanju nastaviti da budu pod uticajem ovog polja na ili u blizini korektnе faze ciklusa naizmeničnog napona. Proces ubrzavanje se samokoriguje preko odgređene oblasti faze i može se nastaviti beskonačno a da čestica i dalje bude u fazi sa poljem.

Period rotacije za elektrone ubrzane u mikrotronu raste sa energijom i oblast stabilne faze nalazi se na negativnom nagibu ubrzavajućeg napona.

### **3.5. Transverzalna stabilnost**

Sa homogenim magnetnim poljem ne javlja se problem sa radikalnom stabilnošću, ali ne postoji magnetno fokusiranje u aksijalnom smeru. Za to se primenjuje fokusiranje električnim kvadrupolnim sočivima koje formira gradijent električnog polja u aparatu akceleratorske šupljine. Ovaj gradijent je takav da je fokusirajući na ulazu, ali defokusirajući na izlazu iz šupljine. Fokusirajuća sposobnost se pojačava sa porastom momenta impulsa tokom prolaska kroz rezonator i takođe jer je faza na opadajućem delu RF-perioda. Ovo konačno rezultira fokusiranjem, što je dovoljno za vertikalnu stabilnost snopa.

## 4.

---

# *Konstrukcija i način rada linearнog akceleratora*

---

Projektovanje i konstrukcija akceleratora je danas ogromno polje naučnog rada u koje se ulažu značajna sredstva. Porast ove oblasti fizike je nastao iz potrebe za rešavanjem određenih zadataka, te tako i tehničkog napretka koji pruža mogućnosti za njihovo rešavanje. Pod problemom ovde smatramo proučavanje strukture jezgra preko nuklearnih reakcija i proučavanje osobina elementarnih čestica. Struktura jezgra se može proučavati relativno manjim mašinama čije izlazne energije odgovaraju potencijalnim barijerama u jezgrima, dok izučavanje osobina elementarnih čestica stalno zahteva nova tehnička rešenja zahtevajući što je moguće veću energiju ili intenzitet, ili obe.

Ovakva podela zadataka akceleratora ukazuje na odgovarajuću podelu na akceleratore sa kontinualnom strujom i na pulsirajuće (radiofrekventne) akceleratore. Ova druga grupa se dalje može podeliti na linearne i orbitalne akceleratore. Ovo je samo klasifikacija, što ne znači da je proučavanje nuklearnih reakcija ograničeno samo na akceleratore sa jednosmernom strujom. U ovom radu vršimo analizu nuklearnih reakcija realizovanih linearnim akceleratorom, pa ćemo opširnije pomenuuti samo ovu vrstu akceleratora.

Kod linearнog akceleratora nanelektrisane čestice se kreću duž vakuumskе cevi pod dejstvom električnog polja koje može da prati česticu u vidu progresivnog talasa ili da se javlja u pravilnim razmacima, sa tačno određenim faznim odnosima, u nizu međuelektrodnih otvora. Na taj način se postižu velike brzine bez primene odgovarajućih visokih napona, ne javljaju se ni značajniji problemi izolacije. Od dva tipa konstrukcije ovih akceleratora, za elektrone je pogodan akcelerator sa progresivnim talasom, koji radi u frekventnom opsegu od 3000 MHz, dok se za nerelativističke čestice, kao što su protoni i teški joni, koristi niz pogurnih cevi izdvojenih međuprostorima i ceo sistem radi na nižoj frekvenciji. Prednost linearних akceleratora u odnosu na orbitalne je lako pristupačan spoljni snop, dok je nedostatak ovih akceleratora to što njihova ubrzavajuća polja takođe defokusiraju snop, tako da su potrebne dopunske mere da bi se snop jona koncentrisao u nerelativističkoj granici brzine.

## *4.1. Akceleratori sa pogurnim cevima*

Upravo ovog tipa su bili prvi akceleratori. Jedan od prvih akceleratora je bio Sloan-Lawrenceov akcelerator (1931. godine) i njegov princip rada je prikazan na Slici 4.1. On je radio na frekvenciji od 30 MHz, sastojao se od većeg broja pogurnih cevi (bez unutrašnjeg polja) dužina  $L_1, L_2, \dots, L_n$ , izdvojenih ubrzavajućim međuprostorima i spojenih naizmenično na izlazne krajeve oscilatora talasne dužine  $\lambda$ . Dužina pogurnih cevi se bira tako da polje u međuprostoru menja fazu upravo u trenutku kada čestica prolazi od jednog međuprostora do drugog. Ako je napon duž svakog međuprostora u trenutku

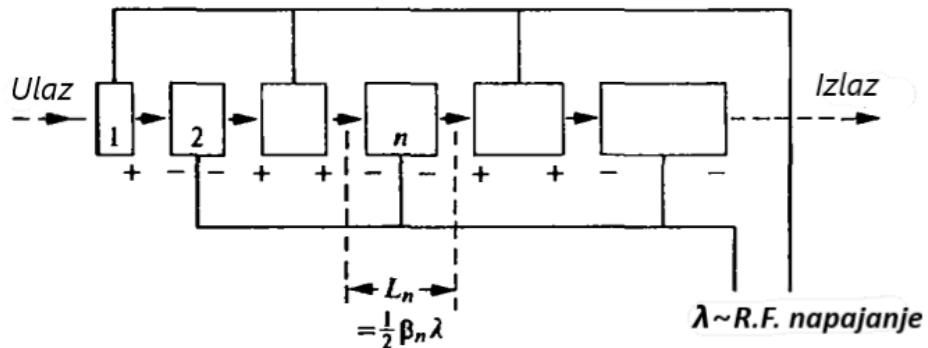
prolaska čestica  $V$ , tada je energija čestice na ulazu u  $n$ -tu pogurnu cev (Slika 4.1)  $neV$  (a uz početnu energiju  $eV$ ), a brzina čestice iznosi:

$$v_n = \sqrt{\frac{2neV}{M}} \quad (4.1)$$

gde je  $M$  masa čestice koja se ubrzava. Frekvencija oscilatora je  $c/\lambda$ , tako da za vreme leta u trajanju pola ciklusa, dužina  $n$ -te pogurne cevi mora da bude:

$$L_n = \frac{1}{2}v_n \frac{\lambda}{c} = \frac{1}{2}\beta_n \lambda \quad (4.2)$$

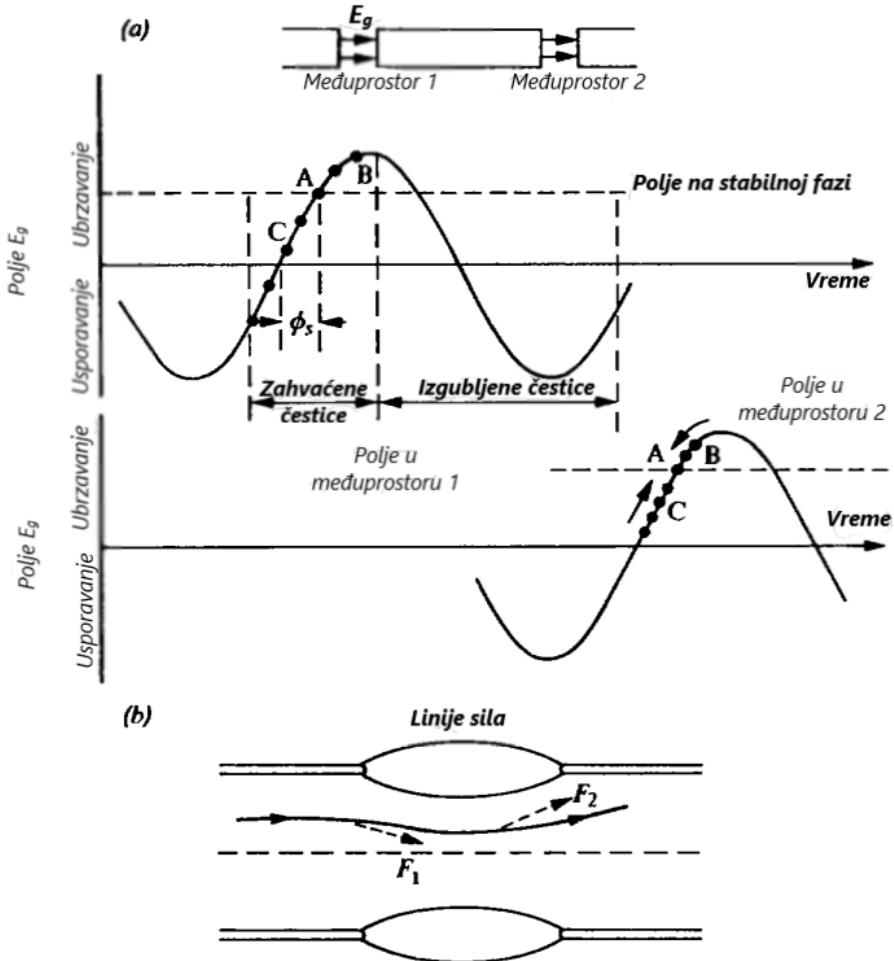
Za nerelativističke energije iz jednačina 7.6 i 7.7 sledi da je  $L_n \propto \sqrt{n}$ . Iz jednačine 7.7 takođe proizilazi da je dužina linearног akceleratora, za određenu energiju, određena talasnom dužinom  $\lambda$  i naponom u međuprostoru  $V$ . Ako je povećanje energije u svakom međuprostoru konstantno, dužina akceleratora je direktno proporcionalna sa talasnom dužinom. Čestice izlaze u grupama koje odgovaraju maksimalnom polju u međuprostorima; rezonancu je moguće postići samo kada polja imaju približno tu, maksimalnu, vrednost.



Slika 4.1: Princip rada Sloan-Lawrenceovog linearног akceleratora, [3]

Razvoj radarskih transmisionih postrojenja, u vezi sa velikim snagama kratkih talasnih dužina, omogućio je dobijanje većih energija kod određene dužine akceleratora sa pogurnim cevima. Još važnije bilo je otkriće da akcelerator ne treba da se konstruiše za tačno određenu rezonancu između maksimalno ubrzavajućeg polja i čestica, jer se kretanje može podešiti da bude fazno stabilno. Primena principa fazne stabilnosti na linearni akcelerator (Alvarez, 1948) je prikazana na Slici 4.2a, na kojoj su date amplitudne električnog polja duž dva suksesivna međuprostora u funkciji vremena. Struktura pogurnih cevi je tako podešena da čestica koja prolazi kroz međurpostor sa fazom  $\phi_s$  (tačka A) u odnosu na naizmenično polje, zadržava taj fazni ugao nepromenjen, tako da sa tom istom fazom dolazi u sledeći međuprostor. Čestice sa faznim uglovima većim od  $\phi_s$  (tačke B) dobijaju veće ubrzanje u međuprostoru, prolaze brže kroz pogurne cevi, tako da se u sledećem međuprostoru kreću prema tački A u fazi. Čestice čiji su fazni uglovi manji od  $\phi_s$  (tačke C) će biti manje ubrzavane tako da se kreću prema tački A takođe u fazi. Čestice koje se nađu u tački A imaju, dakle, stabilnu fazu; ako se joni sa proizvoljnom fazom u odnosu na ubrzavajuće polje ubace u sistem pogurnih cevi, sve će čestice sa određenim opsegom faze biti zahvaćene i oscilovaće oko tačke sa stabilnom fazom. Ako se tačka sa stabilnom fazom pomakne prema maksimumu ubrzavajućeg polja, mogućnost oscilovanja oko tačke sa stabilnom fazom više ne postoji, tako da je zahvatavanje čestica veoma malo.

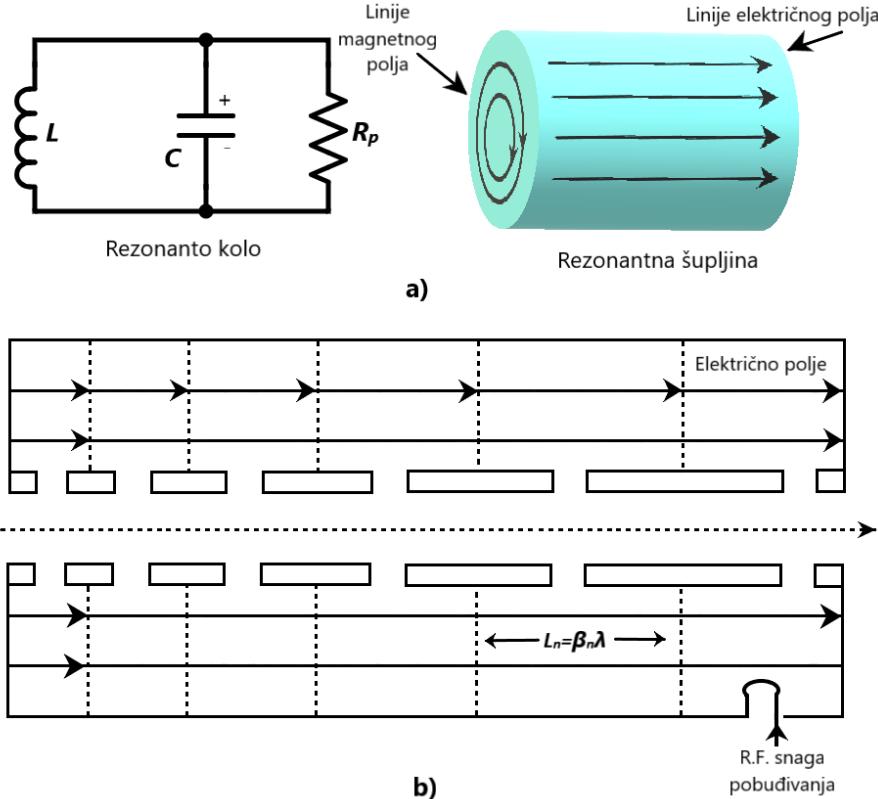
Takva poželjna karakteristika fazne (ili aksijalne) stabilnosti dovodi pak do radijalne nestabilnosti, jer je tačka sa stabilnom fazom na izlaznom delu naponskog talasa.



Slika 4.2: a) Fazna stabilnost u akceleratoru sa pogurnim cevima. b) Radijalno defokusiranje čestica koje prolaze kroz cilindrični međuprostor u polju koje raste sa vremenom., [3]

Ti odnosi su prikazani na slici 4.2b; oblik linija sile je takav da na neaksijalnu česticu deluje fokusirajuća sila  $F_1$  na ulazu u međuprostor, a defokusirajuća sila  $F_2$  na izlazu. Pošto se ukupno polje povećava sa vremenom, u tački sa stabilnom fazom preovlađuje defokusirajuća sila. Kod akceleratora sa pogurnim cevima radikalna stabilnost se ponovo uspostavlja ili ubacivanjem rešetaka na ulazima pogurnih cevi, radi eliminisanja nepoželjnih krivina u linijama sila, ili kompenzovanjem defokusiranja kvadrupolnim magnetima ubačenim u same cevi.

Na Slici 4.3 je prikazan princip protonskog akceleratora od 32 MeV kojeg je konstruisao Alvarez i na kog su se ugledali svi kasniji linearni akceleratori teških čestica. Problem konstrukcije se svodi na prenošenje energije elektromagnetskog polja na anelektrisanu česticu. Na relativno niskoj frekvenciji, kao u slučaju Sloan-Lawrence-ovog akceleratora, čestice prolaze od jedne ploče kondenzatora, koji je deo oscilatornog kola, na drugu. Na višim frekvencijama LC kolo je u osnovi *rezonatorska šupljina* pobuđena magnetskom spregom. Princip rada je sličan LC kolu i na rezonantnoj frekvenciji se može prikazati kao takvo kolo sa paralelnom otpornošću. Čestice se ubrzavaju električnim poljem u šupljini, tako da je energija koju čestica dobija prolaskom kroz šupljinu, koja radi sa ulaznom



Slika 4.3: a) Rezonantna kola. b) Alvarezov rezonantni akcelerator.

snagom  $W$ , proporcionalna sa  $V_{max}$  gde je:

$$\frac{V_{max}^2}{2R_p} = W \quad (4.3)$$

Na Slici 4.3 b) je prikazan princip rada Alvarezovog akceleratora u vidu uređaja sa nizom Šupljina koje rezoniraju na istoj frekvenciji i kroz koje prolazi snop. Sukcesivne cevi imaju ulogu *pogurnih cevi* tako da se zidovi na krajevima Šupljina, kroz koje ne protiče struja, mogu ukloniti; pogurne cevi tada formiraju jednu drugu cilindričnu Šupljinu. Šupljina je pobuđena na najniži rezonantni tip oscilovanja (stojeći talas) u kojoj su linije električne sile u dobroj približnosti paralelne sa osom, tako da se javlja homogeno polje celom dužinom. Čestice putuju kroz pogurne cevi dok je polje u fazi usporavanja i prolaze kompletну sekciju pri svakom ciklusu. Dužina sekcije raste sa brzinom čestice po zakonu datom jednačinom:

$$L_n = v_n \frac{\lambda}{c} = \beta_n \lambda \quad (4.4)$$

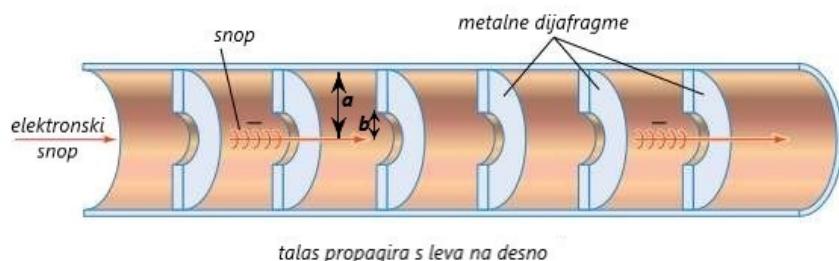
Radijalno fokusiranje se postiže kvadrupolnim magnetima. Napajanje velikom radiofrekventnom snagom, koje je neophodno za pobuđivanje Šupljina, ne može biti konstantno, tako da se akcelerator napaja iz impulsnog emisionog postrojenja sa radnim ciklusom od 1%. Jednosmerni injektor ubacuje jone energija 500-4000 keV u glavni akcelerator; povećanje intenziteta struje se poztiže ugrađivanjem specijalne Šupljine koja grupiše ubačeni snop na određenom, približno stabilnom, ugлу faze glavnog radiofrekventnog polja.

Linearni akceleratori se grade i za protone i za teže jone; princip rada je sličan u oba slučaja. Za određenu strukturu i talasnu dužinu jednačina 7.10 postavlja da je povećanje brzine kod svakog akceleratorskog međuprostora isto za sve čestice.

## 4.2. Akceleratori sa talasovodima

Izgled slike stojećeg talasa u šupljini, kao što je ona kod jonskih akceleratora, može se posmatrati kao superpozicija dva pregresivna talasa koja se kreću u suprotnim smerovima. Jedan od tih talasa putuje sa česticama i ubrzava ih. Ovaj tip akceleratora je posebno pogodan za relativističke čestice, jer je tada talasna dužina ubrzavajućeg polja konstantna. Zato su akceleratori sa talasovodima vrlo pogodni za elektrone, koji imaju brzinu od  $0.98c$  već kod energije od 2 MeV, što se lako postiže injektovanjem čestica iz elektrostatičkog generatora.

Kod poznatih tipova talasovoda fazna brzina je uvek veća od brzine svetlosti; međutim, ta brzina se može smanjiti opterećujući talasovod nizom dijafragmi, postavljajući 3-5 dijafragmi po talasnoj dužini (Slika 4.4).



Slika 4.4: Kružni talasovod sa prstenastim dijafragmama. Dimenzije  $a$  i  $b$  se mogu odrabiti tako da fazna brzina progresivnog talasa dobija vrednost brzine svetlosti ili nižu.

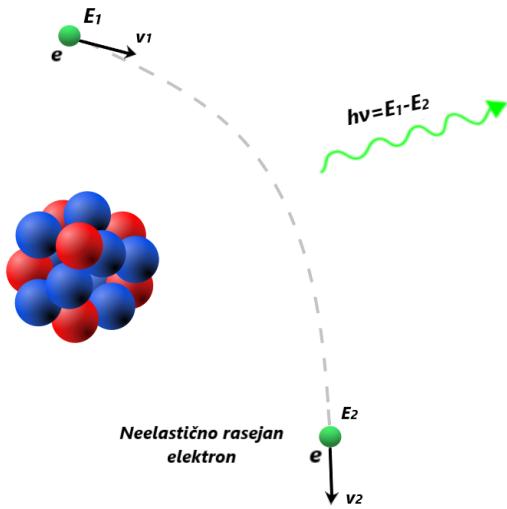
Energija elektrona konstantno raste (tj. povećava im se efektivna masa) zahvaljujući talasu, a ne diskretno samo u međuprostorima (šupljinama) kao kod akceleratora sa pogurnim cevima. Ako je brzina elektrona manja od brzine svetlosti, javlja se fazna stabilnost, tako da se sekциja talasovoda sa promenljivim dijafragmama može koristiti za ubrzavanje elektrona duž određenog opsega nerelativističkih brzina, pre nego što se isti uvedu u standardne sekciјe talasovoda.

Radijalno defokusiranje snopa elektrona koje prati aksijalnu stabilnost se može kompenzovati primenom malog aksijalnog magnetnog polja iz spoljnog solenoida. Kada se brzina čestice približava brzini  $c$ , nastaje defokusirajuća sila, tako da više nisu potrebna fokusirajuća polja. Takođe, ne postoji određena aksijalna stabilnost, te je potrebna vrlo precizna mehanička konstrukcija talasovoda da bi se osiguralo da fazna brzina talasa ne odstupa mnogo od brzine  $c$ .

Akceleratori elektrona sa progresivnim talasom obično koriste magnetronske ili kli-stronske pojačavače talasnih dužina od oko 10 cm.

## 5.

### Zakočno zračenje



Slika 5.1: Emisija zakočnog zračenja neelastičnim rasejanjem elektrona na jezgru

Prilikom interakcije neelastičnog rasejanja elektrona u polju jezgra, **postoji verovatnoćа** da dođe do emisije fotona. Ovako nastalo zračenje naziva se *zakočno zračenje*, a često se u literaturi još naziva *bremssstrahlung*. Ako energiju uzmaka jezgra zanemarimo, što možemo za sve energije  $E_e$  manje od one navedene u 5.1, onda je energija emitovanog fotona samo razlika kinetičkih energija elektrona pre i nakon interakcije:

$$h\nu = E_1 - E_2 \quad (5.2)$$

gde je  $E_1$  energija elektrona pre rasejanja, a  $E_2$  energija koju elektron ima posle rasejanja.

Osvrnuću se samo kratko i na klasičnu teoriju elektromagnetizma, po kojoj će do emisije elektromagnetsnog zračenja doći svaki put kada kaelektrisano telo trpi ubrzanje (skrene s putanje ili mu se promeni brzina), a amplituda zračenja će biti proporcionalna ubrzaju. Ukoliko je do ubrzanja čestice mase  $m$  i nanelektrisanja  $Ze$ , intenzitet emitovanog zračenja zavisi od:

$$\frac{Z^2 z^2}{m^2} \quad (5.3)$$

Ovako definisan intenzitet zračenja je obrnuto proporcionalan kvadratu mase upadne čestice, pa ovo može objasniti zbog čega protoni i  $\alpha$  čestice proizvode  $10^6$  puta slabije zračenje od elektrona, pa je ova pojava prvi put primećena upravo na elektronima.

## 5.1. Efikasni presek za emisiju fotona

Po kvantno mehaničkom formalizmu, verovatnoća da dođe do emisije fotona, dobija se iz Dirakove (relativističke) talasne jednačine, koja se za interakciju elektrona sa elektromagnetskim poljem jezgra piše putem skalarnog potencijala  $\varphi$  i vektorskog potencijala  $\mathbf{A}$  kao :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi = \{\vec{\alpha} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})c + \beta mc^2 + e\varphi\}\Psi = 0 \quad (5.4)$$

gde je  $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$  operator impulsa,  $e$  je elementarno nanelektrisanje, a  $\vec{\alpha}$  i  $\beta$  su  $4 \times 4$  matrice koje zadovoljavaju izraze:

$$\alpha_i\alpha_j + \alpha_j\alpha_i = 2\delta_{ij} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (5.5)$$

$$\alpha_i\beta + \beta\alpha_i = 0, \quad \beta^2 = 1 \quad (5.6)$$

Ove matrice se mogu prikazati preko Paulijevih  $2 \times 2$  matrica.

Neću se zadržati na izvođenju verovatnoće da ne skrećem s teme, konačan izraz za efikasni presek, tj. verovatnoću da se emituje foton sa momentom impulsa  $\mathbf{k}$  izgleda ovako [6]:

$$\frac{d^3\sigma}{dkd\Omega_k\Omega_{p_2}} = \frac{\alpha}{(2\pi)^4} \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \frac{p_2(E_1 + mc^2)(E_2 + mc^2)k^2}{m^4 c^5 p_1(h\nu)} |M|^2 \quad (5.7)$$

gde je  $\alpha$  konstanta elektromagnetne interakcije i iznosi  $e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c \approx 1/137$ ,  $(p_1, E_1)$  i  $(p_2, E_2)$  su impuls i energija elektrona pre i nakon interakcije, respektivno,  $\mathbf{k}$  i  $h\nu$  su impuls i energija emitovanog fotona,  $\Omega_k$  i  $\Omega_{p_2}$  su diferencijalni prostorni uglovi u pravcu kretanja fotona i elektrona, a  $M$  je matrični element i jednak je:

$$M = \int \Psi_2^\dagger(r) (\vec{\alpha} \cdot \mathbf{e}^*) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \Psi_1(r) d^3r \quad (5.8)$$

a gde je  $\mathbf{e}$  jedinični vektor polarizacije fotona, koji daje pravac polarizacije i uvek je normalan na  $\mathbf{k}$ , tj.  $\mathbf{e} \cdot \mathbf{k} = 0$ .

Možemo uprostiti situaciju ako koristimo bezdimenzione jedinice, gde  $\hbar = m = c = 1$ , a jedinice za energiju, moment impulsa i dužinu su  $mc^2$ ,  $mc$  i  $\hbar/mc$ , respektivno (m je masa mirovanja elektrona). Tada jednačina 5.7 postaje:

$$\frac{d^3\sigma}{dkd\Omega_k\Omega_{p_2}} = \frac{137}{(2\pi)^4} \frac{p_2(E_1 + 1)(E_2 + 1)k^2}{p_1(h\nu)} |M|^2 \quad (5.9)$$

Možemo sada umesto po impulsu, da tražimo verovatnoću po energijama fotona, ako zamenimo da je  $k = h\nu/c = E$ , a  $c = 1$ , pa je  $dk = dE$ , [6]:

$$\frac{d^3\sigma}{dEd\Omega_k\Omega_{p_2}} = \frac{137}{(2\pi)^4} \frac{p_2(E_1 + 1)(E_2 + 1)E}{p_1} |M|^2 \quad (5.10)$$

Sada je potrebno izračunati matrični element 5.8, za šta postoji više aproksimacija. Npr. Born-ovu aproksimaciju koristimo ako smatramo da su i upadni elektron i elektron nakon interakcije *slobodne čestice*, tada nam matrični element kao takav iščezava pa moramo da koristimo još jedan red u razvoju talasne funkcije:

$$\Psi(r) = \Phi_0(r) + a\Phi_1 + a^2\Phi_2(r) + \dots \quad (5.11)$$

gde je  $\Phi_0$  dolazeći (pretpostavljamo ravan) talas, dok ostali članovi u razvoju karakterišu distorziju talasne funkcije potencijalom sa kojim čestica (elektron) interaguje. U slučaju interakcije sa atomskim jezgrom potencijal je  $e\varphi = -\alpha Z/r$ , a u Born-ovoj aproksimaciji smatramo da je odlazni talas malo deformisan ovim potencijalom tako da ostaje ravan.

Konačno, Bethe i Heitler su dobili formulu [7]:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{4Z^2r_0^2}{137} \frac{1}{E} \left[ 1 + \left( \frac{E_2}{E_1} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_2}{E_1} \right] \cdot \left[ \ln \frac{2E_1 E_2}{E} - \frac{1}{2} \right] \quad (5.12)$$

gde je  $r_0$  klasični poluprečnik elektrona. Ova formula, 5.12 je za relativistički slučaj, kada su energije upadnog elektrona nekoliko MeV-a. Za manje energije (nerelativistički slučaj), dobili su [7]:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{16}{3} \frac{Z^2 r_0^2}{137} \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{E} \ln \left[ \frac{(\sqrt{E_1} - \sqrt{E_1 - E})^2}{E} \right] \quad (5.13)$$

gde je  $\beta = v_1/c$ , a  $v_1$  brzina upadnog elektrona.

Sve ovo važi za čist Kulonov potencijal, tj. onaj koji potiče samo od jezgra / Međutim, u realnim slučajevima, potencijal jezgra je "zaklonjen" elektronima koji ga okružuju. Ovo zaklanjanje ima uticaja na diferencijalni efikasni presek pogotovo na energijama manjim od 10 keV i većim od 10 MeV kada se interakcija može odigrati i na većim rastojanjima od jezgra i u komplikovanijem potencijalu.

Uzveši u obzir i zaklanjanje od orbitalnih elektrona, Schiff je za relativistički slučaj dobio izraz za diferencijalni efikasni presek emitovanja fotona, uz aproksimaciju da je atomski potencijal odgovoran za zaklanjanje [7]:

$$\frac{Ze}{r} \cdot e^{-r/a} \quad (5.14)$$

gde je  $a$  konstanta obrnuto proporcionalna kubnom korenu atomskog broja  $Z$ , a  $r$  rastojanje od jezgra. Uz ovu aproksimaciju dobijen je izraz:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2Z^2r_0^2}{137} \frac{1}{E} \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{E_2}{E_1} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_2}{E_1} \right] \left[ \ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \arctan b \right] + \right. \quad (5.15)$$

$$\left. + \frac{E_2}{E_1} \left[ \frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \arctan b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \quad (5.16)$$

gde je:

$$b = \frac{2E_1 E_2 Z^{1/3}}{111E}, \quad a = \frac{1}{M(0)} = \left[ \frac{E}{2E_1 E_2} \right]^2 + \left[ \frac{Z^{1/3}}{111} \right]^2.$$

Iz bilo koje od ovih jednačina za diferencijalni presek, energetska zavisnost intenziteta emitovanog zračenja se dobija kao:

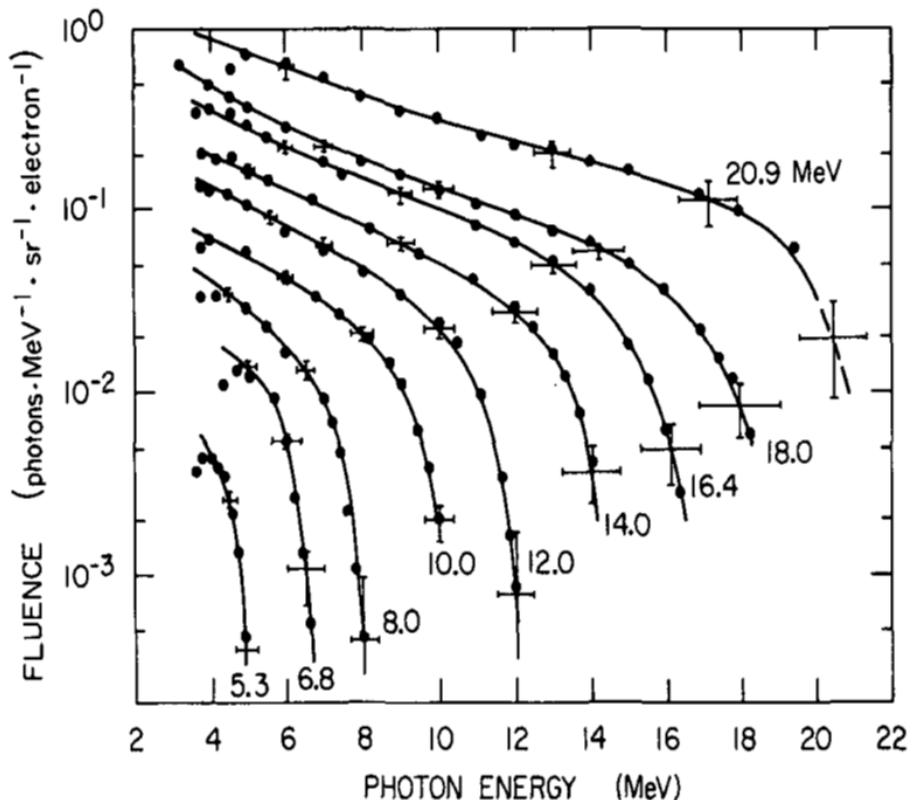
$$\frac{dI}{dE} = \frac{d\sigma}{dE} \cdot E \quad (5.17)$$

Važno je primetiti da je u svakom slučaju verovatnoća da dođe do emisije fotona proporcionalna, tj. da raste sa kvadratom atomskog broja jezgra i sa porastom energije elektrona.

## 5.2. Ugaona distribucija bremsstrahlung fotona

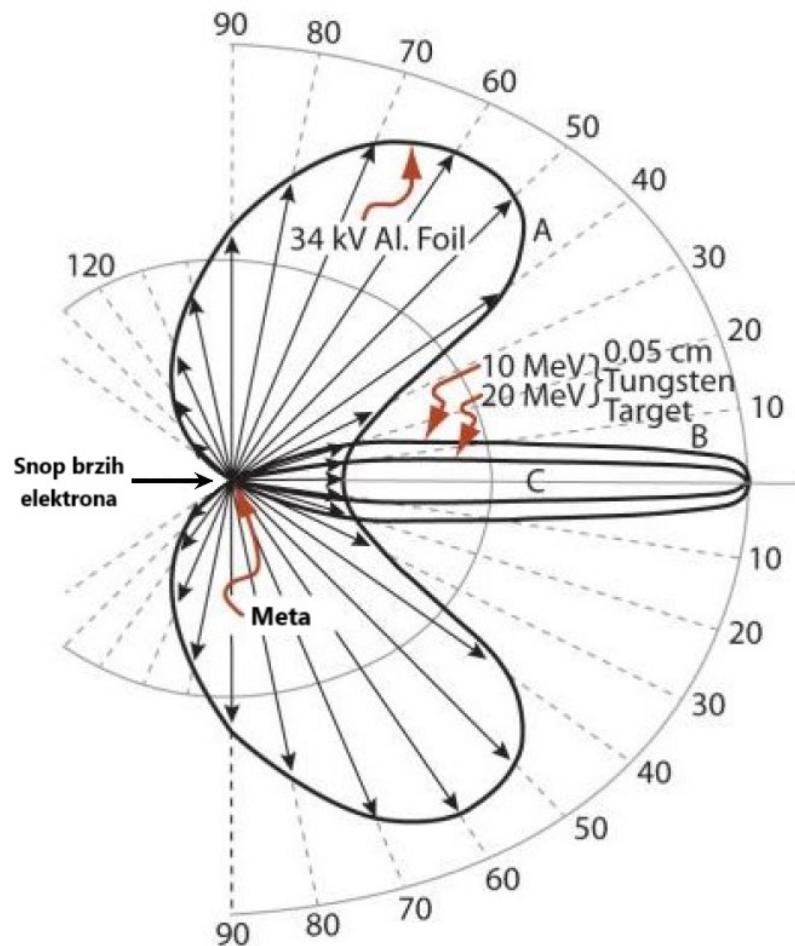
U eksperimentalnim uslovima, zakočno zračenje se može dobiti kada ubrzani snop elektrona iz akceleratora usmerimo na neku metu, koje su u obliku tankih folija. Meta se pravi od elemenata sa velikim atomskim brojem da bi verovatnoća za emisiju zakočnog zračenja bila velika, a prave se u vidu tankih folija da se smanji rasejanje elektrona kod kojih neće doći do emisije (koji su već izgubili veliki deo energije). Takođe, zakočno zračenje u nekom materijalu mogu da proizvedu elektroni emitovani iz jezgra nakon  $\beta$  raspada. Detekcija i snimanje energetskog spektra bremsstrahlunga se može vršiti scintilacionim ili HPGe detektorima.

Kako elektron pri interakciji sa jezgrom može da izgubi bilo koji deo svoje energije pa sve do ukupne energije, spektar energije bremsstrahlung-a je kontinualan, a maksimum energije je upravo kinetička energija elektrona pre rasejanja. Na slici 5.2 imamo spektar bremsstrahlung-a meren na  $0^\circ$  i na meti srednje debljine od materijala sa velikim atomskim brojem, gde je intenzitet meren za različite energije. Tu vidimo da ćemo imati fotone različitih energija pa sve do energije elektrona.

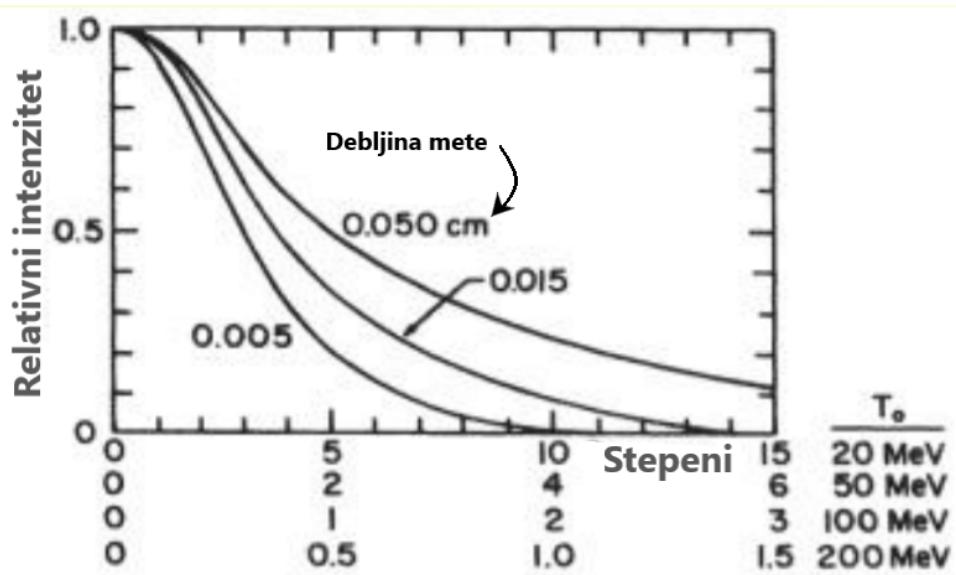


Slika 5.2: Zavisnost intenziteta bremsstrahlung-a od energije, [12]

Ugaona distribucija zakočnog zračenja je veoma zavisna od energije. Za male energije reda veličine eV, maksimalni intenzitet emitovanog zračenja je pod velikim uglom, oko 80 do 90 stepeni. Ovaj ugao se smanjuje sa povećanjem energije, da bi kod zračenja reda veličine MeV najveći broj fotona bio usko usmeren u pravcu upadnog elektrona. Ova zavisnost se vidi na slici 5.3. Na slici 5.4 je prikazana zavisnost relativnog intenziteta zračenja u zavisnosti od ugla emisije u odnosu na pravac kretanja upadnog elektrona, a za različite energije (relativističke) elektrona. S obzirom da su energije reda MeV, vidimo da je maksimum intenziteta upravo na malim uglovima ( $0^\circ$ ).



Slika 5.3: Ugaona raspodela zakočnog zračenja u zavisnosti od energije [7]



Slika 5.4: Ugaona raspodela zakočnog zračenja u zavisnosti od energije [7]

## 6.

---

### *Fotonuklearne reakcije*

---

Kada govorimo o interakcijama  $\gamma$  zračenja sa materijom, uglavnom se misli na interakcije sa elektronima, putem fotoefekta, rasejanja i stvaranja parova. Međutim,  $\gamma$  zračenje može da interaguje i sa jezgrom kada mu je talasan dužina srazmerna veličini jezgra. Ukoliko je energija ovog zračenja veća od energije izdvajanja nukleona, može doći do emisije neutrona, protona, pa i  $\alpha$  čestica itd. Ovakve interakcije, gde dolazi do apsorpcije  $\gamma$  fotona u jezgru, pri čemu se jezgro energije pobude oslobođa emitovanjem čestice, nazivaju se *fotonuklearne reakcije*, a zbog analogije sa atomskim fotoefektom, nazivaju se još i *nuklearni fotoefekat*.

Ovakve reakcije se opisuju teorijom **složenog jezgra**, koga je predložio Nils Bor 1936. godine. Po njegovoj teoriji, ceo proces može da se podeli u dve etape:

1. Apsorpcija kvanata zračenja prilikom čega nastaje složeno jezgro
2. Raspad složenog jezgra kroz različite kanale

Ako posmatramo reakciju na nekom jezgru  $C$ , kompletan proces apsorpcije  $\gamma$  kvanta i posledične dezintegracije jezgra na česticu  $b$  i novo jezgro  $A$  možemo napisati kao:



gde je  $C^*$  složeno jezgro, koje je pobuđeno i teži da se oslobodi energije na bilo koji mogući način. Unutar jezgra  $C^*$  nukleoni razmenjuju energiju dok jedan od njih, ili skup nukleona poput  $\alpha$  čestice, ne dobiju dovoljnu energiju da mogu da ga napuste. Najveća je verovatnoća da dođe do emisije neutrona, tj. do reakcije  $(\gamma, n)$ , jer proton da bi napustio jezgro treba da savlada Kulonovu barijeru, pa je verovatnoća za emisiju protona dosta manja.

Efikasni presek za ovaj proces može se napisati kao:

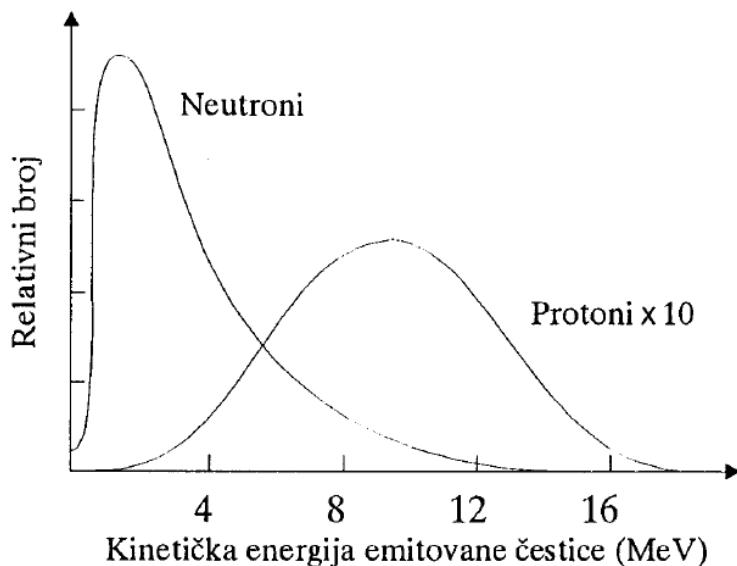
$$\sigma(\gamma, b) = \sigma_C(\gamma) * W_b \quad (6.2)$$

gde je  $\sigma_C(\gamma)$  verovatnoća za apsorpciju fotona date energije, tj. verovatnoća stvaranja složenog jezgra, a  $W_b$  je bezdimenzionalni broj koji predstavlja verovatnoću da se jezgro raspada emisijom čestice  $b$ . Efikasni presek (verovatnoća) za apsorpciju  $\gamma$ -zračenja u jezgru zavisi od *energije zračenja*, kao i *osobina jezgra* na kome se interakcija odigrava.

Na niskim energijama moguće je samo Thompson-ovo rasejanje  $\gamma$ -fotona na jezgru ili pobuđivanje jezgra na neki nivo, ali neće doći do emisije čestice iz jezgra. Do emisije čestica dolazi tek na energijama koje su dosta veće od vezivne energije nukleona. Kompletna energija pobude jezgra se putem jake interakcije razmenjuje među nukleonima i emisija je moguća tek kada neki od njih (ili skup više nukleona, npr.  $\alpha$  čestica) dobije energiju koja je veća od energije veze (za većinu jezgara energija veze po nukleonu iznosi oko 8 MeV).

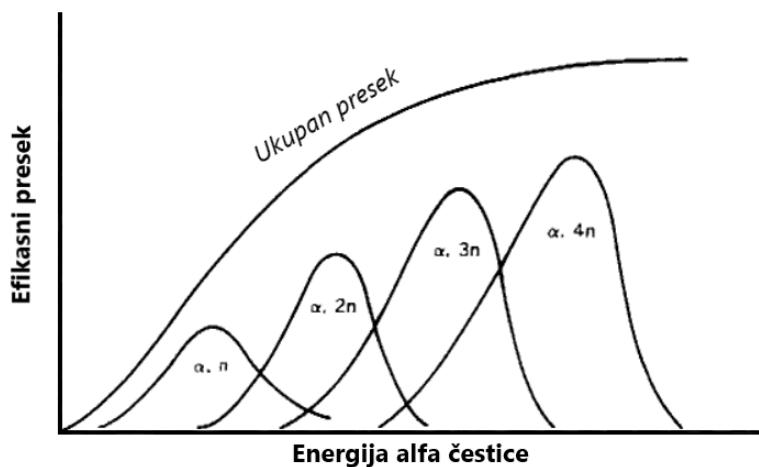
## 6.1. Dezintegracija složenog jezgra

Složeno jezgro se raspada emisijom neke čestice. Ustanovljeno je da energetski spektar ovako emitovanih čestica ima oblik Maksvelove raspodele, slika 6.1. Ovo je posledica statističkih procesa u jezgru na osnovu kojih nukleon dobije dovoljno energije da napusti jezgro. Jedina razlika u ovim spektrima za protone i neutrone je ta što je maksimum raspodele protona po energijama pomeren ka višim energijama, zbog toga što protoni da bi napustili jezgro moraju savladati potencijalnu barijeru, pa moraju imati veće energije od neutrona.



Slika 6.1: Energetski spektar emitovanih nukleona

Sa povećanjem energije upadne čestice, povećava se i verovatnoća da više čestica dobije dovoljno energije da napusti jezgro, pa se tako povećava i broj emitovanih čestica. Na slici 6.2 je prikazana zavisnost efikasnog preseka za emisiju neutrona od povećanja energije upadne  $\alpha$  čestice.



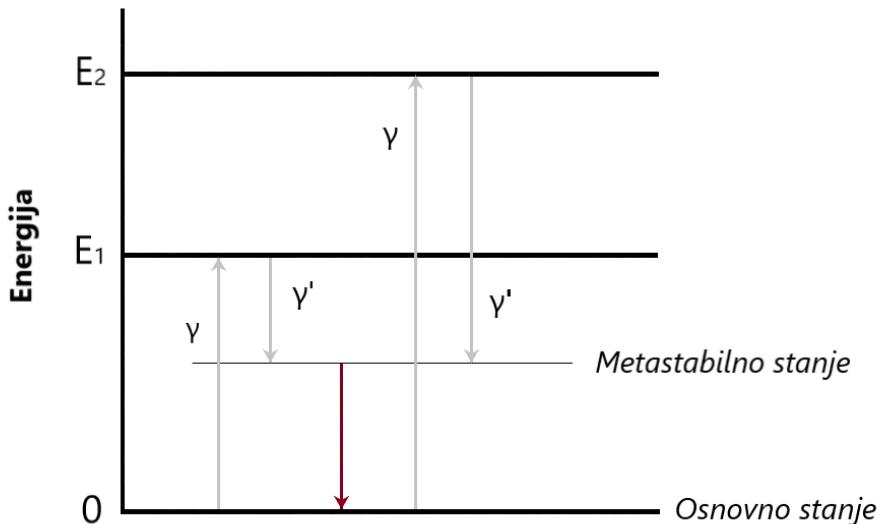
Slika 6.2: Zavisnost efikasnog preseka za emisiju čestice od energije upadne čestice [8]

Sa slike 6.2 se može videti kako ispočetka efikasni presek sa bilo koju od prikazanih interakcija raste sa energijom, da bi dostigao maksimum i počeo da opada. To je zbog toga što će sa povećanjem energije da raste verovatnoća za emisiju sve većeg broja čestica.

Još jedna bitna karakteristika je *ugaona distribucija* emitovanih čestica. S obzirom da emisija zavisi jedino od energije, a ne načina formiranja složenog jezgra ili prirode procesa putem kojih dolazi do emisije, za očekivati je da će ugaona distribucija čestica u prostoru *izotropna*, tj. da je svaki pravac emitovanja jednak verovatan. Ova činjenica je i eksperimentalno potvrđena.

### 6.1.1. $(\gamma, \gamma')$ reakcija

Jedna od mogućih fotonuklearnih reakcija je reakcija tipa  $(\gamma, \gamma')$ , koju ćemo koristiti u merenjima u ovom radu. Pri ovoj interakciji  $\gamma$ -fotona sa jezgrom, jezgro apsorbuje foton i prelazi u neko od svojih pobuđenih stanja. Ta stanja se brzo raspadaju emisijom  $\gamma'$  kvanta, a jezgro pri tome prelazi u *metastabilno stanje*, koje živi dosta duže od ovih pobuđenih stanja. Pri prelasku sa metastabilnog na osnovno stanje, može doći do emisije  $\gamma$ -fotona. Jezgra koja poseduju ovakva stanja nazivaju se izomeri, a period poluraspada takvog stanja kao i energije koje se pri tom emituju su poznate i karakteristične za dato jezgro. Upravo ovi  $\gamma$ -fotoni se detektuju merenjem spektra ovakvog jezgra, a na slici 6.3 označeni su crvenom bojom.



Slika 6.3: Šematski prikaz  $(\gamma, \gamma')$  reakcije

## 6.2. Fotoaktivaciona merenja

Ukoliko se meta koja sadrži  $N_m$  atoma nekog odabranog izotopa izloži fluksu visoko-energetskih fotona  $\Phi(E)$  doći će do stvaranja novih jezgara kao produkata fotonuklearnih reakcija. Ako posmatrana reakcija dovodi do stvaranja nestabilnog jezgra konstante raspada  $\lambda$ , nakon vremena ozračivanja mete,  $t_{zr}$ , u njoj će doći do indukovana aktivnosti:

$$A = N\lambda = N_m(1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E)\phi(E)dE \quad (6.3)$$

gde je  $N$  broj jezgara stvorenih u reakciji,  $E_0$  je energetska granica reakcije,  $E_{max}$  maksimalna energija fotona u snopu zračenja, a  $\sigma(E)$  je efikasni presek za odvijanje nuklearne reakcije. Veličina pod integralom

$$R = \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (6.4)$$

ima dimenziju  $[s^{-1}]$  i predstavlja verovatnouću da se nuklearna reakcija desi u jedinici vremena i po jednom atomu izotopa na kojem se odvijaju odgovarajuće fotonuklearne reakcije. Ova veličina se još naziva **saturaciona aktivnost**.

Aktivnost indukovana u meti posle ozračivanja se može odrediti snimanjem  $\gamma$ -spektra koji emituju produkti nuklearnih reakcija. Ako odabranim detektorom vršimo merenje  $\gamma$ -spektra u periodu vremena  $t_{mer}$ , broj jezgara produkata fotonuklearnih reakcija koji se za to vreme raspadne je:

$$N_R = \frac{N_m}{\lambda} e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (6.5)$$

gde je  $\Delta t$  vreme hlađenja, tj. vremenski period koji protekne od kraja ozračivanja mete do početka merenja.

Broj  $\gamma$ -fotona koje detektor registruje je:

$$N_\gamma = N_R \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \quad (6.6)$$

gde je  $\varepsilon$  apsolutna efikasnost pika totalne apsorpcije za posmatranu energiju (karakteristika detektora), a  $p_\gamma$  je kvantni prinos, tj. broj fotona posmatrane energije emitovanih po jednom raspodu. Sada možemo saturacionu aktivnost fotonuklearne reakcije zapisati kao:

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda}{N_m \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \cdot e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}})} \quad (6.7)$$

Ako broj jezgara (atoma) u meti  $N_m$  zapišemo kao

$$N_m = \frac{m \cdot N_{Av} \cdot \eta}{M} \quad (6.8)$$

gde je  $m$  masa mete,  $N_{Av}$  Avogadrovo broj,  $\eta$  prirodna izotopska zastupljenost aktiviranog izotopa, tj. onog na kome se odvijaju fotonuklearne reakcije, a  $M$  je molarna masa mete. Sada, konačno, saturacionu aktivnost možemo zapisati kao:

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda \cdot M}{m \cdot N_{Av} \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \cdot e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}})} \quad (6.9)$$

Ovako smo dobili jednačinu u kojoj su sve veličine merljive, pa se njihovim merenjem može odrediti saturaciona aktivnost, tj. verovatnoća odigravanja fotonuklearne reakcije.

# *Eksperimentalni deo*

## 7.

---

# *Određivanje energije fotonskog snopa aktivacijom indijuma*

---

Elektroni generisani u akceleratorima, kao i zakočno zračenje koje nastaje kada ubrzani elektroni udare u metu od teškog metala, prave se u obliku strogo definisanih snopova. Bilo da se radi o istraživačkim ili terapijskim akceleratorima, neophodno je poznavati karakteristike fotonskog i elektronskog snopa da bismo mogli da vršimo precizna merenja ili da precizno odredimo dozu koju dostavljamo u određeno tkivo. Kompletna karakterizacija fotonskog snopa može da se ostvari samo kada su *energijski spektar* i *prostorna distribucija intenziteta zračenja* potpuno određeni.

Smatrajući da su energije i intenziteti fotonskog snopa veoma visoki, energetski spektar i ugaona distribucija fotonskog zračenja se ne mogu direktno meriti. Potrebno je, dakle, za određivanje energije pronaći neku veličinu koja veoma zavisi od promene energije fotonskog (zakočnog, bremsstrahlung) zračenja, a koja se može lako meriti.

Visokoenergetski snop zakočnog zračenja koji nastaje u akceleratoru može da, putem fotonuklearnih reakcija u ozračenom materijalu, generiše nove radionuklide. Stoga je pokušana upotreba fotonuklearnih reakcija za kalibraciju maksimalne energije akceleratora, za rekonstrukciju oblika spektra energije fotona ili za uspostavljanje nekakvog indeksa kvaliteta fotonskog snopa baziranog na prinosu fotonuklearnih reakcija na odbaranom materijalu.

Pokazaće se da kombinacija dve fotonuklearne reakcije,  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$ , kao i kombinacija fotoaktivacije  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  i reakcije neutronskog zahvata  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ , mogu da budu osetljivi indeksi maksimalne energije snopova zračenja. Količina neutrona proizvedenih u debeloj meti akceleratora, koji indukuju reakciju  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ , pokazuje veoma jaku zavisnost od potencijala akceleratora. Značajan broj neutrona iz mete se javlja na energijama višim od 10 MeV.  $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$  se javlja na energijama višim od 17 MeV-a, za koju je ova energija prag. Na energijama iznad 17 MeV javlja se i reakcija  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$ .

Za primenu ove metode na niskim energijama (manjim od 10 MeV-a), koristi se još i meta od berilijuma u formi BeO, čija je svrha da kreira neutrone u oblasti energija kada oni ne nastaju u meti akceleratora (koja je uglavnom od volframa). Naime, na niskim energijama posmatra se energijska zavisnost reakcije  $^9\text{Be}(\gamma, n)2\alpha$ .

U merenjima opisanim u radu, korišćena su samo dva prirodna izotopa indijuma, pa nije moguće rekonstruisati energetski spektar fotonskog zračenja, već samo njegovu maksimalnu energiju ("endpoint" energija), a ona zapravo i ima presudan uticaj na prodorne sposobnosti i uopšte na kvalitet snopa.

U ovom radu ćemo se detaljnije pozabaviti merenjima na energijama od 17-23 MeV. Odredićemo saturacione aktivnosti za reakcije  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ ,  $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ . Upravo odnos saturacionih aktivnosti prve dve reakcije će nam poslužiti kao parametar pomoću kojeg možemo odrediti energiju fotonskog snopa akcelera-

tora, o čemu ćemo govoriti u narednom poglavlju.

## 7.1. Metoda merenja

Za fotoaktivaciju su korišćeni fotonski snopovi sa mikrotronima, a izvor neutrona je meta mikrotrona od tungstena ( $W$ ). Merenja su vršena pomoću mikrotrona u JINR-u (Dubna, Rusija) sa slike 7.1. Koristeći ovaj uređaj, mogu se postići i izvući snopovi elektrona energetike od 5-23 MeV i prosečne jačine struje 20  $\mu A$ . Ubrzavajući potencijal elektrona se može odabrati sa preciznošću od 3 % i monoenergičnost snopa je bolja od 1 %.



Slika 7.1: Mikrotron u JINR-u

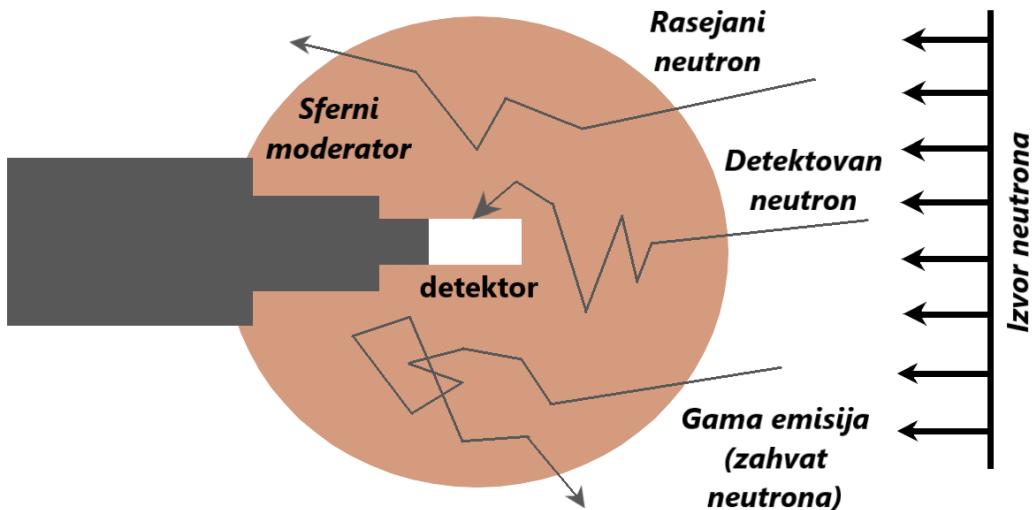
Bremsstrahlung meta je pravljena u obliku tungstenskih diskova debljine 3.3 mm, iza kojih se nalazio aluminijumski disk debljine 20 mm, koji apsorbuje elektrone koji uspeju da prođu kroz tungstensku metu. Ispred mete je postavljen kolimitor od bakra sa centralnim otvorom prečnika 12mm, čija je dodatna uloga da upravlja efikasnošću fokusiranja elektronskog snopa na metu. Ne više od 10 % ubrzanih elektrona se zaustavi u kolimitoru.

Aktivnost izotopa nakon izlaganja zračenju merena je pomoću HPGe detektora.

Ovde ćemo posebno analizirati prinose tri različite fotonuklearne reakcije,  $^{115}In(\gamma, \gamma')^{115m}In$ ,  $^{115}In(\gamma, n)^{114m}In$ , i  $^{115}In(\gamma, 2n)^{113m}In$ , kao i reakciju neutronske zahvata  $^{115}In(n, \gamma)^{116m}In$ .

Radi optimizacije merenja neutrona, primenjena je široko rasprostranjena *tehnika sfernog moderatora*, koja je razvijena za merenje gustine fluksa neutrona u širokoj oblasti energija.

Princip rada je prilično jednostavan. Neutronski detektor se smesti u centar moderatora vodoničnog sadržaja (vodonik ima izuzetnu sposobnost usporavanja neutrona, jer pri sudaru sa vodonikom, neutron može da izgubi veliki deo svoje energije), to mogu biti voda, parafin ili polietilen. Detektor mogu biti  $BF_3$  ili  $He_3$  proporcionalni brojači ili neki



Slika 7.2: Šema tehnike sfernog moderatora

drugi aktivacioni detektor<sup>1</sup>.

S obzirom da nas zanimaju prinosi reakcija na indijumu, najbolje je da koristimo upravo indijum kao aktivacioni detektor. Na izlazu, aktivacijom, dobićemo reakciju  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ . Ovo nam omogućava da isti detektor istovremeno aktiviramo za dve vrste merenih reakcija: *fotoaktivaciju* i *neutronske zahvate*.

Još jedna dodatna prednost se javlja pri ovoj tehnici. Kako se neutroni sa mikrotron-ske mete rasejavaju na zidovima i svim drugim objektima oko mikrotrona, broj termalnih neutrona će nam zavisiti u velikoj meri od veličine, oblika i strukture prostorije u kojoj se on nalazi. Ovi termalni neutroni nastali rasejavanjem brzih neutrona, atenuiraju se već na tankim površinskim slojevima moderatora koji okružuje indijumski aktivacioni detektor<sup>2</sup>. Stoga će indukovana aktivnost u indijumskim diskovima zavisi samo od fluksa **brzih** neutrona koji potiču iz mete mikrotrona. Ovo takođe znači da se ova metoda može primeniti i u drugim okruženjima, sem ovog opisanog u radu.

Aktivacioni indijumski detektori su bili smešteni u središte plastičnog cilindra napuњenog vodom. Prečnik vode je bilo blizak klasičnom moderatoru od 5 inča. Neutronske zahvate sa moderatorom ove veličine se smatra dobriim indikatorom za procenu gustine fluksa brzih neutrona u širokom energijskom opsegu.

Fotoaktivacija je vršena tako što su diskovi od indijuma bili smešteni u vodu i izloženi bremsstrahlung snopu i to tako da je centar diska bio na osi snopa. Rastojanje između mikrotronske mete i indijumskih diskova je bilo 132 cm. Eksponiciono vreme je bilo 14-28 min.

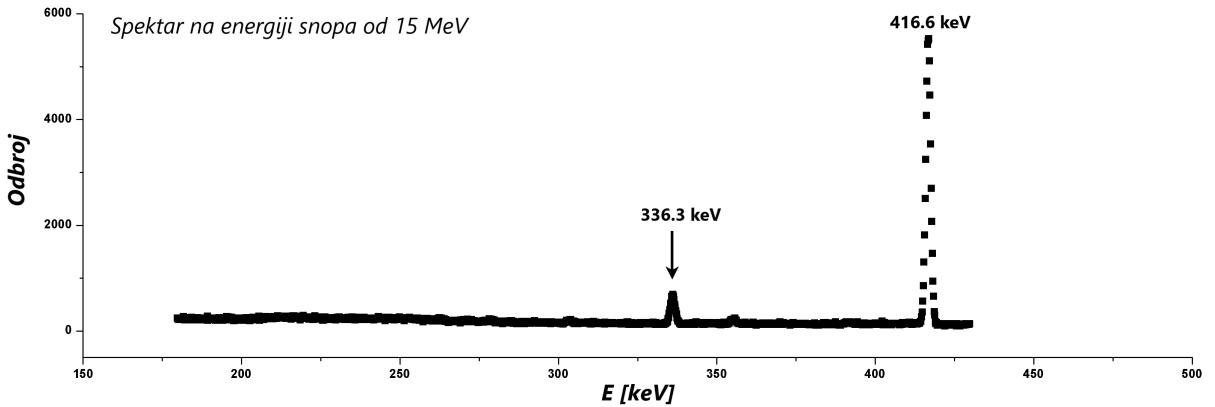
## 7.2. Rezultati

Ozračeni diskovi indijuma su mereni pomoću HPGe detektora relativne efikasnosti 25 %, sa olovnom zaštitom debljine 5 cm. Vreme hlađenja je bilo između 34-221 min,

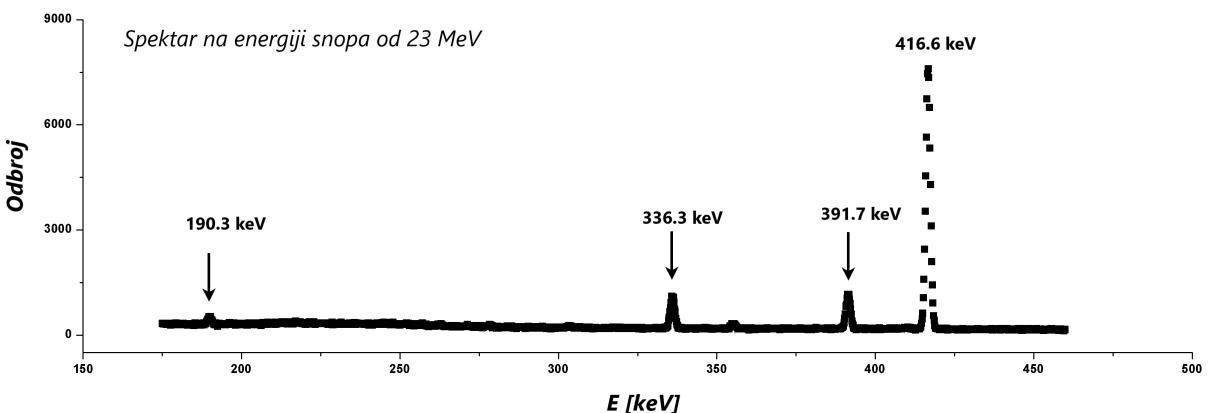
<sup>1</sup>Neutron "aktivira" neku metu tako što zahvatom termalnih neutrona, jezgra mete mogu ostati u pobuđenom stanju, a energije pobude se oslobođaju emisijom  $\gamma$  zračenja. Merenjem aktivnosti aktivacionog detektora, možemo proceniti fluks neutrona koji padaju na metu.

<sup>2</sup>Aktivacioni detektor je u obliku diskova od metala indijuma

u zavisnosti od aktivnosti diskova. Na slikama 7.3 i 7.4 prikazan je izgled dela spektra indijuma. Prvi je sniman nakon aktivacije indijuma fotonima energije 15 MeV, a drugi 23 MeV.



Slika 7.3: Spektar indijuma izloženog snopu od 15 MeV



Slika 7.4: Spektar indijuma izloženog snopu od 23 MeV

Na energijama manjim od 17 MeV, što je prag za emisiju neutrona, nisu uočljivi pikovi na energijama od 190.3 keV i 391.7 keV koji odgovaraju reakcijama emisije jednog i dva neutrona,  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$  i  $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$ . Ovo se vidi na slici 7.3 na kojoj se nalazi spektar  $\gamma$  zračenja indijuma nakon što je bio izložen snopu fotona maksimalne energije od 15 MeV. Na ovoj energiji pojavljuju se samo pikovi od  $^{115m}\text{In}$  (336.3 keV) i  $^{116m}\text{In}$  (416.6 keV).

Na višim energijama (oko 20 MeV-a) proizvodnja  $^{116m}\text{In}$  je bila znatno veća od proizvodnje  $^{115m}\text{In}$ . Period poluraspada  $^{116m}\text{In}$  je kraći od perioda poluraspada  $^{115m}\text{In}$  i  $^{113m}\text{In}$ , pa je i vreme hlađenja aktivacionih detektora izloženih višim energijama duže. Na ovaj način se izbegava velika brzina brojanja i veliko mrtvo vreme detektora. Na slici 7.4 imamo deo spektra na energijama fotonikog snopa od 23 MeV. Ovde se jasno vidi koliko je intenzitet linija od  $^{116m}\text{In}$  veći od svih ostalih. Takođe, sada se pojavljuju i pikovi od  $^{114m}\text{In}$  i  $^{113m}\text{In}$ .

Vreme merenja je bilo oko 30 min, za svaki aktivacioni detektor.

Nekoliko intenzivnih linija nastalih raspadom  $^{116m}In$  se vide na svim dobijenim spektima, a na slikama 7.3 i 7.4 prikazani su samo delovi spektara, pa se lepo vidi samo jedna linija. Za račun smo koristili linije na 416.92, 1097.3 keV i 1293.5 keV.

Intenziteti linija su dobijeni pomoću "GENIE" softvera.

Saturacione aktivnosti računamo preko formule 7.2. Potrebno je još samo odrediti efikasnost  $\varepsilon$ . Kako nas ovde zanimaju *odnosi* saturacionih aktivnosti, nije neophodno koristiti absolutnu efikasost<sup>3</sup>. Korišćenjem intenzivnih  $\gamma$  linija  $^{116m}In$  računamo *relativnu efikasnost*. U Tabeli 7.1 su dati pregledi linija od  $^{116m}In$  i njihove efikasnosti. Najpreciznija kalibracija bi bila da nacrtamo grafik zavisnosti  $\ln \varepsilon_{rel}$  od energije, zatim fitujemo polinomom trećeg reda. Pomoću kalibracione funkcije koju dobijemo fitovanjem se odrede efikasnosti linija na  $^{115m}In$  i  $^{113m}In$ . Mi ćemo u ovom radu da koristimo samo linearни fit između dve odabrane tačke, to će biti linije na 138.37 keV i na 278.54 keV.

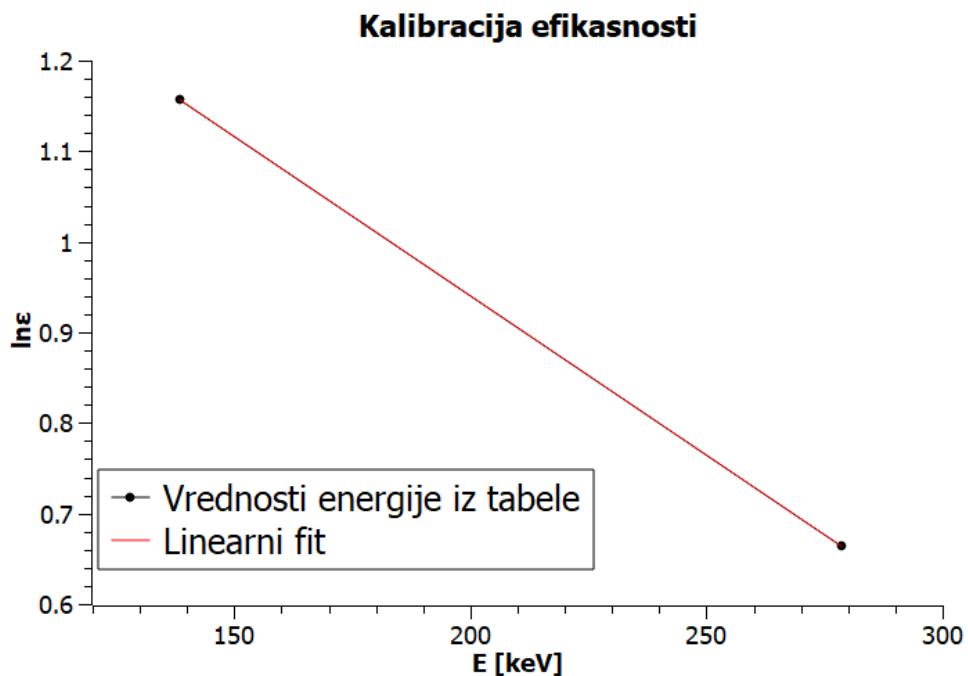
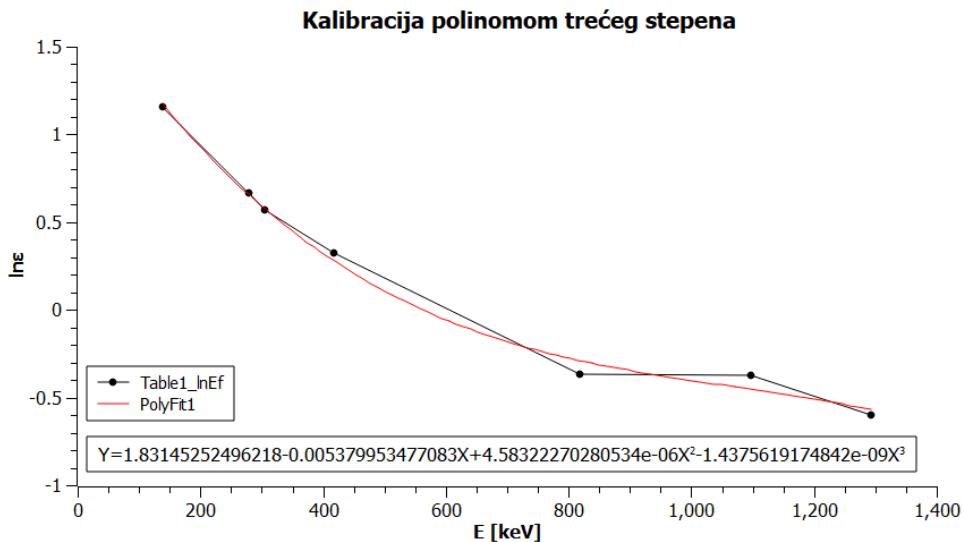
Koristićemo još i reakciju  $^{115}In(\gamma, n)^{114m}In$ , čije su linije dosta slabijeg intenziteta od malopre pomenutih.

E [keV]	$\varepsilon_{rel}$	$\ln \varepsilon_{rel}$
138.37	3.180	1.15688
278.54	1.943	0.66423
303.83	1.773	0.57267
416.92	1.383	0.324255
818.74	0.6916	-0.36875
1097.29	0.6887	-0.37295
1293.59	0.5485	-0.600568

Tabela 7.1: Energije i efikasnosti  $\gamma$  linija od  $^{116m}In$

---

<sup>3</sup> $N_\gamma = A \cdot t \cdot p_\gamma \cdot \varepsilon$ . Relativnu efikasnost pišemo kao:  $\varepsilon_{rel} = \varepsilon \cdot A$ , pa nam je  $\varepsilon_{rel} = \frac{N_\gamma}{t \cdot p_\gamma}$



Kalibracionim funkcijom, sada određujemo nepoznate efikasnosti. Kalibraciona funkcija je:

$$\varepsilon_{rel} = \exp(1.64320286 - 0.00351465 \cdot E), \quad (7.1)$$

a u Tabeli 7.2 se nalaze izračunate relativne efikasnosti ostalih linija. Navedene su ponovo i efikasnosti dve linije od  $^{116}In$  koje ćemo koristiti, a radi bolje preglednosti.

Izotop	$E_\gamma$ [keV]	$\varepsilon_{\text{rel}}$
$^{113m}In$	391.69	1.3055
$^{114m}In$	190.28	2.6497
$^{115m}In$	336.258	1.5863
$^{116}In$	416.92	1.383
$^{116}In$	1097.29	0.6887
$^{116}In$	1293.59	0.5485

Tabela 7.2: Relativne efikasnosti  $\gamma$  linija izotopa indijuma

U narednim tabelama, navećemo još neke parametre koji nam trebaju za računanje saturacionih aktivnosti, a poznati su nam ili kao parametri jezgara ili kao veličine koje su karakteristika samog merenja i koje možemo meriti, npr. vreme hlađenja itd<sup>4</sup>.

Izotop	$E_\gamma$ [keV]	$T_{1/2}$	$p_\gamma$ [%]
$^{113m}In$	391.69	1.658 h	64.2
$^{114m}In$	190.28	49.51 dan	15.4
$^{115m}In$	336.258	4.486 h	45.8
$^{116}In$	416.92	54.15 min	29.2
$^{116}In$	1097.29	54.15 min	56.2
$^{116}In$	1293.59	54.15 min	84.4

Tabela 7.3: Neke osobine izotopa i njihovih  $\gamma$  linija

U Tabeli 7.5 su prikazane vrednosti dobijene sa spektra, pomoću softvera za analizu. Prikazane su površine ispod pikova određene energije, tj. broj detektovanih  $\gamma$  fotona odabrane energije, označeni su sa  $N$ , gde nam indeks označava maseni broj izotopa o kome je reč. Prikazane su i greške za ove površine. Površine se određuju sa spektara dobijenih za različite energije fotona koji interaguju sa metom, a koji potiču iz mikrotrrona.

Podaci za  $^{116m}In$  su dati u posebnoj tabeli, 7.6 jer njemu odgovara više  $\gamma$  linija, pa njegovu saturacionu aktivnost određujemo kao srednju vrednost aktivnosti dobijenih za više odabranih linija. Mi ćemo odabratи linije na 416. 92 keV, 1097.29 keV i 1293.59 keV.

<sup>4</sup>Kako računamo odnose, molarna masa će nam se skratiti pa nije relevantna ( $M(\text{In})=114.9142 \text{ g/mol}$ ). Izotopska zastupljenost se takođe pokrati jer se sve reakcije odvijaju na istom jezgru meti,  $^{115}In$  (zastupljenost  $^{115}In$  je 95.72 %, a od  $^{113}In$  je 4.3 %, to su jedina dva stabilna prirodna izotopa).

Broj uzorka	E [MeV]	Integral	$\Delta t$ [min]	$t_{\text{zr}}$ [min]	$t_m$ [min]	m [g]
2	23	2700	221	20	20	0.7202
3	22	2700	210	20	20	0.6778
4	21	2700	185	20	20	0.7194
7	20	2700	119	20	20	0.7233
18	19	3200	39	35	30	0.6758
19	18	4000	54	16	30	0.6531
8	17	3500	166	28	20	0.6813

Tabela 7.4: Neke karakteristike merenja

E [MeV]	$N_{113m}$	$\sigma[N_{113m}]$	$N_{114m}$	$\sigma[N_{114m}]$	$N_{115m}$	$\sigma[N_{115m}]$
23	9,080	190	1,510	225	8,390	219
22	6,910	204	1,070	197	7,640	191
21	5,270	190	1,210	200	7,140	234
20	4,410	258	1,680	364	6,810	236
19	10,600	587	1,460	413	16,500	514
18	4,590	483	1,300	477	15,100	398
17	811	102	433	143	5,100	181

Tabela 7.5: Brojevi detektovanih  $\gamma$  fotona iz izotopa  $^{113m}In$ ,  $^{114m}In$  i  $^{115m}In$  i odgovarajuće greške.

<b>E [MeV]</b>	<b>N<sub>116m</sub></b> [416]	$\sigma[N_{116m}]$ [416]	<b>N<sub>116m</sub></b> [1097]	$\sigma[N_{116m}]$ [1097]	<b>N<sub>116m</sub></b> [1293]	$\sigma[N_{116m}]$ [1293]
23	70,300	274	68,000	269	80,900	333
22	63,700	311	60,700	254	72,800	313
21	72,400	278	68,400	267	83,000	329
20	131,000	375	126,000	366	150,000	457
19	587,000	990	561,000	974	671,000	946
18	506,000	912	482,000	879	576,000	869
17	43,200	276	41,700	260	49,800	253

Tabela 7.6: Brojevi detektovanih  $\gamma$  fotona iz izotopa  $^{116m}In$  energija 416.92 keV, 1097.29 keV i 1293.59 keV. i odgovarajuće greške.

Saturacione aktivnosti se računaju prema formuli:

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda \cdot M}{m \cdot N_{Av} \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \cdot e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \cdot \text{Integral}} \quad (7.2)$$

i sada imamo sve neophodne parametre za to. "Integral" u formuli nam označava fluks elektrona iz akceleratora, čija je vrednost kod mikrotrona koji smo koristili konstantna za određenu energiju elektrona (tj. fotona).

Treba napomenuti da su vrednosti date u tabelama 7.7 i 7.8 računate bez izotopske zastupljenosti i Avogadrovog broja, koji bi nam sada dosta smanjio red veličine, a u odnosima saturacionih aktivnosti, oni se svakako skraćuju. Prvo će biti prikazani rezultate pojedinačnih aktivnosti za različite izotope, a zatim njihovi odnosi, koje i tražimo.

<b>E [MeV]</b>	<b>R (<math>^{113m}In</math>)</b>	<b>R (<math>^{114m}In</math>)</b>	<b>R (<math>^{115m}In</math>)</b>
23	20.508763597	937.744507990	20.549767214
22	15.360198979	705.986613665	19.328021389
21	9.272773614	752.010026875	15.957440984
20	4.872717878	1,037.817132597	12.771719140
19	2.510744841	310.073145352	8.943748716
18	2.049651024	499.982067631	15.036842477
17	0.747294703	156.553416605	6.379883961

Tabela 7.7: Saturacione aktivnosti izotopa  $^{113m}In$ ,  $^{114m}In$  i  $^{115m}In$ .

<b>E [MeV]</b>	<b>R(<sup>116m</sup>In) [416]</b>	<b>R(<sup>116m</sup>In) [1097]</b>	<b>R(<sup>116m</sup>In) [1293]</b>	<b>R<sub>sr</sub>(<sup>116m</sup>In)</b>
23	761.346461	735.489643	731.582997	764.672473
22	636.747036	605.977964	607.640836	634.877094
21	495.128030	467.170799	473.963734	492.781406
20	382.821081	367.735650	366.019212	383.128291
19	246.479978	235.259433	235.263275	246.013840
18	415.540592	395.321666	394.978535	413.726026
17	141.493954	136.405169	136.198257	142.095501

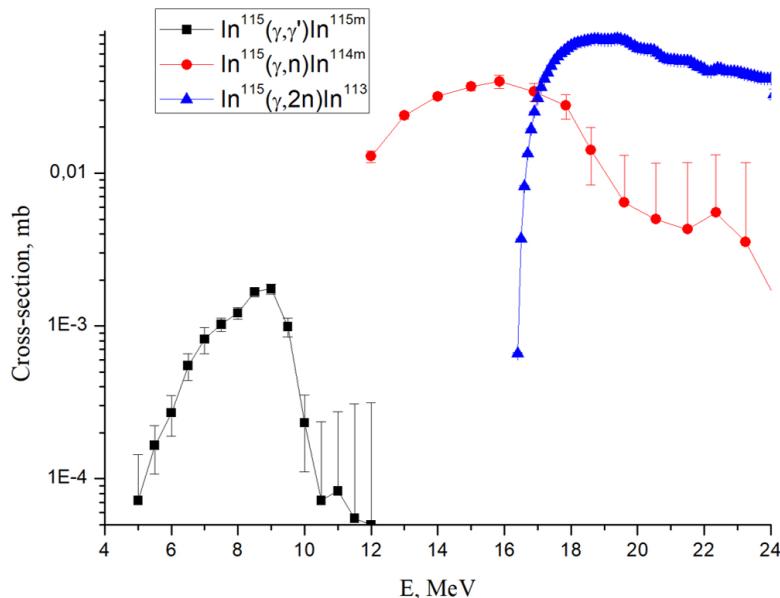
Tabela 7.8: Saturacione aktivnosti izotopa  $^{116m}In$ , na  $\gamma$  linijama od 416.92 keV, 1097.29 keV i 1293.59 keV.

Saturacione aktivnosti obe reakcije, fotoaktivacije  $R(^{115m}In)$  i neutronskog zahvata  $R(^{116m}In)$  su strogo rastuće funkcije od maksimalne energije bremsstrahlung snopa. Kvantitativna mera maksimalne energije snopa se može odrediti upotrebom odnosa saturacionih aktivnosti produkata reakcije  $\rightarrow R(^{116m}In)/R(^{115m}In)$ .

Pogodno je da se koriste odnosi aktivnosti, a ne one same, jer ovaj indeks ne zavisi od mogućih varijacija u intenzitetu fotonskog snopa i brojnih faktora, uključujući i one određene geometrijom ozračivanja i merenja. Grešku za odnos  $R(^{113m}In)/R(^{115m}In)$ , kao i za ostale, računamo prema formuli:

$$\left( \frac{\sigma[R(^{113m}In)/R(^{115m}In)]}{R(^{113m}In)/R(^{115m}In)} \right)^2 = \left( \frac{\sigma[R(^{113m}In)]}{R(^{113m}In)} \right)^2 + \left( \frac{\sigma[R(^{115m}In)]}{R(^{115m}In)} \right)^2 \quad (7.3)$$

Na Slici 7.5 su prikazani efikasni preseci za reakcije fotoaktivacije.



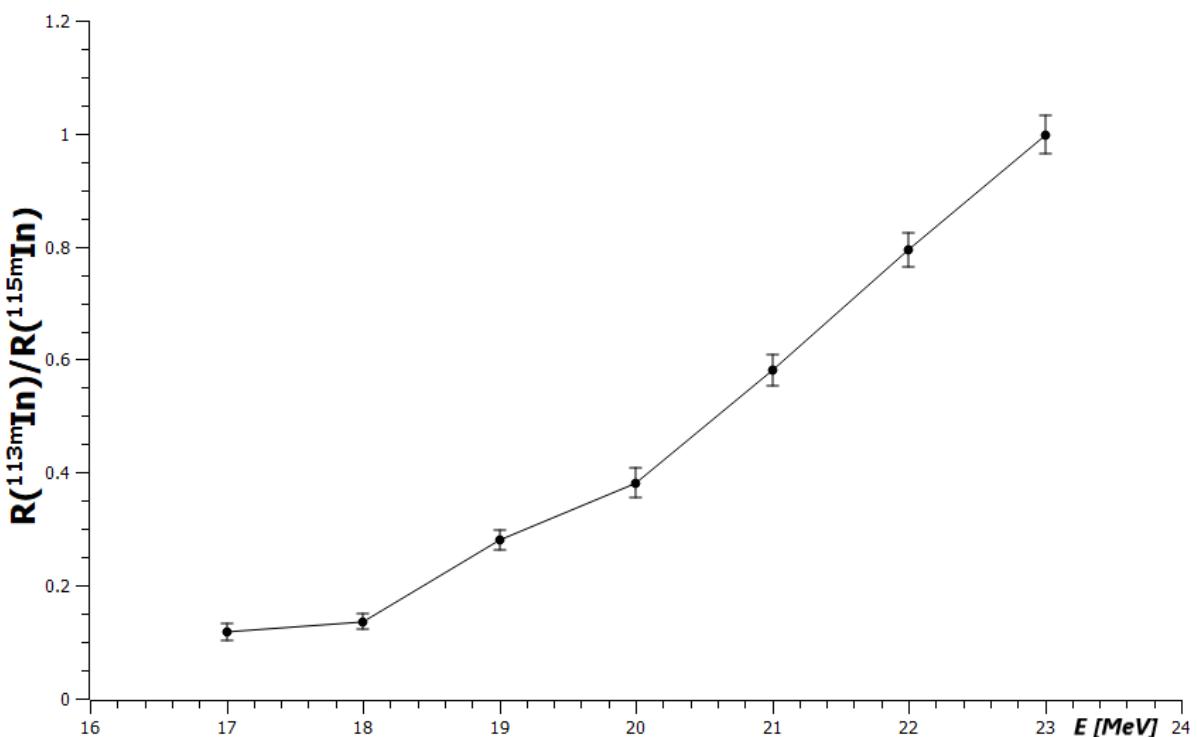
Slika 7.5

Na energijama iznad 16.8 MeV, što je prag za reakciju  $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m}\text{In}$ , efikasni presek za ovu reakciju se znatno povećava, a samim tim ćemo na tim energijama bremsstrahlung snopa imati značajnu aktivnost  $^{113m}\text{In}$ . Saturacionu aktivnost izotopa  $^{113m}\text{In}$  možemo koristiti kao meru maksimalne energije snopa, tačnije odnos  $R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$ .

Kako aktivnost  $^{113m}\text{In}$  brzo raste u energetskoj oblasti od 17-23 MeV, tako se menja i odnos  $R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$  koji u ovoj oblasti raste oko 10 puta. S obzirom na brz porast, ovaj indeks je veoma osetljiv na promenu energije, pa je dobar indikator maksimalne energije fotonskog snopa.

E [MeV]	$R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$	$\sigma[R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})]$
23	0.998	0.033
22	0.795	0.031
21	0.581	0.028
20	0.382	0.026
19	0.281	0.018
18	0.136	0.015
17	0.1172	0.015

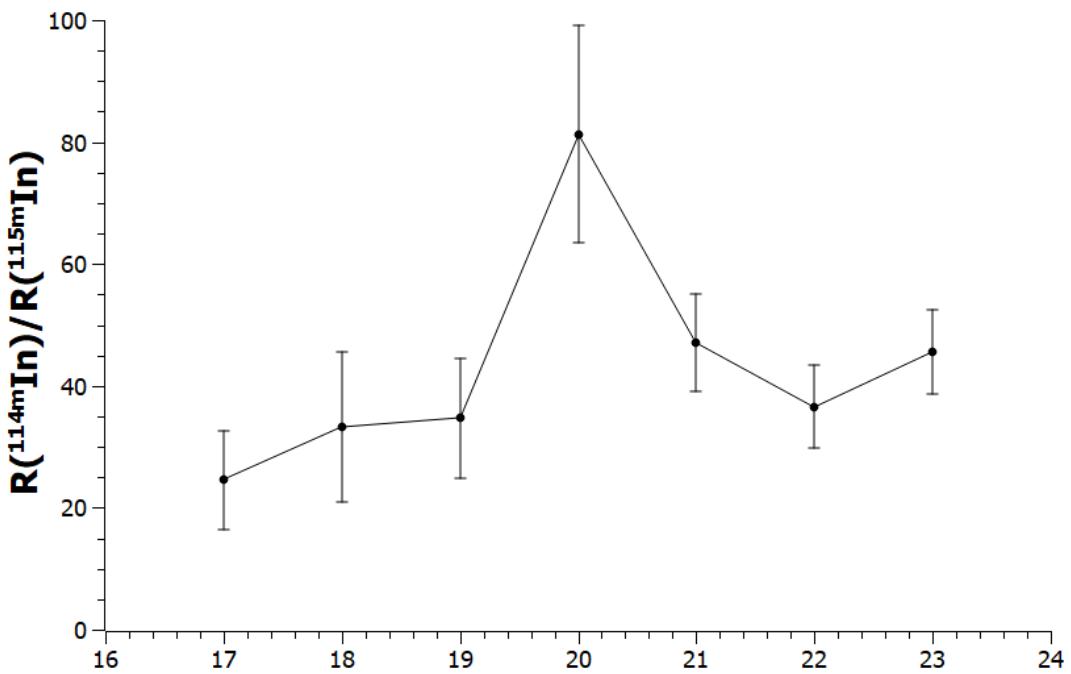
Tabela 7.9: Odnos (indeks)  $R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$  za različite energije bremsstrahlung snopa i opdgovarajuće greške.



Slika 7.6

$E$ [MeV]	$R(^{114m}In)/R(^{115m}In)$	$\sigma[R(^{114m}In)/R(^{115m}In)]$
23	45.6	6.9
22	36.5	6.8
21	47	8
20	81.3	17.8
19	34.7	9.9
18	33.3	12.3
17	24.5	8.2

Tabela 7.10: Odnos  $R(^{114m}In)/R(^{115m}In)$  za različite energije bremsstrahlung snopa i odgovarajuće greške.

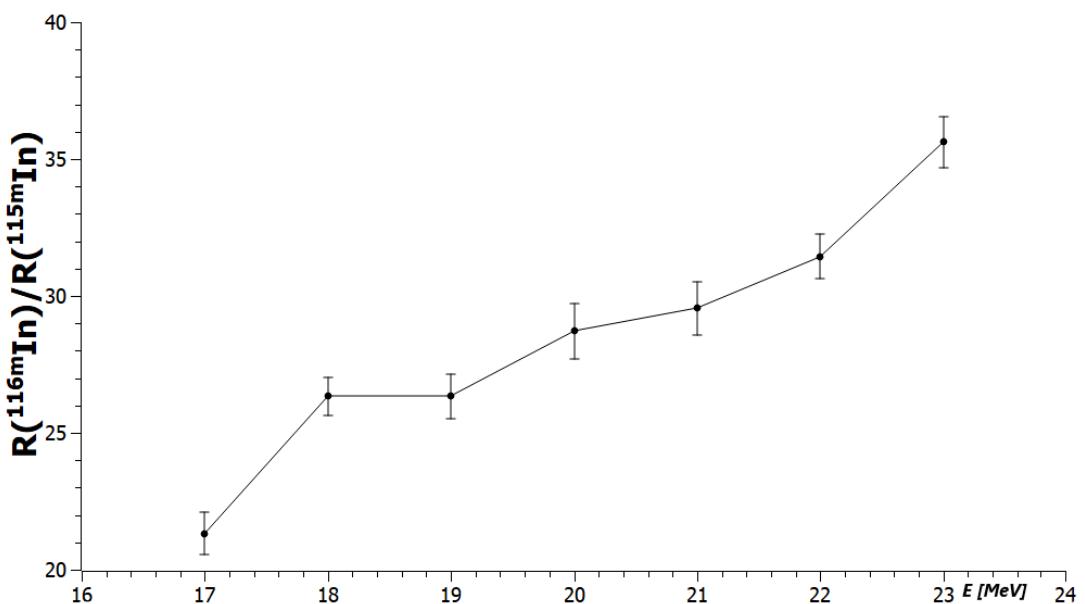


Slika 7.7

Merenje aktivnosti indijumskih aktivacionih detektora je vršeno od 20-30 min, što nije bilo dovoljno da linije od  $^{114m}In$  dostignu veliki intenzitet zbog velikog perioda poluraspada u odnosu na ostale radioizotope koje smo posmatrali. Stoga zavisnost  $R(^{114m}In)$  i  $R(^{114m}In)/R(^{115m}In)$  od energije, nisu rastuće funkcije iako bi tako trebalo biti. Takođe, njihove greške su velike. Iz ovih razloga, rezultati su izneti samo demonstrativno za ovaj radioizotop, odnos  $R(^{114m}In)/R(^{115m}In)$  ne može u ovom slučaju biti dobar indikator energije fotonskog snopa. Uopšteno gledano, odnos  $R(^{113m}In)/R(^{115m}In)$  brže raste sa energijom nego  $R(^{114m}In)/R(^{115m}In)$ , pa je osetljiviji na promenu energije i bolji indeks za upotrebu određivanja maksimalne energije fotonskog snopa.

$E$ [MeV]	$R(^{116m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$	$\sigma[R(^{116m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})]$
23	35.62	0.94
22	31.4	0.8
21	29.56	0.98
20	28.71	0.99
19	26.33	0.82
18	26.3	0.7
17	21.32	0.77

Tabela 7.11: Odnos  $R(^{116m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$  za različite energije bremsstrahlung snopa i odgovarajuće greške.



Slika 7.8

Sa grafika sa Slike 7.8 se nože primetiti da je  $R(^{116m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$  rastuća funkcija od maksimalne energije snopa, a zato jer se  $R(^{115m}\text{In})$  ne menja tako brzo sa energijom kao što to čini  $R(^{116m}\text{In})$ . Ovaj indeks može da se koristi za određivanje maksimalne energije fotonskog snopa. Manje je osetljiv od  $R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$  u oblasti energija od 17-23 MeV, ali je odličan za manje energije gde aktivnost  $^{113m}\text{In}$  nije toliko izražena. Na energijama od 17-23 MeV pak,  $R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$  je uglavnom bolji izbor.

## 8.

---

### *Određivanje ubrzavajućeg potencijala linearног akceleratora*

---

Pokazali smo da je indeks  $R(^{113m}In)/R(^{115m}In)$  veličina koja se u energijskom opsegu od 17-23 MeV menja oko 10 puta, da je prilično osetljiv na promenu energije fotonskog snopa koji izaziva reakcije fotoaktivacije i neutronskog zahvata na indijumu, pa se stoga ovaj indeks može koristiti za određivanje maksimalne energije fotonskog snopa. S obzirom da je procenjeno drugim metodama ([11]) da je maksimalna energija fotonskog snopa iz akceleratora oko 20 MeV, računali smo nesigurnost odnosa prinosa  $R(^{113m}In)/R(^{115m}In)$  na energiji od 20 MeV. Nesigurnost na ovoj energiji je 7 %. Pogodnosti ove metode su što je jednostavna, brza i pouzdana.

Sada ćemo ovu metodu primeniti za određivanje maksimalne energije bremsstrahlung snopa koji nastaje udarom elektrona iz akceleratora o metu, pa samim tim možemo odrediti i energiju elektrona, tj. potencijal akceleratora koji ih ubrzava.

Aktivacioni detektor u obliku diskova od indijuma je bio izložen snopu fotona iz linearног akceleratora LINAC 200 u JINR-u, Rusija (slika 8.1). Da bismo mogli da uporedimo indekse koje dobijemo za akcelerator sa onim dobijenim za mikrotron, ozračivanje aktivacionih detektora treba da se vrši u identičnoj geometrijskoj postavci, kao i da ponovo koristimo metu od tungstena, debljine 3 mm. Jedna razlika koju treba da uzmemо u obzir je da za fluks elektrona kod akceleratora nije konstantan kao kod mikrotrona, pa se male varijacije u flusku trebaju uzeti u obzir radi preciznijeg određivanja maksimalne energije fotonskog snopa.



Slika 8.1: Izgled linearног akceleratora LINAC 200

Nakon ozračivanja indijuma, snimani su  $\gamma$  spektri pomoću HPGe detektora. Zanimaju nas linije na 391.69 keV i 336.26 keV koje pripadaju izotopima  $^{113m}In$  i  $^{115m}In$ , respektivno. Iz analize pikova koji odgovaraju ovim energijama, dobili smo podatke koji nam trebaju za računanje odnosa  $R(^{113m}In)/R(^{115m}In)$ , a nalaze se u tabeli 8.1. Podaci u vezi sa samim ozračivanjem i merenjem se nalaze u tabeli 8.2. Prvo ćemo izračunati odnos zanemarujući promene u fluksu elektrona i uzimajući da je integral konstantan.

Izotop	$N_\gamma$	$\sigma[N_\gamma]$	$\varepsilon_{\text{rel}}$
$^{113m}\text{In}$	14400	603	0.0745
$^{113m}\text{In}$	20700	515	0.0877

Tabela 8.1: Podaci sa spektra  $\gamma$ -zračenja za linearni akcelerator

$t_{\text{zr}}$ [min]	$\Delta t$ [min]	$t_m$ [min]	$m$ [g]	Integral
61	87	30	0.7	3000

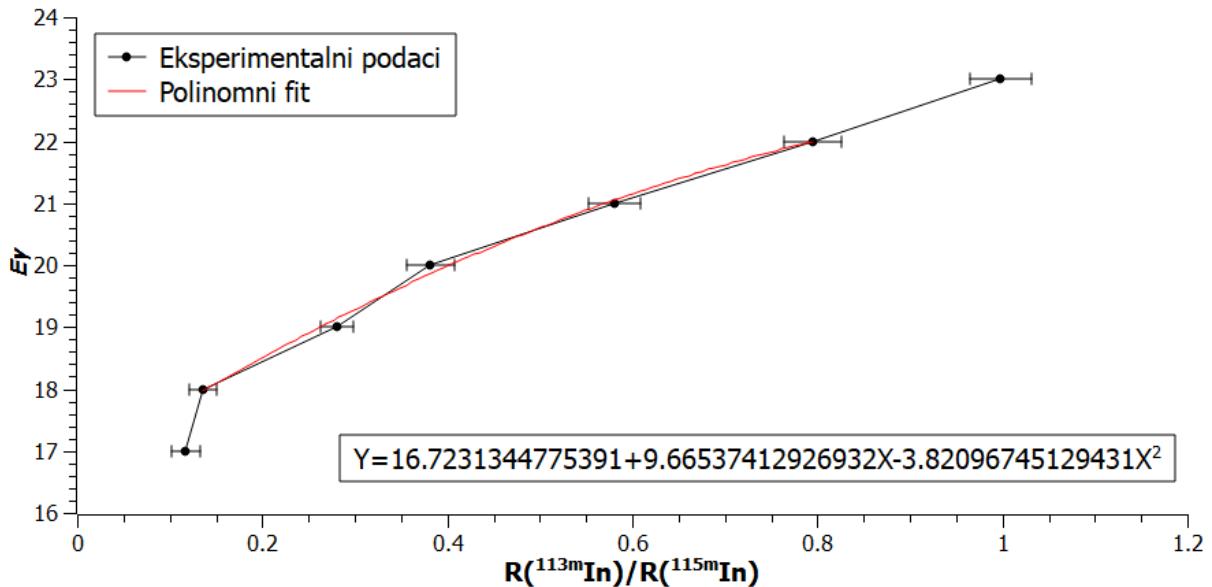
Tabela 8.2: Neke karakteristike merenja

Sada kada imamo sve neophodne podatke, možemo izračunati saturacione aktivnosti od  $^{113m}In$  i  $^{115m}In$ , kao i njihov odnos. Rezultati su prikazani u tabeli 8.3.

$R(^{113m}\text{In})$	$R(^{115m}\text{In})$	$R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})$	$\sigma[R(^{113m}\text{In})/R(^{115m}\text{In})]$
53.746656666	140.187774675	0.376351681	0.018331726

Tabela 8.3: Odnosi prinosa reakcija neutronskog zahvata i fotoaktivacije pri izlaganju bremsstrahlung snopu akceleratora

Da bismo ovaj odnos kvantitativno uporedili sa onim dobijenim za mikrotronski snop, potrebno je iskoristiti jaku zavisnost  $R(^{113m}In)/R(^{115m}In)$  od maksimalne energije fotonskog snopa, tako što ćemo prvo izvršiti kalibraciju ove zavisnosti za mikrotron, slika 8.2. Dobijenom kalibracionom funkcijom ćemo odrediti nepoznatu energiju akcelerator-skog bremsstrahlung snopa tako što odnos  $R(^{113m}In)/R(^{115m}In)$  koji smo dobili za njega uvrstimo u jednačinu.



Slika 8.2: Grafik zavisnosti  $R(^{113m}In)/R(^{115m}In)$  od energije i kalibracija grafika polinom drugog stepena

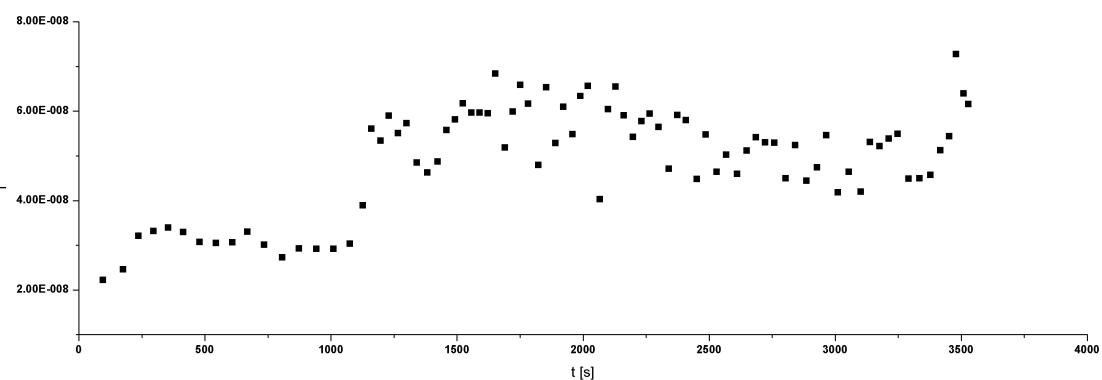
Dobili smo kalibracionu funkciju koja izgleda ovako:

$$E_\gamma = 16.723134478 + 9.665374129 \cdot \frac{R(^{113m}In)}{R(^{115m}In)} - 3.820967451 \cdot \left( \frac{R(^{113m}In)}{R(^{115m}In)} \right)^2 \quad (8.1)$$

a maksimalna energija fotonskog snopa iznosi:  $E_\gamma = 19.819510\text{MeV}$ , dok je greška  $\sigma_{E_\gamma} = 0.124460$ . Konačno:

$$E_\gamma = 19.82 \pm 0.12 \quad \text{MeV} \quad (8.2)$$

Drugi način za određivanje ove energije podrazumeva da u obzir uzmemو i fluktuacije u fluksu elektrona iz akceleratora, slika 8.3.



Slika 8.3: Promena fluksa elektrona u akceleratoru tokom vremena

Krenućemo od formule za saturacione aktivnosti:

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda \cdot M}{m \cdot N_{Av} \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \cdot e^{-\lambda \Delta t} (1 - e^{-\lambda t_{mer}}) (1 - e^{-\lambda t_{zr}}) \cdot \text{Integral}} \quad (8.3)$$

gde smo do sada smatrali da je "Integral" veličina koja je konstantna, što važi za fluks koji se ne menja. Međutim, kod linearog akceleratora ova aproksimacija nije precizna, pa cemo jednačinu 8.3 modifikovati.

Ukupno vreme ozračivanja cemo razbiti na kratke intervale, te cemo za svaki od njih posebno posmatrati promenu fluksa i računati saturacionu aktivnost. Suma svih njih treba da da ukupnu saturacionu aktivnost.

Možemo sada izraz  $e^{-\lambda\Delta t} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{zr}})$  razviti u red:

$$\sum_0^i I_i \cdot \lambda \cdot t_i \cdot \exp(-\lambda(t_a - t_b)) \quad (8.4)$$

gde je  $t_i$  kratak vremenski interval koji posmatramo,  $I_i$  je struja (fluks) elektrona i smatramo da je za  $t_i$  ova struja konstanta;  $t_a$  je vreme od *početka*<sup>1</sup> ozračivanja do početka merenja;  $t_b$  je vreme ozračivanja. Ovo sve pišemo zajedno kao:

$$F(t) = (1 - e^{-\lambda t_m}) \sum_0^i I_i \cdot \lambda \cdot t_i \cdot \exp(-\lambda(t_a - t_b)) \quad (8.5)$$

Red 8.4 se računa u programu "Origin". Tabela za  $^{113m}In$ , prikazana je na slici 8.4.

Prva kolona  $n(X_1)$  je samo broj merenja, druga kolona  $t(X_2)$  je vreme, dok je sledeća kolona  $A1(Y_2)$  samo vreme pomereno za jedno mesto kako bismo dobili interval  $\Delta t$  ili  $Dt[Y_2]$ , kako je ovde zabeleženo. Dalje,  $I(Y_2)$  je  $I_i$  iz jednačine 8.4, tj. struja elektrona u datom intervalu. Dalje se pojedinačno računaju članovi pod sumom,  $Ltirr(Y_2)$  je samo  $Dt \cdot \lambda \cdot I \cdot 10^8$ ,  $tCool(Y_2)$  je  $(t_a - t_{b_i})$ , a  $Cool(Y_2)$  je  $Ltirr \cdot \exp(-\lambda \cdot tCool)$ , tj.  $Cool(Y_2)$  zapravo predstavlja kompletan  $i$ -ti prozivod članova pod sumom. Sledeci korak je prosumirati sve te članove i rešenje se nalazi u koloni  $B(Y_2)$  i iznosi **0.8619**. Sada konačno možemo dobiti i vrednost za  $F(t)$ , tako što prethodni rezultat pomnožimo još sa  $(1 - e^{-\lambda t_m})$  i ona iznosi **0.16254**, kao što se vidi i u poslednjoj koloni sa slike 8.4, *Measur*( $Y_2$ ).

Dakle, konačna vrednost  $F(t)$  za  $^{113m}In$  iznosi:

$$F(t)_{113} = 0.16254 \quad (8.6)$$

Isti postupak treba da ponovimo i za  $^{115m}In$ . Rezultati su prikazani u tabeli 8.5, a konačan je obeležen crvenom bojom u tabeli i iznosi:

$$F(t)_{115} = 0.0387 \quad (8.7)$$

Jednačinu za saturacionu aktivnost 8.3, sada možemo zapisati pomoću  $F(t)$  kao:

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda \cdot M}{m \cdot N_{Av} \cdot \varepsilon \cdot \eta \cdot p_\gamma \cdot F(t)} \quad (8.8)$$

Odavde izrazimo odnose prinosa za  $^{113m}In$  i  $^{115m}In$ :

$$\frac{\mathbf{R}(^{113m}\mathbf{In})}{\mathbf{R}(^{115m}\mathbf{In})} = \frac{N_\gamma(^{113m}In)}{N_\gamma(^{115m}In)} \cdot \frac{\lambda(^{113m}In)}{\lambda(^{115m}In)} \cdot \frac{\varepsilon(^{115m}In)}{\varepsilon(^{113m}In)} \cdot \frac{p_\gamma(^{115m}In)}{p_\gamma(^{113m}In)} \cdot \frac{F(t)_{115}}{F(t)_{113}} \quad (8.9)$$

---

<sup>1</sup>Treba razlikovati od vremena hlađenja, koje počinje od kraja ozračivanja

Podatke za  $N_\gamma$  i  $\varepsilon$  uzimamo iz tabele 8.1. Konstante  $\lambda$  i  $p_\gamma$  imamo u tabeli 7.3. Tako dobijamo da je:

$$\frac{\mathbf{R}^{(113m)\mathbf{In}}}{\mathbf{R}^{(115m)\mathbf{In}}} = \frac{14400}{20700} \cdot \frac{1.161 \cdot 10^{-4}}{4.2911 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{0.0877}{0.0745} \cdot \frac{0.458}{0.642} \cdot \frac{0.0387}{0.16254}$$

$$\frac{R^{(113m)In}}{R^{(115m)In}} = 0.383390469 \quad (8.10)$$

Greška se računa prema formuli 7.3:

$$\sigma[R^{(113m)In}/R^{(115m)In}] = R^{(113m)In}/R^{(115m)In} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma[R^{(113m)In}]}{R^{(113m)In}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma[R^{(115m)In}]}{R^{(115m)In}}\right)^2} \quad (8.11)$$

i iznosi:

$$\sigma[R^{(113m)In}/R^{(115m)In}] = 0.0186746 \quad (8.12)$$

Konačno:

$$R^{(113m)In}/R^{(115m)In} = 0.3834 \pm 0.0187 \quad (8.13)$$

Ostalo je još samo ovaj odnos uvrstiti u jednačinu 8.1 da dobijemo energiju akceleratora i ona iznosi:

$$E_\gamma = 16.723134478 + 9.665374129 \cdot 0.3834 - 3.820967451 \cdot (0.3834)^2$$

$$E_\gamma = 19.867109, \quad \sigma[E_\gamma] = 0.125783 \quad (8.14)$$

Konačno:

$$E_\gamma = 19.87 \pm 0.13 \quad MeV \quad (8.15)$$

	n(X1)	t(X2)	A1(Y2)	Dt(Y2)	I(Y2)	Lirr(Y2)	tCool(Y2)	Cool(Y2)	B(Y2)	Measur(Y2)
1	0	0		--	--	--	8746	--	--	--
2	1	95.05188	0	95.05188	2.22043E-8	0.0245	8650.94812	0.00898		--
3	2	175.0499	95.05188	79.99802	2.45698E-8	0.02282	8570.9501	0.00844		--
4	3	237.0002	175.0499	61.9503	3.20933E-8	0.02308	8508.9998	0.00866		--
5	4	296.9469	237.0002	59.9467	3.31392E-8	0.02306	8449.0531	0.00865		--
6	5	354.9182	296.9469	57.9713	3.39122E-8	0.02282	8391.0818	0.00862		--
7	6	414.8594	354.9182	59.9412	3.29353E-8	0.02292	8331.1406	0.00871		--
8	7	479.0108	414.8594	64.1514	3.06786E-8	0.02285	8266.9892	0.00875		--
9	8	543.9636	479.0108	64.9528	3.04588E-8	0.02297	8202.0364	0.00886		--
10	9	608.9334	543.9636	64.9698	3.05883E-8	0.02307	8137.0666	0.00897		--
11	10	668.899	608.9334	59.9656	3.30302E-8	0.023	8077.101	0.009		--
12	11	734.887	668.899	65.988	3.0124E-8	0.02308	8011.113	0.0091		--
13	12	807.0762	734.887	72.1892	2.72191E-8	0.02281	7938.9238	0.00908		--
14	13	874.2451	807.0762	67.1689	2.92656E-8	0.02282	7871.7549	0.00915		--
15	14	942.2236	874.2451	67.9765	2.9189E-8	0.02304	7803.7764	0.00931		--
16	15	1010.195	942.2236	67.9714	2.9161E-8	0.02301	7735.805	0.00937		--
17	16	1075.361	1010.195	65.166	3.03119E-8	0.02293	7670.639	0.00941		--
18	17	1126.285	1075.361	50.924	3.89E-8	0.023	7619.715	0.0095		--
19	18	1161.168	1126.285	34.883	5.60058E-8	0.02268	7564.832	0.0094		--
20	19	1197.251	1161.168	36.083	5.33416E-8	0.02235	7548.749	0.0093		--
21	20	1230.134	1197.251	32.883	5.89399E-8	0.0225	7515.866	0.0094		--
22	21	1265.826	1230.134	35.692	5.5074E-8	0.02282	7480.174	0.00958		--
23	22	1299.914	1265.826	34.088	5.72539E-8	0.02266	7446.086	0.00955		--
24	23	1340.42	1299.914	40.506	4.84487E-8	0.02278	7405.58	0.00964		--
25	24	1383.119	1340.42	42.699	4.62639E-8	0.02293	7362.881	0.00976		--
26	25	1423.019	1383.119	39.9	4.86702E-8	0.02255	7322.981	0.00963		--
27	26	1458.712	1423.019	35.693	5.57295E-8	0.02309	7267.268	0.00991		--
28	27	1492.391	1458.712	33.679	5.81256E-8	0.02273	7253.609	0.00979		--
29	28	1524.279	1492.391	31.888	6.17059E-8	0.02284	7221.721	0.00988		--
30	29	1557.17	1524.279	32.891	5.96431E-8	0.02278	7188.83	0.00989		--
31	30	1590.256	1557.17	33.066	5.96524E-8	0.02291	7155.744	0.00998		--
32	31	1623.339	1590.256	33.083	5.94951E-8	0.02285	7122.661	0.00999		--
33	32	1652.204	1623.339	28.865	6.83933E-8	0.02292	7093.796	0.01006		--
34	33	1689.9	1652.204	37.696	5.18128E-8	0.02268	7056.1	0.01		--
35	34	1721.986	1689.9	32.086	5.98654E-8	0.0223	7024.014	0.00986		--
36	35	1751.053	1721.986	29.067	6.5868E-8	0.02223	6994.947	0.00987		--
37	36	1782.926	1751.053	31.873	6.16538E-8	0.02281	6963.074	0.01017		--
38	37	1823.625	1782.926	40.699	4.79337E-8	0.02265	6922.375	0.01014		--
39	38	1853.702	1823.625	30.077	6.52847E-8	0.0228	6892.298	0.01024		--
40	39	1890.599	1853.702	36.897	5.28529E-8	0.02264	6865.401	0.01021		--
41	40	1922.48	1890.599	31.881	6.0897E-8	0.02254	6823.52	0.01021		--
42	41	1958.57	1922.48	36.09	5.48169E-8	0.02297	6787.43	0.01044		--
43	42	1989.447	1958.57	30.877	6.33486E-8	0.02271	6766.553	0.01036		--
44	43	2019.322	1989.447	29.875	6.56442E-8	0.02277	6726.678	0.01043		--
45	44	2067.253	2019.322	47.931	4.02522E-8	0.0224	6678.747	0.01032		--
46	45	2099.338	2067.253	32.085	6.03948E-8	0.0225	6646.662	0.0104		--
47	46	2129.212	2099.338	29.874	6.54872E-8	0.02271	6616.788	0.01054		--
48	47	2162.105	2129.212	32.893	5.90383E-8	0.02255	6583.895	0.0105		--
49	48	2198.005	2162.105	35.9	5.41871E-8	0.02259	6547.995	0.01056		--
50	49	2232.092	2198.005	34.087	5.77239E-8	0.02284	6513.908	0.01072		--
51	50	2265.171	2232.092	33.079	5.94337E-8	0.02283	6480.829	0.01076		--
52	51	2300.066	2265.171	34.895	5.63949E-8	0.02285	6445.934	0.01081		--
53	52	2340.973	2300.066	40.907	4.7113E-8	0.02238	6405.027	0.01064		--
54	53	2374.06	2340.973	33.087	5.90548E-8	0.02269	6371.94	0.01083		--
55	54	2407.953	2374.06	33.893	5.79795E-8	0.02281	6338.047	0.01093		--
56	55	2451.456	2407.953	43.505	4.46233E-8	0.02264	6294.542	0.0109		--
57	56	2487.351	2451.456	35.893	5.47402E-8	0.02281	6258.649	0.01103		--
58	57	2529.858	2487.351	42.507	4.64229E-8	0.02291	6216.142	0.01113		--
59	58	2568.762	2529.858	38.904	5.02261E-8	0.02269	6177.238	0.01107		--
60	59	2611.267	2568.762	42.505	4.59574E-8	0.02268	6134.733	0.01113		--
61	60	2649.156	2611.267	37.889	5.11578E-8	0.0225	6096.844	0.01109		--
62	61	2686.058	2649.156	36.902	5.40974E-8	0.02318	6059.942	0.01147		--
63	62	2722.961	2686.058	36.903	5.29526E-8	0.02269	6023.039	0.01127		--
64	63	2759.865	2722.961	36.904	5.2921E-8	0.02267	5986.135	0.01132		--
65		2804.576	2759.865	44.711	4.49132E-8	0.02331	5941.424	0.0117		--
66		2842.474	2804.576	37.898	5.23352E-8	0.02303	5903.526	0.0116		--
67		2886.998	2842.474	44.524	4.43753E-8	0.02294	5869.002	0.01162		--
68		2928.912	2886.998	41.914	4.7354E-8	0.02304	5817.088	0.01173		--
69		2965.015	2928.912	36.103	5.45566E-8	0.02287	5780.985	0.01169		--
70		3011.741	2965.015	46.726	4.18047E-8	0.02268	5734.259	0.01165		--
71		3054.466	3011.741	42.725	4.64195E-8	0.02303	5691.534	0.01169		--
72		3102.003	3054.466	47.537	4.19511E-8	0.02315	5643.997	0.01202		--
73		3138.903	3102.003	36.9	5.30439E-8	0.02272	5607.097	0.01185		--
74		3176.806	3138.903	37.903	5.20961E-8	0.02293	5569.194	0.01201		--
75		3212.704	3176.806	35.898	5.38166E-8	0.02243	5533.296	0.0118		--
76		3247.805	3212.704	35.101	5.48672E-8	0.02236	5498.195	0.01181		--
77		3291.724	3247.805	43.919	4.48732E-8	0.02288	5454.276	0.01215		--
78		3335.639	3291.724	43.915	4.49413E-8	0.02291	5410.361	0.01223		--
79		3378.552	3335.639	42.913	4.56758E-8	0.02276	5367.448	0.0122		--
80		3417.447	3378.552	38.895	5.11953E-8	0.02312	5328.553	0.01245		--
81		3453.344	3417.447	35.897	5.43429E-8	0.02265	5292.656	0.01225		--
82		3480.205	3453.344	26.861	7.26976E-8	0.02267	5265.795	0.0123		--
83		3510.284	3480.205	30.079	6.39423E-8	0.02233	5235.716	0.01216		--
84		3528.734	3510.284	18.45	6.15584E-8	0.01319	5217.266	0.0072		--
85			3528.734							--
86									<b>0.8619</b>	<b>0.16254</b>
--										

Slika 8.4: Računanje sume (8.5) za  $^{113}In$

	t(X)	A1(Y)	Dt(Y)	I(Y)	Ltrr(Y)	tCool(Y)	Cool(Y)	B(Y)	Measur(Y)
1	0	--	--	--	--	8746	--	--	--
2	95.05188	0	95.05188	2.22043E-8	0.00906	8650.94812	0.00625	--	--
3	175.0499	95.05188	79.99802	2.45698E-8	0.00843	8570.9501	0.00584	--	--
4	237.0002	175.0499	61.9503	3.20933E-8	0.00853	8508.9998	0.00592	--	--
5	296.9469	237.0002	59.9467	3.31392E-8	0.00852	8449.0531	0.00593	--	--
6	354.9182	296.9469	57.9713	3.39122E-8	0.00844	8391.0818	0.00589	--	--
7	414.8594	354.9182	59.9412	3.29353E-8	0.00847	8331.1406	0.00593	--	--
8	479.0108	414.8594	64.1514	3.06786E-8	0.00845	8266.9892	0.00592	--	--
9	543.9636	479.0108	64.9528	3.04588E-8	0.00849	8202.0364	0.00597	--	--
10	608.9334	543.9636	64.9698	3.05883E-8	0.00853	8137.0666	0.00601	--	--
11	668.899	608.9334	59.9656	3.30302E-8	0.0085	8077.101	0.00601	--	--
12	734.887	668.899	65.988	3.0124E-8	0.00853	8011.113	0.00605	--	--
13	807.0762	734.887	72.1892	2.72191E-8	0.00843	7938.9238	0.006	--	--
14	874.2451	807.0762	67.1689	2.92656E-8	0.00844	7871.7549	0.00602	--	--
15	942.2236	874.2451	67.9785	2.9189E-8	0.00851	7803.7764	0.00609	--	--
16	1010.195	942.2236	67.9714	2.9161E-8	0.00851	7735.805	0.0061	--	--
17	1075.361	1010.195	65.166	3.03119E-8	0.00848	7670.639	0.0061	--	--
18	1126.285	1075.361	50.924	3.89E-8	0.0085	7619.715	0.00613	--	--
19	1161.168	1126.285	34.883	5.60058E-8	0.00838	7584.832	0.00605	--	--
20	1197.251	1161.168	36.083	5.33416E-8	0.00826	7548.749	0.00597	--	--
21	1230.134	1197.251	32.883	5.89399E-8	0.00832	7515.866	0.00602	--	--
22	1265.826	1230.134	35.692	5.5074E-8	0.00844	7480.174	0.00612	--	--
23	1299.914	1265.826	34.088	5.72539E-8	0.00837	7446.086	0.00608	--	--
24	1340.42	1299.914	40.506	4.84487E-8	0.00842	7405.58	0.00613	--	--
25	1383.119	1340.42	42.699	4.62639E-8	0.00848	7362.881	0.00618	--	--
26	1423.019	1383.119	39.9	4.86702E-8	0.00833	7322.981	0.00609	--	--
27	1458.712	1423.019	35.693	5.57295E-8	0.00854	7287.288	0.00624	--	--
28	1492.391	1458.712	33.679	5.81256E-8	0.0084	7253.609	0.00615	--	--
29	1524.279	1492.391	31.888	6.17059E-8	0.00844	7221.721	0.00619	--	--
30	1557.17	1524.279	32.891	5.96431E-8	0.00842	7188.83	0.00618	--	--
31	1590.256	1557.17	33.086	5.96524E-8	0.00847	7155.744	0.00623	--	--
32	1623.339	1590.256	33.083	5.94951E-8	0.00845	7122.661	0.00622	--	--
33	1652.204	1623.339	28.865	6.83933E-8	0.00847	7093.796	0.00625	--	--
34	1689.9	1652.204	37.696	5.18128E-8	0.00838	7056.1	0.00619	--	--
35	1721.986	1689.9	32.086	5.98554E-8	0.00824	7024.014	0.0061	--	--
36	1751.053	1721.986	29.067	6.58668E-8	0.00822	6994.947	0.00609	--	--
37	1782.926	1751.053	31.873	6.16538E-8	0.00843	6963.074	0.00625	--	--
38	1823.625	1782.926	40.699	4.79337E-8	0.00837	6922.375	0.00622	--	--
39	1853.702	1823.625	30.077	6.52847E-8	0.00843	6892.298	0.00627	--	--
40	1890.599	1853.702	36.897	5.28529E-8	0.00837	6855.401	0.00624	--	--
41	1922.48	1890.599	31.881	6.0897E-8	0.00833	6823.52	0.00622	--	--
42	1958.57	1922.48	36.09	5.48169E-8	0.00849	6787.43	0.00634	--	--
43	1989.447	1958.57	30.877	6.33486E-8	0.00839	6756.553	0.00628	--	--
44	2019.322	1989.447	29.875	6.56442E-8	0.00842	6726.678	0.00631	--	--
45	2067.253	2019.322	47.931	4.02522E-8	0.00828	6678.747	0.00622	--	--
46	2099.338	2067.253	32.085	6.03948E-8	0.00832	6646.662	0.00625	--	--
47	2129.212	2099.338	29.874	6.54872E-8	0.00839	6616.788	0.00632	--	--
48	2162.105	2129.212	32.893	5.90383E-8	0.00833	6583.895	0.00628	--	--
49	2198.005	2162.105	35.9	5.41871E-8	0.00835	6547.995	0.0063	--	--
50	2232.092	2198.005	34.087	5.77239E-8	0.00844	6513.908	0.00638	--	--
51	2265.171	2232.092	33.079	5.94337E-8	0.00844	6480.829	0.00639	--	--
52	2300.066	2265.171	34.895	5.63949E-8	0.00844	6445.934	0.0064	--	--
53	2340.973	2300.066	40.907	4.7113E-8	0.00827	6405.027	0.00628	--	--
54	2374.06	2340.973	33.087	5.90548E-8	0.00838	6371.94	0.00638	--	--
55	2407.953	2374.06	33.893	5.79795E-8	0.00843	6338.047	0.00642	--	--
56	2451.458	2407.953	43.505	4.48233E-8	0.00837	6294.542	0.00639	--	--
57	2487.351	2451.458	35.893	5.47402E-8	0.00843	6258.649	0.00645	--	--
58	2529.858	2487.351	42.507	4.64229E-8	0.00847	6216.142	0.00649	--	--
59	2568.762	2529.858	38.904	5.02261E-8	0.00838	6177.238	0.00643	--	--
60	2611.267	2568.762	42.505	4.59574E-8	0.00838	6134.733	0.00644	--	--
61	2649.156	2611.267	37.889	5.11578E-8	0.00832	6096.844	0.0064	--	--
62	2686.058	2649.156	36.902	5.40974E-8	0.00857	6059.942	0.0066	--	--
63	2722.961	2686.058	36.903	5.29528E-8	0.00839	6023.039	0.00648	--	--
64	2759.865	2722.961	36.904	5.2921E-8	0.00838	5986.135	0.00648	--	--
65	2804.576	2759.865	44.711	4.49132E-8	0.00862	5941.424	0.00668	--	--
66	2842.474	2804.576	37.898	5.23352E-8	0.00851	5903.526	0.00661	--	--
67	2886.998	2842.474	44.524	4.43753E-8	0.00848	5859.002	0.00659	--	--
68	2928.912	2886.998	41.914	4.7354E-8	0.00852	5817.088	0.00664	--	--
69	2965.015	2928.912	36.103	5.45566E-8	0.00845	5780.985	0.0066	--	--
70	3011.741	2965.015	46.726	4.18047E-8	0.00838	5734.259	0.00655	--	--
71	3054.466	3011.741	42.725	4.64195E-8	0.00851	5691.534	0.00667	--	--
72	3102.003	3054.466	47.537	4.19511E-8	0.00856	5643.997	0.00672	--	--
73	3138.903	3102.003	36.9	5.30439E-8	0.0084	5607.097	0.0066	--	--
74	3176.806	3138.903	37.903	5.20961E-8	0.00847	5569.194	0.00667	--	--
75	3212.704	3176.806	35.898	5.38166E-8	0.00829	5533.296	0.00654	--	--
76	3247.805	3212.704	35.101	5.48672E-8	0.00826	5498.195	0.00653	--	--
77	3291.724	3247.805	43.919	4.48732E-8	0.00846	5454.276	0.00669	--	--
78	3335.639	3291.724	43.915	4.49413E-8	0.00847	5410.361	0.00671	--	--
79	3378.552	3335.639	42.913	4.56758E-8	0.00841	5367.448	0.00668	--	--
80	3417.447	3378.552	38.895	5.11953E-8	0.00854	5328.553	0.0068	--	--
81	3453.344	3417.447	35.897	5.43429E-8	0.00837	5292.656	0.00667	--	--
82	3480.205	3453.344	26.861	7.26976E-8	0.00838	5265.795	0.00668	--	--
83	3510.284	3480.205	30.079	6.39423E-8	0.00825	5235.716	0.00659	--	--
84	3528.734	3510.284	18.45	6.15584E-8	0.00487	5217.266	0.0039	--	--
85		3528.734							--
86									<b>0.52068</b> <b>0.0387</b>

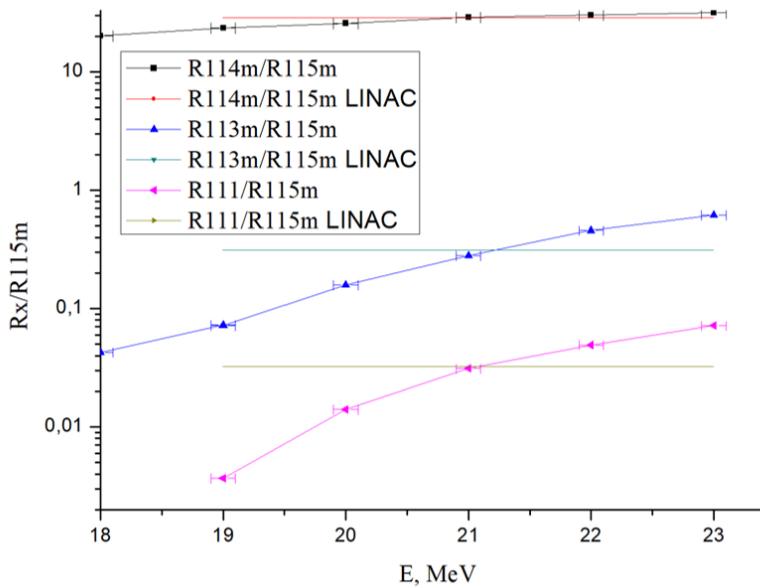
Slika 8.5: Računanje sume (8.5) za  $^{115}In$

## 9.

### Umeto zaključka

Određivanje ubrzavajućeg potencijala akceleratora putem kalibracije indijumom se pokazalo kao laka, jednostavna i ostvariva metoda. Dobijena vrednost za maksimalnu energiju se dobro poklopila sa predviđanjem koje je napravljeno samo na osnovu magnetskih i strujnih karakteristika, kako radiofrekventnog izvora stojećeg talasa, tako i ostalih parametara cele akceleratorske cevi [11]. Na osnovu te metode se vrši preliminarna kalibracija samo sa strujnim parametrima.

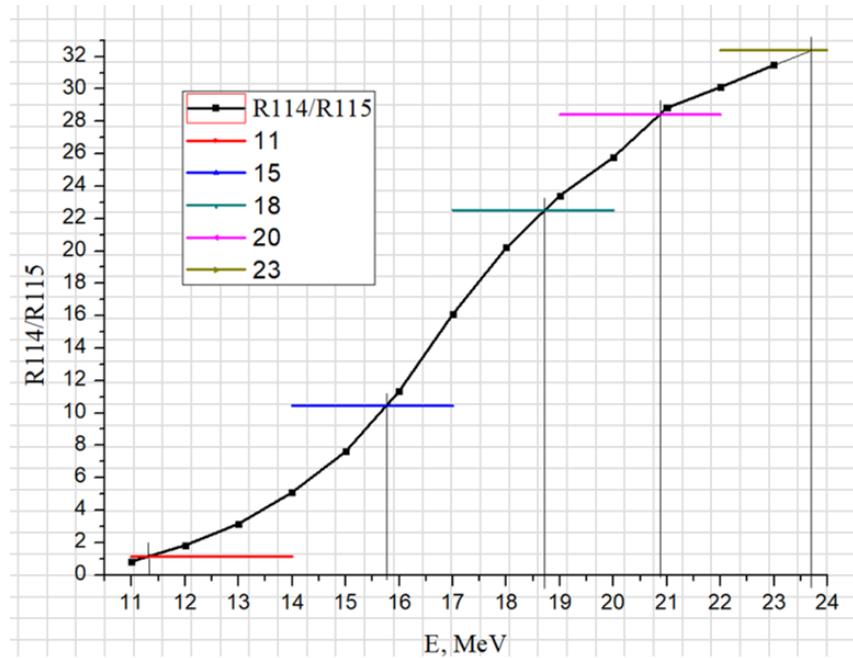
Od trenutka kada je počelo pisanje ovog rada, izvršena su i druga merenja, na raznim energijama i upotrebljene su i razne reakcije, a ne samo ove koje su ovde pokazane. Neki rezultati novih merenja su prikazani na slikama 9.1 i 9.2.



Slika 9.1: Energija akceleratora merena odnosom aktivnosti različitih izotopa indijuma, [12]

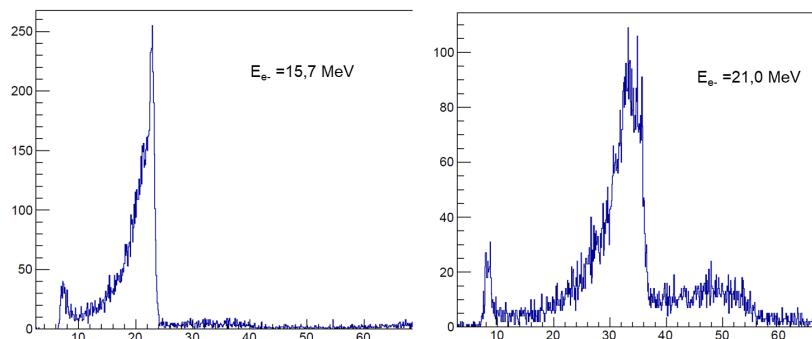
Na slici 9.1 jedna fiksna energija linearног akceleratora je bila određivana korišćenjem tri različita odnosa saturacionih aktivnosti. Vrednosti dobijene za odnose na mikrotronu su nacrtane na grafiku, zatim fitovane i dobije se neka funkcija koja raste sa energijom. Nakon toga na isti grafik unesemo vrednosti dobijene za snop linearног akceleratora (LINAC na slici), i na mestu gde se ovaj odnos seče sa kalibracionom funkcijom očitamo energiju snopa. Dobijena je, za sva tri odnosa, energija od 21 MeV.

Na slici 9.2 imamo zavisnost jedne odabrane saturacione aktivnosti ( $^{114m}In/^{115m}In$ ) od energije elektrona iz akceleratora i ova zavisnost se koristi za određivanje više različitih energija akceleratora.

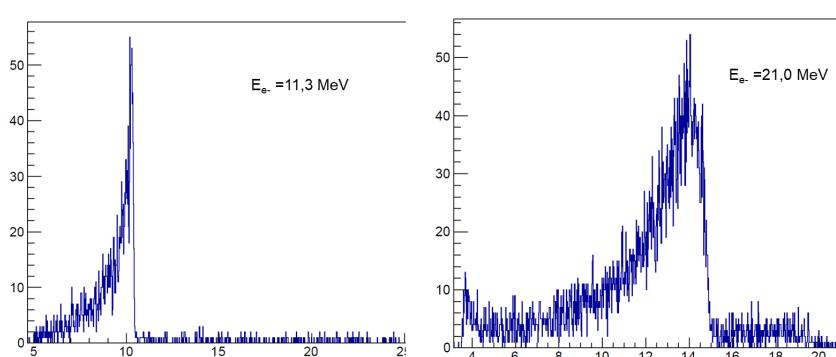


Slika 9.2: Zavisnost odnosa aktivnosti indijumovih izotopa  $^{114m}In/^{115m}In$  od energije elektrona ubrzanih u mikrotronu, [12]

Ovo je način da se proveri tačnost metode. Nakon što se ispostavilo da ovo radi, postavljeni su scintilacioni detektori direktno na snop, da se proveri da li će oni moći da se kalibrišu na tako visoke energije. Rezultati za interakciju jednog elektrona sa detektorom su prikazani na slikama 9.3 i 9.4.



Slika 9.3: Spektar jednog elektrona na BGO detektoru, [12]



Slika 9.4: Spektar jednog elektrona na LaBr detektor, [12]

Elektron gubi energiju u scintilatoru ionizacijom, ukoliko su dimenzije i gustina detektora, kao i atomski broj konstituenata dovoljno veliki da se elektron u scintilatoru zaustavi, na spektru će se pojaviti samo jedan pik koji odgovara energiji upadnog elektrona, koji se u idealnom slučaju prikazuje delta funkcijom. Međutim, kako su statističke fluktuacije u merenjima uvek prisutne, pik zapravo poprima izgled Gausove funkcije.

Na spektrima sa BGO i LaBr detektora (slike 9.3 i 9.4) pik ima oštru ivicu ("cut-off") sa desne strane i posle toga nema ništa jer ta ivica odgovara energiji elektrona i ne može se predati detektoru više od toga. Sa leve strane se pruža rep koji odgovara događajima kada elektron nije predao svu svoju energiju detektoru. To se dešava iz razloga što baš zbog velikog atomskog broja scinitlatoria, postoji verovatnoća da će elektroni indukovati zakočno zračenje koje može da napusti detektor i ne ostavi svu energiju u njemu, može doći i do "backscatter"-a, kada elektroni izgube deo svoje energije u prozoru detektora, pa u samom scinitlitoru ne predaju maksimum. Elektron može i samo da prođe kroz detektor, a da se ne zaustavi u njemu i preda maksimum energije, što takođe doprinosi događajima sa leve strane od pika.

X-osa je data u relativnim jedinicama energije, može se videti da se sa povećanjem energije elektrona, pik maksima energije, kao i ceo spektar, pomeraju ka višim vrednostima. Za sada je ovo samo proba da li princip funkcioniše, a pravi spektri se snimaju kasnije.

Struja (fluks) elektrona u LINAC-u je bila podešena tako da elektroni upadaju jedan po jedan u scintilator onom brzinom kojom ih scintilator može primati. Tačnije, broj elektrona je biran da odgovara brzini brojanja detektora. Na spektru BGO na energiji 21 MeV ovo se nije najbolje ostvarilo, pa se iza oštре ivice ("cut-off" ivica) vidi mali breg. To potiče od sumiranja zato što je učestalost pristizanja elektrona bila nešto veća od brzine brojanja, pa je dolazilo do sumiranja signala (energija događaja).

Sledeći korak bi bilo kalibracija viših energija LINAC-a, kada se počne postavljati dva ili više segmenata. Tu se trebaju izabrati odgovarajući aktivacioni detektori i reakcije koje nisu proste kao ova korišćena za prvi segment,  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114m}\text{In}$ . Takođe, tada se ceo koncept mora doraditi, jer nema pomoći relativnih merenja i Mikrotrona posto on daje energije snopa samo do 23 MeV.

---

## Bibliografija

---

- [1] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands: *The Feynman Lectures on Physics Volume 2*, Adison-Wesley Publishing Company, California Institute of Technology, USA
- [2] Yuri M. Tsipenyuk: *Microtron: Development and Applications*, CRC Press, 2001.
- [3] W. E. Burcham: *Nuklearna fizika-uvod*, Naučna knjiga, Beograd, 1974.
- [4] E. Haug, W. Nakel: *The Elementary Process of Bremsstrahlung*, World Scientific Publishing, 2004
- [5] Miodrag Krmar: *Uvod u nuklearnu fiziku*, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, 2013
- [6] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli: *Particles and Fundamental Interactions*, Springer Dordrecht Heidelberg, London New York, 2012
- [7] Miodrag D. Krmar: *Određivanje energetskog spektra fotona u snopu 15 MeV-skog x-zračenja fotoaktivacionom i atenuacionom analizom*, Magistarска теза, Центар за мултиспекуларне студије, Универзитет у Београду, Београд, 1993.
- [8] K. S. Krane: *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, New York, 1988
- [9] <http://www.wikiwand.com>
- [10] M. Krmar, Y. Teterev, A. G. Belov, S. Mitrofanov: *The quality of megavoltage photon beams measured by the ratio of photoactivation and neutron capture yields*, Scientific paper, Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia.
- [11] Н. И. Балалыкин, Е. В. Болтушкин, В. В. Кобец, И. Н. Мешков, И. А. Селезнев, Г. Д. Ширков, М. В. Юрков: *Инжектор линейного ускорителя дэлси*, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
- [12] S. V. Mitrofanov, V. G. Shabratov, Y. G. Teterev, V. V. Kobets, A. E. Brukva, T. V. Tetereva, M. Krmar: *Photo-activation method for electron energy determination of linear accelerator*, Scientific paper, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia.

## Biografija



Tamara Milanović je rođena 24.11.1994. godine u Novom Sadu, Republika Srbija. Osnovnu školu je završila u Sremskoj Kamenici, a gimnaziju prirodno-matematički smer je završila 2013. godine u Novom Sadu. Iste 2013. godine je upisala studije fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu, koje završava 2017. godine. Iste godine upisuje master studije nuklearne fizike. Kao master student boravila je dve nedelje na institutu za nuklearnu fiziku JINR u Dubni, Rusija, i to na TANGRA eksperimentu u laboratoriji za neutronsку fiziku.

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO - MATEMATIČKI FAKULTET  
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

**RBR**

Identifikacioni broj:

**IBR**

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

**TD**

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

**TZ**

Vrsta rada:

Master rad

**VR**

Autor:

Tamara Milanović

**AU**

Mentor:

Prof. Dr Miodrag Krmar

**MN**

Naslov rada:

Fotoaktivacioni metod za određivanje  
ubrzavajućeg potencijala linearnog  
akceleratora

**NR**

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

**JP**

Jezik izvoda:

srpski (latinica)/engleski

**JI**

Zemlja publikovanja:

Srbija

**ZP**

Uže geografsko područje:

Vojvodina

**UGP**

Godina:

2018

**GO**

Izdavač:

Autorski reprint

**IZ**

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet,  
Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

**MA**

Fizički opis rada:

(9 poglavlja/53 strane/32 slike/14 tabela/  
7grafika)

**FO**

Naučna oblast:

Fizika

**NO**

Naučna disciplina:

Nuklearna fizika

**ND**

Ključne reči:

zakočno zračenje, fotonuklearne reakcije,  
fotoaktivaciona merenja, mikrotron,  
linearni akcelerator

**KR**

Čuva se:	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	nema
Važna napomena:	
<b>VN</b>	
Izvod:	Ovaj rad opisuje merenje maksimalne energije snopa fotona merenjem $\gamma$ spektra aktiviranog indijuma i određivanjem prinosa reakcija fotoaktivacije i neutronskog zahvata. Na osnovu poznatih energija snopa ovaj odnos se može kalibrirati i njegovim merenjem odrediti nepoznata energija nekog fotonskog snopa.
<b>IZ</b>	
Datum prihvatanja teme od NN veća:	17.09.2018.
<b>DP</b>	
Datum odbrane:	2.10.2018.
<b>DO</b>	
Članovi komisije:	
<b>KO</b>	
Predsednik komisije:	Prof. Dr Dušan Mrđa, redovan profesor
Član:	Dr Petar Mali, Docent
Član:	Prof. Dr Miodrag Krmar, mentor

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE  
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accesion number:

**ANO**

Identification number:

**INO**

Document type:

**DT**

Monograph type

**TR**

Printed text

Content code:

**CC**

MSc thesis

Author:

**AU**

Tamara Milanović

Mentor:

**MN**

Prof. Dr Miodrag Krmar

Title:

**TI**

Photoactivation method for electron  
energy determination  
of linear accelerator

Serbian (latin)

Language of text:

**LT**

English

Language of abstract:

**LA**

Republic of Serbia

**CP**

Locality of publication:

**LP**

Vojvodina

Publication year:

**PY**

2018

Publisher:

**PU**

Author's reprint

Publication place:

**PP**

Faculty of Science,  
Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

( )

Physical description:

**PD**

Physics

Scientific field:

**SF**

Nuclear physics

Scientific discipline:

**SD**

Key words:

**KW**

bremsstrahlung, photonuclear reactions,  
photoactivation measurements, microtron,  
linear accelerator

Holding data:

**HD**

Note:

**N**

Abstract:

**AB**

Library of Department of Physics,

PMF in Novi Sad

None

This paper describes measurement of endpoint energy of the photon beam by measuring  $\gamma$  spectrum of activated indium and determining the ratio of yields of photo-nuclear reactions and neutron capture. With known photon beam endpoint energies we can calibrate yields ratio and by measuring it we can determine unknown endpoint energy of another photon beam.

17.09.2018.

Accepted by the Scientific Board:

**ASB**

Defended on:

**DE**

2.10.2018.

Thesis defend board:

**DB**

President:

Prof. Dr Dušan Mrđa, Full Professor

Member:

Dr Petar Mali, docent

Member:

Prof. Dr Miodrag Krmar, Supervisor