

UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Institut za fiziku

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	1. VIII. 1999.
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	БРОЈ
0603	9/136

Rokvić Tatjana

**Fotoneutroni u okolini linearnih terapijskih akceleratora,
neke mogućnosti njihove primene i procena neutronske doze**

- DIPLOMSKI RAD -

Novi Sad, 1999.

Sadržaj

1. UVOD.....	1
2. LINEARNI TERAPIJSKI AKCELERATORI.....	3
2.1. AKCELERATORI SA TALASOVODOM.....	3
2.2. AKCELERATORSKI SISTEM.....	6
2.3. ZAKOČNO ZRAČENJE ELEKTRONA.....	8
2.3.1. Tumačenje pojave zakočnog zračenja.....	9
2.3.2. Osnovne eksperimentalne činjenice.....	12
3. NAJČEŠĆE REAKCIJE U OKOLINI AKCELERATORA.....	13
3.1. AKTIVACIONO MERENJE.....	13
3.2. FOTONUKLEARNE REAKCIJE.....	14
3.2.1. Teorija fotonuklearnih reakcija.....	14
3.2.1.1. Apsorpcija kvanta elektromagnetskog zračenja.....	15
3.2.1.2. Raspad složenog jezgra.....	16
3.2.2. Neke od fotonuklearnih reakcija u akceleratorskom snopu.....	17
3.3. ZAHVAT NEUTRONA.....	18
4. MERENJE I REZULTATI.....	20
4.1. EKSPERIMENTALNI DETALJI.....	23
4.1.1. Izbor izotopa za aktivacioni detektor.....	23
4.1.2. Aktivacioni detektor.....	24
4.1.3. Ozračivanje aktivacionog detektora.....	25
4.1.4. Gama spektroskopska merenja.....	26
4.1.5. Rezultati Gama spektroskopskih merenja.....	27
4.2. ODREĐIVANJE NEUTRONSKE DOZE.....	30
4.3. ZAVISNOST R_n/R_γ OD ENERGIJE.....	35
ZAKLJUČAK.....	39
LITERATURA.....	41

1. UVOD

1895. godine, Rendgen je otkrio elektromagnetsko zračenje koje je nazvao x-zračenjem. Vrlo brzo nakon ovog otkrića, ustanovljeno je da ova vrsta radijacije može da izazove ozbiljna biološka oštećenja tkiva, ali je prepostavljeno da bi ona mogla biti, zbog svojih osobina, upotrebljena za lečenje kancera.

U osnovi ove prepostavke ležala je činjenica da x-zračenje prilikom svog prolaska kroz materiju vrši ionizaciju. Nastali joni dalje mogu da se rekombinuju ili da stupe u neke hemijske reakcije. Ako se sve ovo dešava u okviru žive ćelije, moguće je da usled toga dođe do uništenja nekih organskih makromolekula značajnih za procese u ćeliji usled čega ona postepeno prestaje da funkcioniše i odumire. Osnovna uloga radioterapije jeste da se proizvede što veće oštećenje tumorskih ćelija sa što manjim oštećenjem zdravih ćelija.

Danas je radioterapija jedna veoma bitna metoda u tretiranju kancera i primenjuje se samostalno ili u kombinaciji sa drugim metodama kao što je hemoterapija i hirurgija.

Do danas su najširu primenu doživeli sledeći terapijski uređaji: linearni akceleratori, betatroni i uređaji koji koriste neki izotop sa prodornim γ -zračenjem (primer ^{60}Co) kao izvor zračenja. Od svih njih, linearni akceleratori su najčešće primenjivani zbog niza svojih prednosti. Oni mogu da daju zračenje čije maksimalne energije dostižu vrednosti i do nekoliko desetina MeV-a što je mnogo više od 1.173 i 1.332 MeV-a koliko emitiše ^{60}Co . Što je zračenje više energije, to je energija koju prime elektroni u procesu interakcije sa fotonima viša. Ionizacija koju vrše ovi elektroni u najvećoj meri doprinosi ukupnoj dozi zračenja. Sa povećanjem energije ovih elektrona raste i njihova prodorna moć tako da to ima za posledicu da je doza koju koža primi manja, dubina maksimalne doze je veća i rasejanje doze van tretirane oblasti je manje. Pored toga, intenzitet zračenja koji daju akceleratori znatno je veći od intenziteta zračenja koji proizvode tretmanske mašine sa radioaktivnim izotopom kao izvorom zračenja, usled čega je i brzina doze u ozračenom delu veća a time se vreme ozračivanja pacijenta znatno skraćuje. Ne sme se zanemariti ni problem sa odlaganjem radioaktivnog otpada, što pretstavlja još jednu prednost linearног akceleratora u odnosu na tretmanske mašine koje kao izvor zračenja koriste neki radioaktivni izotop.

Zbog relativno niskog energetskog praga za (γ, n) fotonuklearnu reakciju od 6.5 i više MeV-a kod materijala od kojih je napravljena meta, filteri, kolimatori i drugi delovi akceleratorske glave, u okolini akceleratora pojavljuje se merljivo prisustvo neutrona. Razlikuju se tri vrste neutrona: direktni koji bez rasejanja dolaze iz mete i ostalih konstrukcionih elemenata akceleratorske glave, neutrona koji su na putu do pacijenta doživeli jedno ili više rasejanja i tom prilikom izgubili deo svoje energije i termalni neutroni koji su doživeli veliki broj interakcija i tom prilikom izgubili gotovo svu svoju energiju. Svi oni daju svoj doprinos ukupnoj dozi kojoj je izložen pacijent tokom radijacione terapije, pa s obzirom na to postoji nekoliko protokola [Na 84], [Na 86] od strane internacionalnih institucija koji određuju standarde koji se odnose na preporučenu neutronsku dozu. Njihove vrednosti su mnogo manje u odnosu na preporučenu fotonsku dozu, i za standardnu opremu, prosečna neutronska integralna doza trebala bi da bude unutar intervala 4 – 7 $gcGy$ po cGy fotonske doze ili prevedeno u prosečnu ulaznu neutronsku dozu, koju primi pacijent mase od oko 70 kg, 0.06 – 0.10

cGy po 1000 cGy fotonske doze. Korišćenjem vrednosti za neutronsku dozu i najbolje procenjene vrednosti neutronskog koeficijenta rizika proračunato je [Na 84] da je $50 \cdot 10^{-6}$ smrtonosnih malignih oboljenja godišnje prouzrokovanih neutronima za fotonsku dozu od 5000 rada koju stvaraju x-zraci pod naponom od 25 MV. Ovo predstavlja oko 1/60 svih slučajeva malignih oboljenja u celoj populaciji. Na taj način, postoji dodatni rizik od kancera prilikom radioterapije pacijenta usled prisustva neutrona koji potiču iz akceleratora.

U prvom delu rada su dati rezultati merenja doznog doprinosa direktnih i brzih rasejanih fotoneutrona proizvedenih u akceleratorskoj glavi ukupnoj fotonskoj dozi kojoj je izložen pacijent prilikom radijacione terapije x-zračenjem energija 10 i 15 MeV-a. Ulazna i integralna doza direktnih neutrona procenjene su na osnovu vrednosti fluksa brzih neutrona koji je dobijen korišćenjem ^{115}In kao aktivacionog detektora koji je bio obložen zaštitom od kadmijuma kako bi se odvojili epiternalni od termalnih neutrona. Znajući koji deo flusa brzih nerasejanih neutrona predstavlja fluks brzih rasejanih neutrona procenjene su ulazna i integralna doza brzih rasejanih neutrona.

Primećeno je [Se 73] da je broj fotoneutrona jako zavisna funkcija energije elektronskog snopa tj. maksimalne energije fotonskog snopa. Tako, broj stvorenih fotoneutrona povećava se za nekoliko redova veličine u intervalu vrednosti maksimalne energije fotonskog spektra od 7 do 25 MeV-a, a iznad ovog intervala broj stvorenih neutrona se samo udvostručuje. Zbog toga je jedna od mogućnosti primene fotoneutrona proizvedenih u akceleratorskoj glavi za kontrolu varijacije maksimalne energije fotonskog snopa terapijskih akceleratora u širem energetskom intervalu, gde je gornja granica primenjivosti ove metode oko 25 MeV-a.

U drugom delu rada, opisan je način korišćenja fotoaktivacionih metoda za procenu varijacije maksimuma energije fotonskog snopa. U tu svrhu korišćeni su neutroni proizvedeni (γ, n) fotonuklearnim reakcijama na svim konstrukcionim elementima akceleratora zahvaćenim snopom visokoenergetskih x-fotona. Nastali neutroni dalje su zahvaćeni na ^{115}In tj. došlo je do reakcije $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$. Na osnovu spektrometrijskih merenja produkta ove reakcije, aktivnog ^{116m}In , dobijene su vrednosti verovatnoće aktivacije zahvatom neutrona. Uporedo sa ovom reakcijom dešavala se i reakcija fotopobuđenja izomera tj. $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$, pa je izračunata i verovatnoća aktivacije na ovaj način. Odnos ove dve indukovane aktivnosti je rezultat merenja. Pokazano je [Kr 98] da odnos aktivnosti ^{116m}In dobijenog zahvatom neutrona i aktivnosti ^{115m}In , produkta fotoeksicitacije, može biti jednostavan pokazatelj varijacije maksimalne energije spektra zakočnog zračenja. U ovom radu se ispituje proširivanje mogućnosti korišćenja ovog odnosa za detekciju varijacije maksimalne energije fotonskog snopa. U radu je konkretno ispitivan uticaj brzih i termalnih neutrona na ovaj odnos i neke geometrijske zavisnosti u ozračivanju indijumske mete, konkretno kako distanca indijuma od fokusa utiče na ovaj odnos.

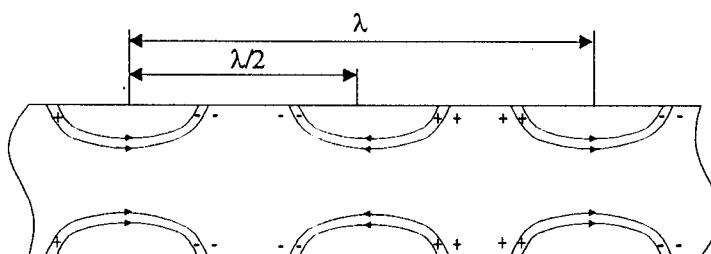
2. LINEARNI TERAPIJSKI AKCELERATORI

Uređaji koji ubrzavaju nanelektrisane čestice zovu se akceleratori. Ubrzano nanelektrisanje može se koristiti za: terapijske svrhe, izučavanje strukture jezgra preko nuklearnih reakcija, za stvaranje i izučavanje osobina elementarnih čestica itd. Razlikuju se dve grupe akceleratora: pulsirajući (linearni i orbitalni) i akceleratori sa kontinuiranom strujom.

Ubrzavanje nanelektrisanja kod linearnih akceleratora, korišćenog za potrebe izrade ovog rada, postiže se na dva načina: čestice prate električno polje u vidu progresivnog talasa (akcelerator sa talasovodom) ili se električno polje javlja u pravilnim razmacima tačno određenih faznih odnosa sa nizom međuelektrodnih otpora (akceleratori sa pogurnim cevima). U ovom radu su ukratko izneti osnovni principi rada linearnih akceleratora, a više detalja, pogotovo o terapijskim akceleratorima može se pronaći u referenci [Gr 89].

2.1. AKCELERATORI SA TALASOVODOM

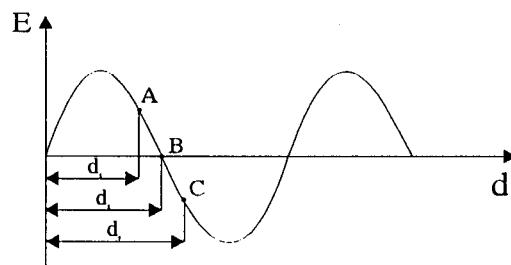
Proces ubrzavanja nanelektrisanja odvija se u visokoevakuisanoj cevi, talasovodu, kroz koji se propušta elektromagnetski talas. Propušteni elektromagnetski talas prostire se duž ose talasovoda. Elektroni se ubrizgavaju u talasovod pomoću elektronskog topa, smeštenog na jednom njegovom kraju. Magnetne linije sila elektromagnetskog talasa raspoređene su kružno i normalno u odnosu na osu talasovoda, tako da magnetsko polje ne utiče direktno na proces ubrzanja nanelektrisanja. Ubrijzani elektroni duž ose talasovoda, ubrzavaju se samo pod dejstvom električnog polja čije su linije sila paralelne pravcu kretanja elektrona. Na slici 2.1. prikazana je prostorna raspodela električnog polja duž talasovoda u nekom trenutku kao i raspodela nanelektrisanja od koga bi ono poticalo.



Slika 2.1. Električno polje duž talasovoda

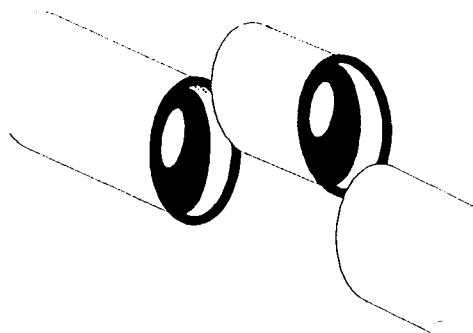
U cilju sagledavanja načina na koji se nanelektrisane čestice ubrzavaju u linearном terapijskom akceleratoru, neophodno je poznavati osnovne karakteristike interakcije elektromagnetskog zračenja i nanelektrisanja. Električno polje elektromagnetskog talasa, duž pravca d u trenutku t_0 , prikazano je na slici 2.2. Ako se elektron u trenutku t_0 našao na distanci d_1 , na njega će delovati sila eE , gde je E jačina električnog polja na toj distanci. Pod uticajem ove sile nanelektrisanje se ubrzava, i ako se postigne jednakost brzine kretanja elektromagnetskog talasa i elektrona u svakom trenutku vremena onda će električno polje neprekidno delovati istom silom na elektron, i konstantno ga ubrzavati duž pravca d . Ako se elektron u trenutku t_0 našao na distanci d_2 , na njega neće delovati nikakva sila, pošto je jačina električnog polja u

tački B nula. Elektron koji se u trenutku t_0 našao na distanci d_3 , biće ubrzan u suprotnom smeru od elektrona na mestu d_1 , jer je smer električnog polja u tački A suprotan od smera električnog polja u tački C . Pošto je brzina prostiranja električnog polja tj. fazna brzina, u ovom slučaju veća od brzine svetlosti, nemoguće je na ovaj način kontinuirano ubrzavanje naelektrisanja.



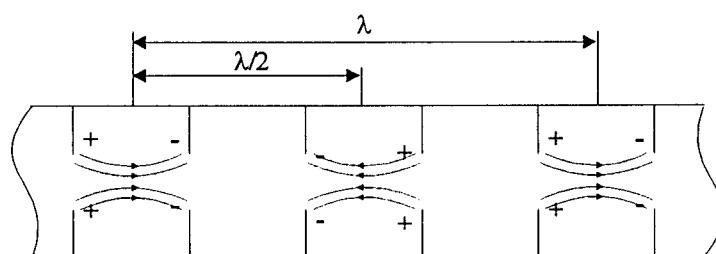
Slika 2.2. Distribucija električnog polja duž pravca d

Kontrolisanje brzine kojom se energija talasa prenosi duž željenog pravca postiže se tako što se talasovod izdeli na cilindrične segmente, prečnika oko 10 cm i dužine od 2 do 5 cm , pomoću dijafragmi. Dijafrafragme ili blende su diskovi sa otvorom u sredini kroz koje prolaze nanelektrisane čestice (slika 2.3.) Na taj način se menjanjem kapacitivnosti po jedinici dužine puta može podešavati brzina prostiranja električnog polja i može se postići da ona u svakom trenutku bude jednak brzini elektrona.



Slika 2.3. Izgled jedne celije talasovoda

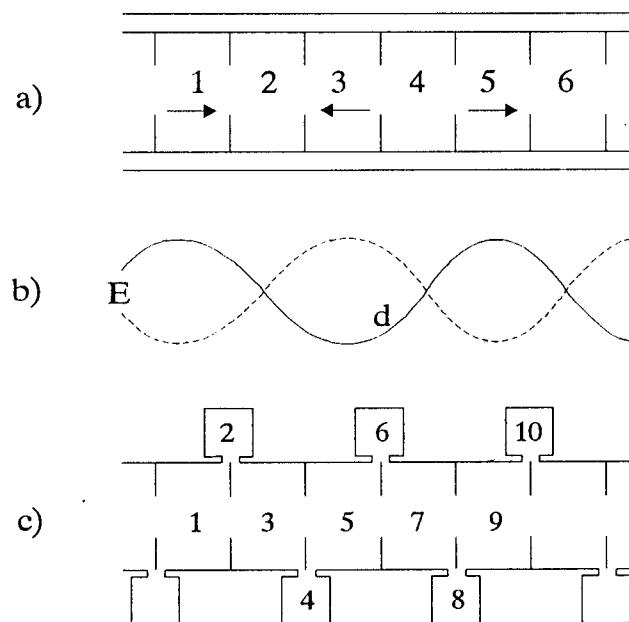
Prostorni raspored putujućeg električnog polja i nanelektrisanja od koga bi ono poticalo duž ose talasovoda izdeljenog dijafragmama za fiksni trenutak prikazan je na slici 2.4.



Slika 2.4. Električno polje duž talasovoda izdeljenog dijafragmama

Smer električnog polja menja se na svakih $\lambda/2$ i u vremenu na svakih pola ciklusa tj. polovinu periode. Brzina vremenske promene smera polja određena je frekvencijom elektromagnetskog talasa. Na ovaj način je postignuto da se elektromagnetni talas progresivno pomera duž cevi brzinom koju je moguće kontrolisati frekvencijom i rasporedom blendi i koja je u svakom trenutku jednaka brzini elektrona.

Superpozicijom dva progresivna talasa, suprotnih smerova kretanja, nastaje stojeći talas u talasovodu. Jedan od tih talasa je upadni ili direktni talas, a drugi nastaje njegovom refleksijom sa kraja talasovoda, kada se faza upadnog talasa menja za $\lambda/2$. Na slici 2.5.a) prikazan je smer električnog polja u pojedinim ćelijama talasovoda u prvoj polovini vremenskog ciklusa. Nakon $T/2$, smer električnog polja se menja, što je prikazano isprekidanim linijama (slika 2.5.b). Posle formiranja stojećeg talasa može se zapaziti da je u ćelijama 2, 4 i 6 jačina električnog polja nula. To su tzv. čvorovi, i u njima elektroni ne primaju energiju. Ove ćelije se obično izvlače van ose talasovoda, tako da one i dalje provode elektromagnetne talase i povezuju dve susedne ćelije u kojima se elektroni ubrzavaju, a potrebna energija elektrona se postiže sa mnogo kraćim talasovodom (slika 2.5.c). U ćelijama 1 i 3 elektroni se ubrzavaju u istom smeru ako je vreme potrebno da elektron stigne od prve do treće ćelije jednak polovini perioda elektromagnetskog talasa.



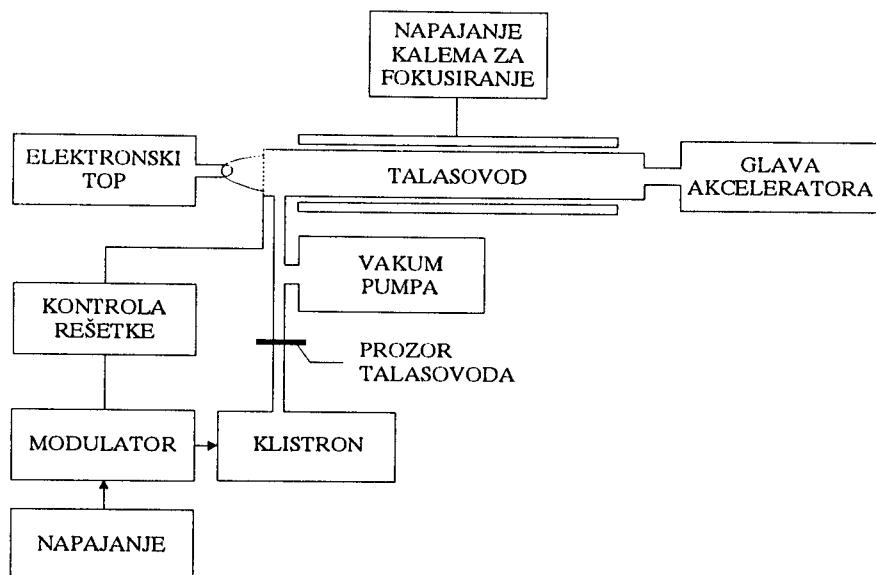
Slika 2.5. Šematski izgled talasovoda sa stojećim talasom

Većina akceleratora za radioterapiju, sa fotonskim i elektronskim snopom rade na principu stojećeg talasa. Time se dobijaju kompaktни i po dimenzijama manji akceleratori.

2.2. AKCELERATORSKI SISTEM

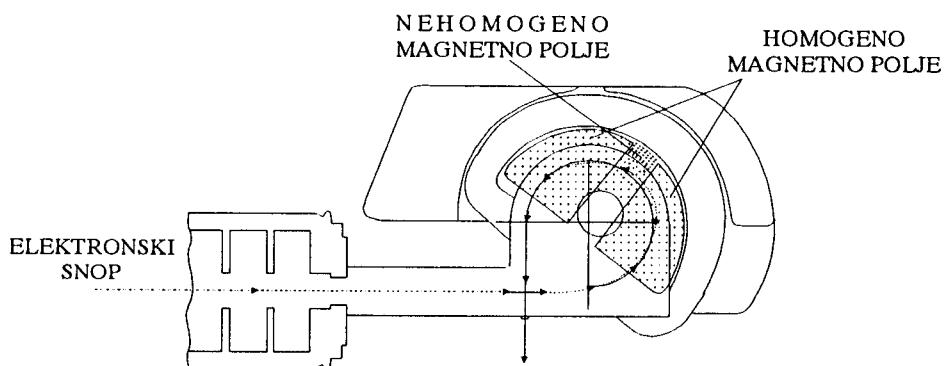
Šema akceleratora sa talasovodom data je na slici 2.6. Modulator napaja mikrotalasni generator (najčešće se koristi magnetron ili klistron) i elektronski top sinhronizovanim naponskim impulsima, čime se postiže ubrizgavanje elektrona u akcelatorsku cev u određenom trenutku, kako bi se omogućilo njihovo zahvatanje i ubrzavanje od strane polja. Frekvencije elektromagnetskih talasa sa kojima rade linearni akceleratori kreću se u intervalu vrednosti od 1000 do 10000 MHz. Da bi se

smanjilo defokusiranje električnog polja, koje potiče od radijalne komponente električnog polja, koristi se aksijalno magnetno polje koje stvara kalem koji obavija akceleratorsku cev.



Slika 2.6. Šematski prikaz akceleratorskog uređaja

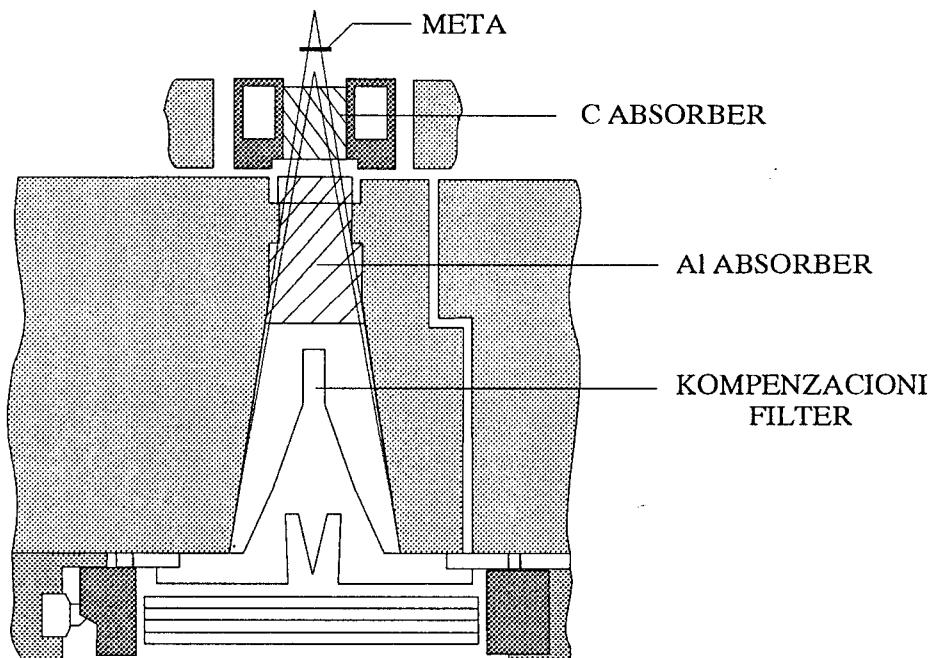
Ubrzani elektroni, pre pada na deo akceleratorske glave gde se generiše x-zračenje, dolaze u sistem za skretanje elektrona. Skretanje može da iznosi 90° ili 270° . Kod akceleratora koji skreću elektrone za 90° dolazi do njihovog razdvajanja po energijama pa je izlazni snop monohromatski. Sistem za skretanje od 270° šematski je prikazan na slici 2.7. Njega čine tri magnetna polja. Jedno je nehomogeno čiji intenzitet raste od centra krivine po kojoj se kreću elektroni ka periferiji i smešteno je između dva homogena magnetna polja. Nehomogeno magnetno polje skreće elektrone čija je energija različita od nominalne i na taj način se postiže da im se izlazni pravci poklapaju sa pravcem elektrona potrebne energije. Na ovaj način povećava se intenzitet elektronskog snopa. Elektron čija se energija mnogo razlikuje od nominalne, uklanjuju se iz snopa mehaničkim putem. Sistem za skretanje i talasovod su evakuisani pa elektroni pre pada na metu prolaze kroz prozor od bakra.



Slika 2.7. Skretanje elektronskog snopa za 270° u glavi akceleratora

Deo akceleratorske glave gde dolazi do generisanja zakočnog zračenja prikazan je na slici 2.8. Elektroni padaju na metu i proizvode snop zakočnog zračenja čiji

intenzitet zavisi od debljine mete i atomskog broja materijala od koga je meta načinjena. Zbog toga se meta pravi od teškog metala a njena debljina uzima vrednost koja daje optimalan odnos između ugaone distribucije i intenziteta x-zračenja. Ukoliko je meta veće debljine, intenzitet dobijenog zračenja je veći, ali zbog mogućnosti višestruke elektronske interakcije, povećava se ugaona distribucija zračenja. Elektroni koji prođu kroz metu, padaju na absorber od aluminijuma i ugljenika. Uloga ugljenika je da odstrani iz fotonskog snopa elektrone koji su prošli kroz metu. Iz snopa x-zračenja koje se koristi u radioterapiji, neophodno je odstraniti meke komponente (fotoni niskih energija) koje nisu prodorne a većom dozom opterećuju kožu i površinska tkiva. Za apsorpciju zračenja malih energija naročito je pogodan aluminijum, pošto apsorbuje zračenje niskih energija, kao uostalom i neki drugi materijali sa niskim atomskim brojevima ali za razliku od ovih materijala apsorpcioni koeficijent mu ne raste sa porastom energije iznad 4 MeV-a kao što je to npr. kod olova. Pošto su redni brojevi aluminijuma i ugljenika mali, proizvedeno zakočno zračenje je zanemarljivo. Unutar absorbera se ne produkuju fotoneutroni ili se produkuju u manjoj meri kod akceleratora viših energija pošto je prag za fotonuklearne reakcije kod ugljenika i aluminijuma preko 15 MeV-a.



Slika 2.8. Deo akceleratorske glave gde dolazi do proizvodnje zakočnog zračenja

Bitna karakteristika zakočnog zračenja je ugaona distribucija njegovog intenziteta. Može se primetiti da sa porastom energije zračenja, ugaona distribucije njegovog intenziteta je mnogo oštrega. Tako, u slučaju velikih energija intenzitet zakočnog zračenja je usmeren u pravcu upadnog elektrona i brzo opada sa povećanjem ugla. U cilju postizanja ravnomerne raspodele intenziteta zračenja a time i doze na ograničenoj površini, koristi se homogenizator. Homogenizator je kupasti atenuator koji služi za izravnavanje polja na taj način da slabljenje bude veće kako se prilazi sredini polja i osi snopa. On se pravi od materijala dovoljno velikog apsorpcionog koeficijenta da bi izravnao polje a da pri tome ne vrši energetsku degradaciju spektra. Najčešći korišćeni materijali od kojih se prave filteri su čelik i olovo.

Svi pomenuti elementi od mete do homogenizatora postavljeni su u kućište od volframa koje ujedno služi i kao primarni kolimitor jer određuje maksimalnu širinu fotonskog snopa.

U cilju ograničenja izlaznog snopa na željene dimenzije koristi se sekundarni kolimitor. On je najčešće napravljen od legure olova i volframa.

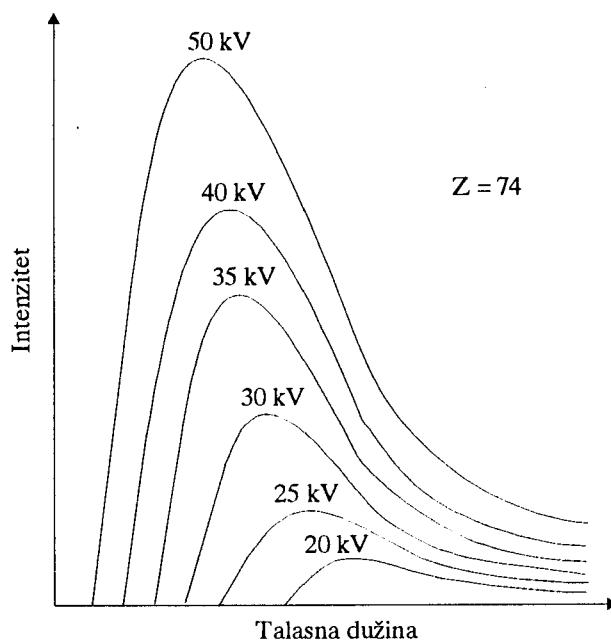
Akceleratorska glava je povezana sa optičkim sistemom pomoću koga se podešava i očitava ogao pod kojim se zakreće glava, određuje rastojanje između mete i terapijskog ležaja, definiše otvor kolimatora za dobijanje odgovarajuće veličine itd.

2.3. ZAKOČNO ZRAČENJE ELEKTRONA

1895. godine, Rendgen je otkrio zrake velike prodorne moći prilikom proučavanja pražnjenja kroz razređeni gas, i nazvao ih x-zracima. Zapaženo je da ovo zračenje prolazi kroz papir, tanje slojeve drveta, stakla, aluminijuma i drugih metala, izaziva fluorescenciju i deluje na fotoploču, i ima mogućnost da ionizuje atome sredine koju prolazi.

Ovako dobijeni x-zraci su elektromagnetski talasi čije se talasne dužine kreću u intervalu od 0.01 nm do 10 nm . Najjednostavniji način proizvodnje x-zračenja je u gasnim cevima pri naponu od nekoliko desetina keV-a i pritisku od oko 10^{-3} mbar , kočenjem brzih elektrona na materijalu od koga je načinjena anoda. Zakočno zračenje nije monoenergetsko a intenzitet zračenja zavisi od energije elektrona i atomskog broja anode.

Spektar x-zračenja se sastoji od kontinualnog i diskretnog spektra. Kontinualni se prostire na velikom području talasnih dužina i ima kratkotalasnu granicu, a za metu od volframa [Dy 73] prikazan je na slici 2.9. Očigledno je da ukupan intenzitet emitovanog zračenja raste sa porastom ubrzavajućeg potencijala, a svaka od krivih ima maksimum i kratkotalasnu granicu koja se pomera prema kraćim talasnim dužinama sa porastom ubrzavajućeg napona.



Slika 2.9. Kontinualni spektar za različite vrednosti napona

2.3.1. Tumačenje pojave zakočnog zračenja

Zakoni klasične elektrodinamike, dobro poznati u momentu otkrića zakočnog zračenja, mogli su na zadovoljavajući način da opišu mehanizam nastanka i osobine nove otkrivene radijacije. Tada su eksperimentatorima stojale na raspolaganju cevi koje, su generisale zračenje niskih energija, reda veličine nekoliko keV-a. Konstrukcijom Kulidžović i Krukovih cevi bilo je moguće dobiti i zračenje većih energija. Za objašnjenje njihovih osobina bilo je neophodno uzeti u obzir i relativističke efekte. Uporedo sa ovim pristupom pri izučavanju zakočnog zračenja, razvijao se i kvantomehanički pristup. On najbolje opisuje zakočno zračenje nastalo bombardovanjem mete elektronima čije su energije reda veličine MeV-a i više.

O zakonima zračenja postoji obilje literature, a sažeto objašnjenje ove pojave može se naći u referenci [Bi 97].

Po zakonima klasične teorije, svako ubrzano ili usporeno kretanje nanelektrisane čestice prati emisiju elektromagnetskog zračenja, čiji je intenzitet srazmeran ubrzanju tj. usporenju. Makroskopski posmatrano, elektroni se sudaraju sa čvrstom metom, ali mehanizam emisije je sadržan u interakciji elektrona i elektromagnetskog polja jezgra atoma mete. Prilikom interakcije ubrzanog elektrona i nekog od orbitalnih elektrona mete, emituje se takođe zakočno zračenje ali je verovatnoća za takvu interakciju znatno manja. Intenzitet zakočnog zračenja, koji je nastao kao posledica ovakvog delovanja je zanemarljiv u odnosu na zračenje koje je stvoreno u polju jezgra. Intenzitet zakočnog zračenja emitovan usled interakcije ubrzane čestice mase m i nanelektrisanja ze sa elektromagnetnim poljem jezgra čije je nanelektrisanje Ze srazmeran je sa:

$$\frac{Z^2 \cdot z^2}{m^2}$$

Pošto je intenzitet ovog zračenja obrnuto proporcionalan kvadratu mase upadne čestice, ova pojava je prvi put uočena kod elektrona koji udaraju u metalnu anodu, naglo se usporavaju i tako emituju zakočno zračenje. Zbog ove zavisnosti gubitak energije zakočnim zračenjem je skoro neznatan kod teških česticama, kao što su: mezoni, teški joni, α -čestice... Intenzitet zakočnog zračenja koje emituju protoni manji je za faktor 10^6 od iste vrednosti za elektrone.

Zaustavljanjem ubrzanih elektrona na čvrstoj meti dolazi do konverzije njegove kinetičke energije u elektromagnetnu, odnosno emisije fotona x-zračenja. Obzirom da elektron može na ovaj način transformisati celokupnu energiju koju poseduje, ili samo jedan njen deo, emitovani fotonii će imati različite vrednosti energija. Iz tog razloga spektar zakočnog zračenja je kontinualan.

Kratkotalasn granica λg potiče od elektrona koji su svu svoju kinetičku energiju predali fotonu x-zračenja. Na osnovu $\frac{1}{2}mv^2 = eU = h\nu_{\max}$ sledi:

$$\lambda g = \frac{1.2345}{U[kV]} \quad [\text{nm}] \quad (2.1.)$$

Kratkotalasna granica ne zavisi od materijala antikatode, već samo od napona između elektroda u rentgenskoj cevi.

Klasična teorija zakočnog zračenja podrazumeva da radijacija nastaje pri svakom ubrzanom kretanju nanelektrisane čestice. Nasuprot njoj, kvantna teorija predviđa manju verovatnoću emisije fotona pri svakoj interakciji. Zato se u velikom broju slučajeva ne emituju foton, već dolazi do elastičnog rasejanja ili neelastičnih procesa kad se energija predaje nekim drugim neradijacionim procesima. Ako dođe do emisije kvanta zakočnog zračenja njegova energija prema predviđanjima kvantne mehanike znatno je veća nego što klasična teorija predviđa.

Kvantno-mehanički pristup izučavanju zakočnog zračenja, razvijao se uporedo sa klasičnim od prvih Zomerfeldovih radova, početkom tridesetih godina ovog veka. U ovom pristupu upadni elektron se predstavlja ravnim talasom koji ulazi u polje jezgra, rasejava se i tom prilikom postoji mala ali konačna verovatnoća da dođe do emisije fotona.

Kvantno-mehanički izraz za efektivni presek za emisiju fotona glasi:

$$d\sigma = \frac{137r_0^2}{(2\pi)^4} \cdot \frac{p\varepsilon_0\varepsilon}{p_0} \left[\int \psi_f^*(\lambda^*\delta) \exp\{-ikr\} \psi_i d\tau \right]^2 kdkd\Omega_k d\Omega_p \quad (2.2)$$

gde su ε_0 i ε početna i krajnja redukovana totalna energija elektrona u $m_e c^2$ jedinicama, p_0 i p redukovani impulsi elektrona pre i nakon interakcije u $m_e c^2$ jedinicama, r_0 je klasični elektronski radijus, k je energija emitovanog fotona, $d\Omega_k$ i $d\Omega_p$ su elementi prostornog ugla u pravcu kretanja emitovanog fotona i skrenutog elektrona respektivno, λ je jedinični polarizacioni vektor emitovanog fotona, δ je Dirakova matrica, $d\tau$ je element zapremine, r je radijus vektor u jedinicama Komptonove talasne dužine, a Ψ_i i Ψ_f su Dirakove talasne funkcije početnog i krajnjeg stanja elektrona.

Egzaktni izraz za efikasni presek može se dobiti samo ako se poznaju talasne funkcije koje opisuju elektron u polju atomskog jezgra donekle zaklonjenog elektronima. Ako se rešava talasna jednačina za najjednostavniji slučaj elektrona u polju jezgra, ove funkcije se dobijaju u obliku beskonačnog reda pa se pribegava aproksimacijama. Upravo zbog toga, postoji veliki broj izraza za efektivni presek zakočnog zračenja, u zavisnosti od vrste primenjene aproksimacije i načina rešavanja problema zaklanjanja.

Prvi nerelativistički izraz za efikasni presek dao je Zomerfeld, a dopunili su ga Bethe i Hajtler [He 54] korišćenjem Bornove aproksimacije. Ova aproksimacija podrazumeva da je energija elektrona pre i nakon interakcije dovoljno velika da zadovolji uslov:

$$\frac{2\pi Z}{137\beta_0} \ll 1 \text{ i } \frac{2\pi Z}{137\beta} \ll 1$$

gde su β_0 i β redukovane brzine elektrona, pre i nakon interakcije respektivno.

Uzimajući u obzir zaklanjanje orbitalnim elektronima, Šif je izveo izraz za presek emitovanja zakočenog zračenja za ekstremno relativistički slučaj, [Sc 51] prepostavljajući da je oblik atomskog potencijala odgovornog za zaklanjanje opisan izrazom:

$$\frac{Ze}{r} \exp\left\{-\frac{r}{a}\right\}$$

gde je α konstanta inverzno proporcionalna kubnom korenu atomskog broja Z , a r udaljenost od jezgra.

Energetska i ugaona zavisnost efektivnog preseka za emisiju fotona zakočnog zračenja (diferencijalno i po uglu u po energiji) data je sledećim izrazom:

$$d\sigma = 4Z^2 r_0^2 \alpha \frac{y}{k} dk dy \left[\frac{16y^2 \varepsilon}{(y^2 + 1)^4 \varepsilon_0} - \frac{(\varepsilon_0 + \varepsilon)^2}{(y^2 + 1)^2 \varepsilon_0^2} + \left[\frac{\varepsilon_0^2 + \varepsilon^2}{(y^2 + 1)^2 \varepsilon_0^2} - \frac{4y_0 \varepsilon}{(y^2 + 1)^4 \varepsilon_0} \right] \ln M(y) \right] \quad (2.3)$$

gde je:

$$\alpha = \frac{1}{137}, \quad y = \varepsilon_0 \theta_0 \quad i \quad \frac{1}{M(y)} = \left(\frac{k}{2\varepsilon_0 \varepsilon} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111(y^2 + 1)} \right)^2$$

Početna i krajnja energija elektrona (ε_0 i ε) ako i energija emitovanog fotona date su u $m_e c^2$ jedinicama.

Integraljenjem izraza 2.3. po svim uglovima θ dobija se izraz za energijsku zavisnost efektivnog preseka emisije fotona zakočnog zračenja. Šifov obrazac za efektivni presek diferencijalom samo po energiji glasi:

$$d\sigma = 4Z^2 r_0^2 \alpha \frac{1}{k} dk \left[\left(1 + \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right) \left(\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \tan^{-1} b \right) + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \left(\frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2 - b^2)}{3b^2} \tan^{-1} b - \frac{8}{3b} + \frac{2}{9} \right) \right] \quad (2.4)$$

$$\text{gde je: } b = \frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon Z^{1/3}}{111k} \quad i \quad \frac{1}{M(y)} = \left(\frac{k}{2\varepsilon_0 \varepsilon} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2$$

Iz velikog broja eksperimentalnih rezultata prilikom izučavanja zakočnog zračenja ili prilikom nekih njegovih primena, ustanovljeno je da od mnoštva teorijski dobijenih izraza, Šifova formula na najbolji način opisuje najznačajnije karakteristike x-zraka.

Veza između verovatnoće emitovanja fotona određene energije i intenziteta emitovanog zračenja diferencijalnog po energiji, po jednom upadnom elektronu i po jednom jezgru je:

$$\frac{dI}{dk} = \frac{d\sigma}{dk} \cdot k \quad (2.5.)$$

2.3.2. Osnovne eksperimentalne činjenice

Prilikom eksperimentalnog određivanja karakteristika zakočnog zračenja i njihovog poređenja sa rezultatima teorijskog razmatranja, neophodno je obezbediti eksperimentalne uslove što sličnije uslovima pretpostavljenim u teorijskom izučavanju ovog problema. Teorijski pristup polazi od činjenice o strogo definisanoj energiji i pravcu kretanja upadnih elektrona. Ovakvi uslovi se mogu postići samo kod tankih meta. Pod tankom metom podrazumevamo sloj materijala dovoljno tanak da

obezbedije samo jednu interakciju upadnog elektrona, elektroni ne gube znatnu energiju na ionizaciju atoma mete, a skretanja elektrona nakon elastičnog rasejanja su zanemariva. Samoapsorpcija x-zračenja u slučaju tanke mete je zanemariva. Međutim, elektroni u realnim uslovima eksperimenta doživljavaju niz interakcija, u kojim gube svoju energiju procesima ionizacije i radijacije i tom prilikom menjaju svoj pravac kretanja. Dakle, zakočno zračenje se emituje usled interakcije elektrona različitih energija i pravaca kretanja sa elektromagnetskim poljem jezgra atoma mete, pa se snimanje energijskog spektra zakočnog zračenja debele mete teško može nešto zaključiti o doprinosu upadnih elektrona kojima su pravac kretanja i energija strogo definisani uslovima eksperimenta. Jedan od načina da se objasni energetski spektar debele mete je i da se ona posmatra kao niz tankih meta kroz koje upadni elektroni i nastalo x-zračenje suksesivno prolaze. Zbog toga se sumiraju spektri zakočnog zračenja tankih meti. Svi akceleratori primenjeni u radijacionoj terapiji imaju debelu metu.

3. NAJČEŠĆE REAKCIJE U OKOLINI AKCELERATORA

Kvantitativno izučavanje nuklearnih reakcija obično se vrši posredstvom aktivacionog detektora na kome se desila nuklearna reakcija. Zatim se on odnosi u detektorski sistem gde se meri u njemu indukovana aktivnost na osnovu čega se zaključuju eksperimentalne činjenice o izučavanim nuklearnim reakcijama.

3.1. AKTIVACIONO MERENJE

Ako se meta koja sadrži N_m atoma nekog izotopa izloži nekom fluksu npr. visokoenergetskih fotona, neutrona ... $\Phi(E)$, u njoj će se desiti nuklearne reakcije. Proizvod fotonuklearnih reakcija mogu biti nestabilna jezgra. Ukoliko je konstanta raspada ovih jezgara λ , indukovana aktivnost u meti nakon vremena ozračivanja t_{zr} iznosi:

$$A = N \cdot \lambda = N_m \cdot \left[1 - e^{-\lambda t_{zr}} \right] \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (3.1.)$$

gde je N broj nestabilnih jezgra stvorenih u meti, $\sigma(E)$ je energetski zavisan efikasni presek za posmatranu nuklearnu reakciju, E_0 je energetski prag posmatrane reakcije i E_{max} je maksimalna energija fotona u snopu zakočnog zračenja. Integral:

$$R = \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (3.2.)$$

predstavlja verovatnoću da se nuklearna reakcija desi u jedinici vremena po jednom atomu izotopa na kome se očekuju željene nuklearne reakcije, i naziva se saturaciona aktivnost po jednom atomu izotopa mete. Ovaj naziv potiče od činjenice da kada vreme ozračivanja mete t_{zr} teži beskonačnosti, tada indukovana aktivnost u meti A , prema izrazu 3.1. teži maksimalnoj vrednosti ($N_m R$). Njena jedinica je [s^{-1}].

Jedan od brojnih načina, pomoću koga se može odrediti indukovana aktivnost u meti, sastoji se u merenju intenziteta γ -zračenja. Broj γ -fotona detektovanih u toku vremena t_m iznosi:

$$N_\gamma = N_R \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma \quad (3.3.)$$

gde je ε absolutna efikasnost detektora u piku totalne apsorpcije za posmatranu energiju, p_γ je broj fotona posmatrane energije emitovanih po jednom raspadu produkta reakcije a N_R broj raspada jezgra produkta reakcije u toku vremena t_m određen izrazom:

$$N_R = \frac{N_m}{\lambda} e^{-\lambda \Delta t} \left(1 - e^{-\lambda t_m} \right) \left(1 - e^{-\lambda t_{zr}} \right) \int_{E_0}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (3.4.)$$

Δt je tzv. vreme hlađenja koje predstavlja vreme proteklo od kraja ozračivanja do početka merenja.

Konačno, saturaciona aktivnost po jednom atomu izotopa mete iznosi:

$$R = \frac{N_\gamma \cdot \lambda}{N_m \epsilon p_\gamma e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda t_\pi})} \quad (3.5.)$$

Sve veličine koje figurišu u izrazu 3.5. mogu se lako sa velikom tačnošću odrediti.

3.2. FOTONUKLEARNE REAKCIJE

Prilikom izlaganja atomskog jezgra visokoenergetskom x-zračenju, može doći do odvijanja fotonuklearnih reakcija. Fotonuklearne reakcije nastaju ako su energije upadnih fotona veće od energije veze konstituenata jezgra. Ova energija naziva se energetskim pragom reakcije. U ovim procesima, apsorpcijom kvanta zračenja, dolazi do pobuđivanja jezgra iz osnovnog u više energetsko stanje, a zatim se raspada emitovanjem sastavnih delova jezgra (p , n , α , ...). Oznake za ove procese su: (γ, p) , (γ, n) , (γ, α) , ... Fotonuklearne reakcije nazivaju se još i nuklearnim fotoefektom, zbog svoje analogije sa atomskim fotoefektom.

Fotodezintegracija deuterona je najjednostavniji primer fotonuklearne reakcije.



3.2.1. Teorija fotonuklearnih reakcija

Borovom teorijom složenog jezgra, [Se 53] najlakše se mogu objasniti fotonuklearne reakcije, kada su u pitanju srednja i teška atomska jezgra. Prema ovoj teoriji ovi procesi se sastoje iz dva dela:

- a) apsorpcije fotona pri čemu nastaje složeno jezgro energije eksitacije jednake energiji upadnog fotona,
- b) raspada složenog jezgra različitim kanalima.

Efikasni presek za ovakve procese može se napisati kao:

$$\sigma(\gamma, b) = \sigma_a(\gamma) \cdot G_b \quad (3.7.)$$

gde je $\sigma_a(\gamma)$ efikasni presek za apsorpciju fotona određene talasne dužine tj. verovatnoća stvaranja složenog jezgra, a G_b predstavlja verovatnoću da se složeno jezgro raspada emisijom čestice b . G_b je bezdimenzionalni broj.

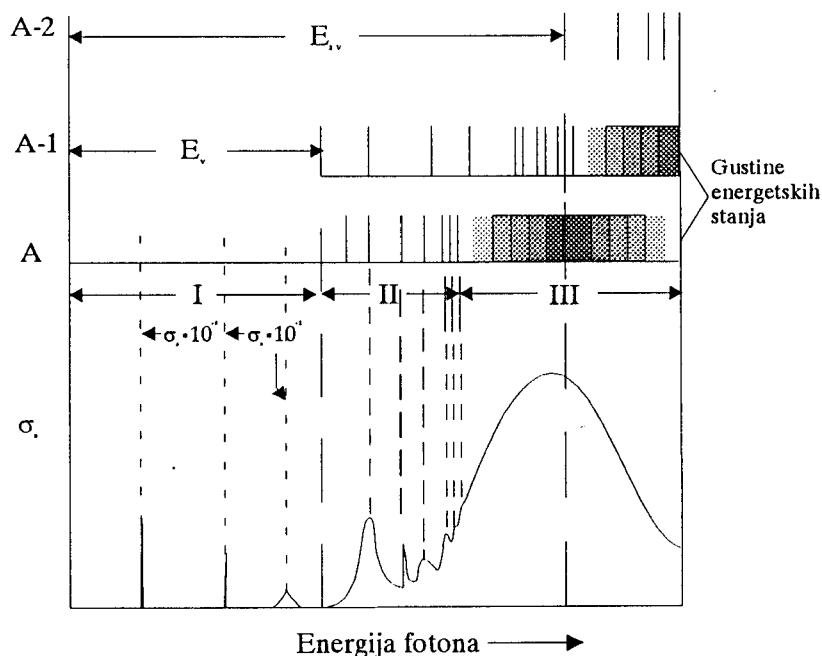
Prema Borovoј teoriji, nastalo složeno jezgro se raspada raznim kanalima bez obzira na svoj nastanak. Najverovatniji je raspad jezgra emisijom neutrona tzv. (γ, n) proces. Verovatnoća za raspad emisijom protona znatno je manje zbog Kulonove barijere. Ako je jezgro dovoljno pobuđeno može se raspasti emisijom dva ili više neutrona, protona, α -čestice, protona i neutrona zajedno itd. Složeno jezgro može se deekscitovati emitovanjem zračenja ali je verovatnoća za ovaj proces mnogo manja od verovatnoće za emitovanje čestice.

3.2.1.1. Apsorpcija kvanta elektromagnetsnog zračenja

Efikasni presek za apsorpciju kvanta zračenja od strane jezgra zavisi od frekvencije zračenja i od osobina jezgra koje apsorbuje to zračenje a na kome se dešava fotonuklearna reakcija (slika 3.1.)

Zračenje niskih energija, nižih od energije veze nukleona u jezgru E_v , doživljava ili Tomsonovo rasejanje na jezgru ili izaziva ekscitaciju jezgra do diskretnih nivoa njegovom apsorpcijom (oblast I). Ukoliko je energija zračenja veća od E_v , primećuju se širi apsorpcioni pikovi kao posledica pobuđivanja nekog od viših energetskih nivoa jezgra (oblast II). U oblasti III apsorpcioni presek se može predstaviti glatkom krivom, zbog usrednjavanja više rezonantnih pikova blisko raspoređenih energetskih nivoa. To je posledica činjenice da se gustina pobuđenih energetskih nivoa jezgra povećava sa povećanjem energije nivoa. Maksimum apsorpcije koji leži u oblasti III na energijama oko 20 MeV-a i naziva se gigantska rezonanca, a njegov položaj određen je poluempijskom formulom:

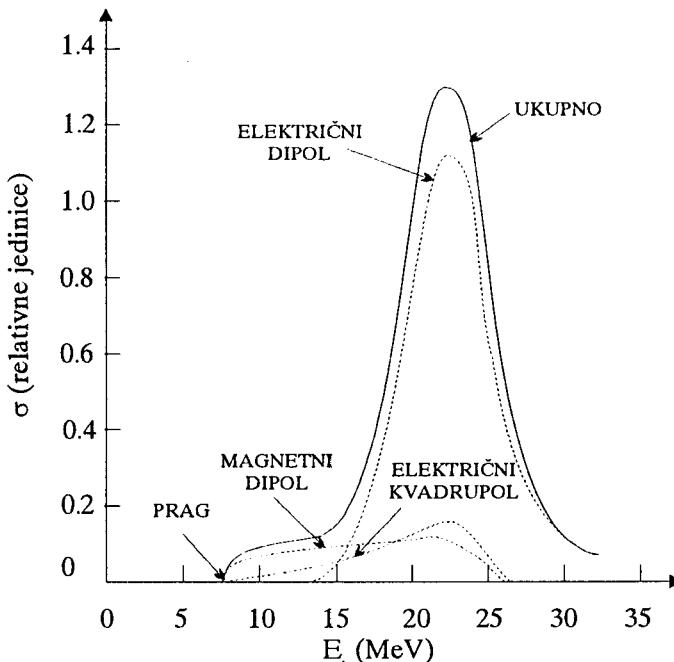
$$E_m = \frac{80}{A^{1/3}} \quad (3.8.)$$



Slika 3.1. Apsorpcioni efikasni presek za idealizovano jezgro

Mehanizam predaje energije elektromagnetsnog zračenja jezgru objašnjava se pretpostavkom da elektromagnetno zračenje velike energije a dovoljno male talasne dužine reda veličine dimenzija jezgra, u interakciji sa jezgrom izaziva kolektivno kretanje svih protona u odnosu na neutrone u jezgru, indukuje električni dipolni momenat jezgra, nakon čega jezgro počinje da osciluje tj. dolazi do periodične promene njegovog oblika. Da bi se izračunala frekvencija nastalih oscilacija u jezgru, može se poći od klasičnog hidrodinamičkog modela jezgra. Prema ovom modelu, protoni i neutroni u jezgru tretiraju se kao dva nestišljiva fluida, međusobno izmešana, a na osnovu hidrodinamičkih zakona izračunava se frekvencija oscilovanja ova dva

fluida i porast oscilatorne energije jezgra tj. oba njena konstituenta do koje dolazi usled promene oblika jezgra. Električna dipolna apsorpcija daje najveći doprinos ukupnoj apsorpciji. Na slici 3.2. data je zavisnost apsorpcionog preseka od energije kao i pojedinačni doprinosi električne dipolne, kvadropolne i magnetne dipolne radijacije u ukupnom apsorpcionom preseku.



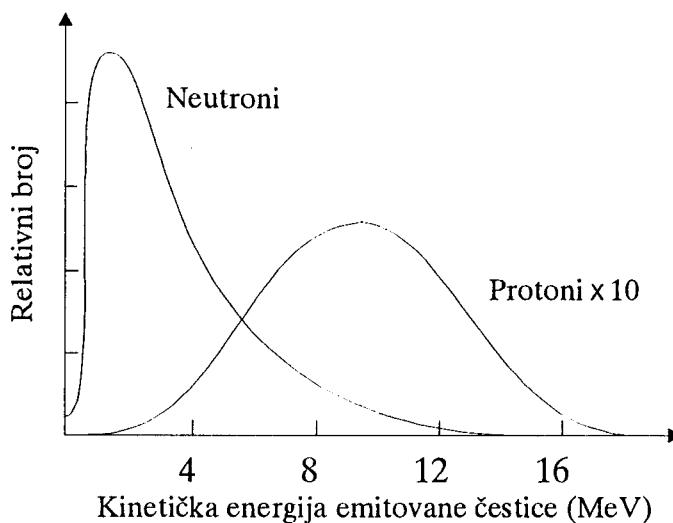
Slika 3.2. Uticaj E1, E2 i M1 zračenja na apsorpcioni efikasni presek

3.2.1.2. Raspad složenog jezgra

Na osnovu Borove teorije složenog jezgra, jednom nastalo složeno jezgro raspada se nekim od kanala, i način raspadanja složenog jezgra zavisi od njegove energije a nezavisi od načina nastanka. Raspad se odvija u skladu sa selekcionim pravilima za angularne momente i parnosti.

Postizanje stabilnog stanja složenog jezgra, emitovanjem čestica, može se objasniti ako se pretpostavi da je jezgro sastavljeno od interagujućih čestica koje veoma brzo razmenjuju energiju kao čestice unutar kapi kvantno-mehaničkog fluida. Foton elektromagnetskog zračenja u interakciji sa atomskim jezgrom, predaje mu svoju energiju koja se ravnomerno raspoređuje među konstituentima jezgra. Deo energije koji svaki od njih dobije nije dovoljan da bi neki od nukleona napustio jezgro. Zbog interakcije među nukleonima, stvara se mogućnost da neki od nukleona dobije dovoljnu energiju za napuštanje jezgra, i na taj način dovede do deekscitacije jezgra (hladeći ga isparavanjem).

Energetski spektar emitovanih nukleona dezintegracijom složenog jezgra prikazan je na slici 3.3. Sa slike se vidi da emitovani neutroni podležu Maksvelovoj raspodeli po energijama, gde maksimum raspodele zavisi od nuklearne temperature. Verovatnoća emitovanja protona je mnogo manja zbog Kulonove barijere koju proton mora savladati, a maksimum energije emitovanih protona pomeren je ka većim vrednostima.



Slika 3.3. Energetski spektar emitovanih nukleona

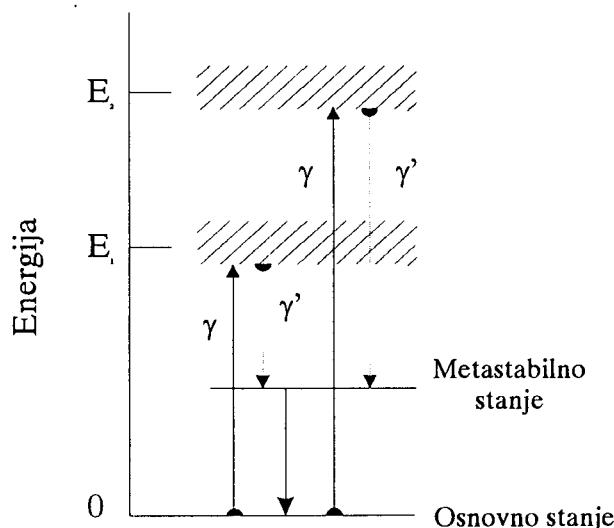
I pored ove činjenice, broj emitovanih protona je veći od prepostavljenog što upućuje na pretpostavku da postoji još neki mehanizmi interakcije fotona i jezgra.

3.2.2. Neke od fotonuklearnih reakcija u akceleratorskom snopu

a) (γ, γ') reakcija

Fotonski snop zakočnog zračenja proizведен u linearном terapijskom akceleratoru usled interakcije sa jezgrima atoma mete, već na energijama većim od 1 MeV-a, mogu izazvati pobuđenje pojedinih energetskih nivoa, proces fotoaktivacije izomernog stanja tj, putem (γ, γ') reakcije.

Šematski prikaz (γ, γ') reakcije dat je na slici 3.4. Prelazi koji popunjavaju metastabilni nivo, prikazani su isprekidanim linijama. Punom linijom prikazan je prelaz sa metastabilnog stanja u osnovno stanje i praćen je emitovanjem γ -kvanta. Ovaj prelaz se detektuje.

Slika 3.4. Šematski prikaz (γ, γ') reakcije

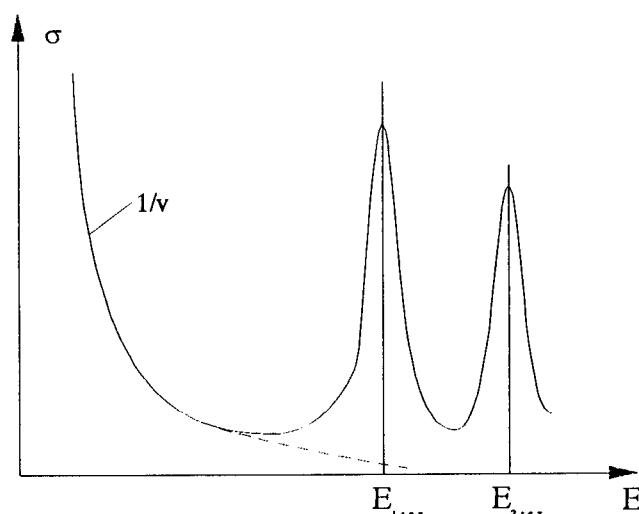
b) (γ, n) reakcija

Neutrona u prirodi nema slobodnih. Jedan od razloga je njihova nestabilnost, pošto im je vreme poluživota $T_{1/2}$ oko 12 min tako da prelaze u proton uz emisiju elektrona i neutrina. Ali on na Zemlji u slobodnom obliku boravi još kraće što je posledica njegove neutralnosti, usled čega lako prodire u jezgra drugih atoma izazivajući nuklearne reakcije. Iz tog razloga, neutroni se mogu proizvoditi putem reakcija tipa $X(x, n)Y$. U reakcije tog tipa spada i fotonuklearna (γ, n) reakcija. (γ, n) reakcija je jedna od brojnih fotonuklearnih reakcija koja se može odigrati u akceleratorskoj glavi, ukoliko je energija fotonskog snopa zakočnog zračenja veća od energetskog praga za tu reakciju (iznad 8 MeV-a za teške izotope), tj. veća od energije veze neutrona u jezgrima atoma materijala od kojih je napravljen akceleratorski sistem.

3.3. ZAHVAT NEUTRONA

Zbog svoje električne neutralnosti, interakcija neutrona i atoma nekog elementa može se svesti na njegovu interakciju sa jezgrom tog elementa, pošto on tom prilikom skoro neometano prolazi kroz omotač. Interakcija neutrona sa atomskim jezgrom može biti bez njegovog prodiranja u jezgro (tzv. potencijalno rasejanje neutrona) prilikom čega on sa jezgrom razmenjuje samo energiju i menja smer kretanja kao pri elastičnom sudaru. Sve druge interakcije neutrona i jezgra (za energije neutrona par MeV-a) odvijaju se uz prodiranje neutrona u jezgro, pa sistem ${}^A X$ kratko egzistira (10^{-13} s) kao ${}^{A+1} X$ sistem i takvo složeno jezgro pobuđeno energijom pobude jednakoj energiji veze neutrona i njegovom kinetičkom energijom dalje se raspada raznim mehanizmima. Za ovaj rad, od interesa je proces tzv. radijativne apsorpcije (zahvata) neutrona $((n, \gamma) \text{ proces})$.

Neutroni nastali kao proizvod (γ, n) reakcija na atomima elemenata akceleratorskog sistema mogu zbog svoje osobine neutralnosti da izvrše neutronski zahvat na atomima mete i tako izvrše pobudu jezgra. Složeno jezgro se oslobađa energije pobude emisijom jednog ili više γ -kvanta prelazeći u osnovno stanje. Presek za ovu reakciju ima končnu vrednost bez obzira na kinetičku energiju neutrona, a kada je energija pobude jednaka jednom od energetskih nivoa složenog jezgra, dolazi do pojave nuklearnih rezonanci slika 3.5.



Slika 3.5. Energetska zavisnost preseka za zahvat neutrona

Sa slike se vidi da je verovatnoća da se desi (n, γ) proces obrnuto proporcionalna brzini neutrona, pa je stoga za termalne neutrone, čije su energije jednake energijama molekula sredine kroz koju se oni kreću (reda eV), njena vrednost najveća.

Kao što je navedeno u narednom poglavlju, sve neutrone nastale (γ, n) reakcijama možemo podeliti u dve grupe: epitermalne (direktne i rasejane) i termalne. Detektovanjem kvanata emitovanih deeksicitacijom složenog jezgra nastalog zahvatom ovih neutrona na elementima akceleratorskog sistema, moguće je odrediti fluks epitermalnih i termalnih neutrona. Najbolji način za razdvajanje termalnih i epitermalnih neutrona je preko kadmijumskog apsorbera čiji je presek za apsorpciju termalnih neutrona oko 19500 barna.

Verovatnoća aktivacije detektor-a izazvane brzim (epitermalnim) neutronima određena je izrazom (3.9.):

$$R_e = \Phi_e \cdot I \quad (3.9.)$$

gde je Φ_e fluks brzih neutrona, a I tzv. rezonantni integral po jediničnom $\ln E$ intervalu (ili u $\ln E$ jedinicama).

Verovatnoća aktivacije detektor-a izazvane termalnim i epitermalnim neutronima zajedno, određena je relacijom (3.10.):

$$R_{uk} = I \cdot \Phi_e + \sigma_T \Phi_T \quad (3.10.)$$

gde je σ_T efikasni presek za zahvat termalnih neutrona, a Φ_T fluks termalnih neutrona. Iz gornje dve formule može se izraziti fluks termalnih i epitermalnih neutrona kao:

$$\Phi_T = \frac{R_{uk} - R_e}{\sigma_T} \quad (3.11.)$$

$$\Phi_e = \frac{R_e}{I} \ln E_{max} \quad (3.12.)$$

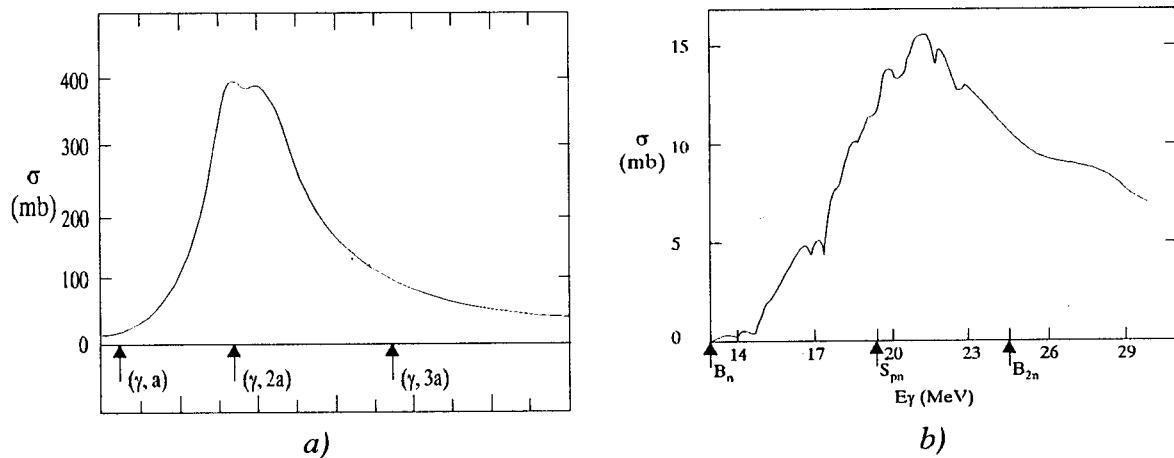
gde je E_{max} maksimalna energija neutrona.

4. MERENJE I REZULTATI

Energije jednog dela od ukupnog broja fotona zakočnog zračenja proizvedenog u linearном terapijskom akceleratoru mogu biti veće od energije praga za (γ, n) fotonuklearne reakcije materijala od kojih su napravljeni delovi akceleratorske glave, aktivacioni detektor itd. U tabeli (4.1.) [Fo 87] date su vrednosti energetskog praga za volfram, olovo, zlato, gvožđe i aluminijum od koga su napravljeni pojedini delovi akceleratorske glave. Na slici 4.1.a) i b), radi ilustracije, grafički je prikazana energetska zavisnost efikasnog preseka za (γ, n) reakciju kod volframa i aluminijuma respektivno. Primećuje se da maksimalna vrednost preseka kod aluminijuma iznosi oko 15 mbarna, a kod volframa čak oko 400 mbarna, pa se može zaključiti da vrlo mali broj neutrona potiče od (γ, n) reakcija na aluminijumu i gvožđu.

Tabela 4.1.

Hemijski simbol elementa	Atomski broj izotopa	Procentno učešće izotopa u prirodnom uzorku elementa	Energija praga za (γ, n) reakciju
<i>W</i>	183	14.3	6.2
<i>Au</i>	197	100	8.1
<i>Pb</i>	207	22.1	6.7
<i>Fe</i>	54	5.8	13.4
<i>Al</i>	27	100	13.1



Slika 4.1. Energetska zavisnost efikasnog preseka za (γ, n) reakciju kod:
a) volframa i b) aluminijuma

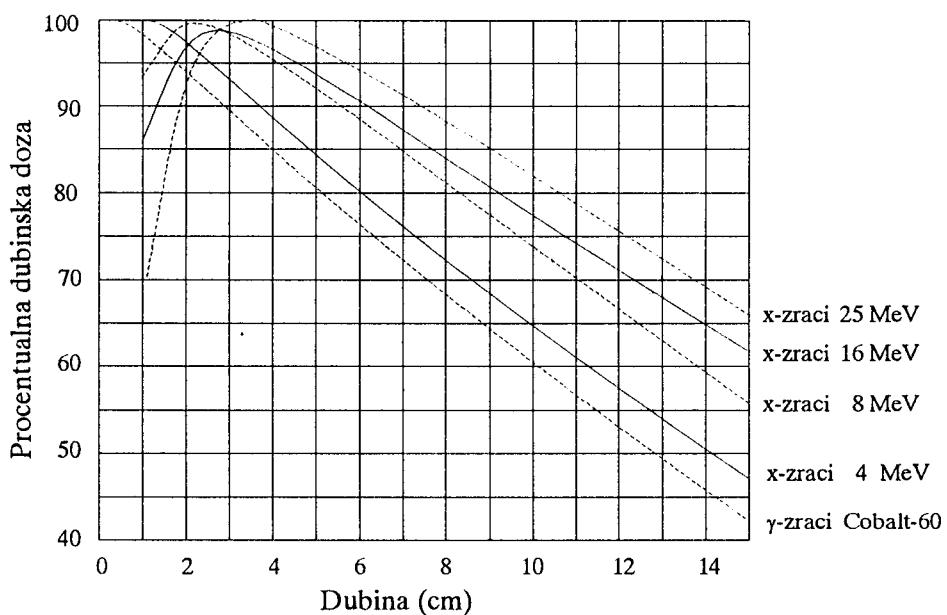
Fotoneutroni, proizvod (γ, n) reakcija, kojima je izložen pacijent prilikom radijacione terapije mogu se podeliti u nekoliko grupa:

- 1.) fotoneutroni koji dolaze direktno, bez rasejanja iz mete i ostalih konstrukcionih elemenata akceleratorske glave, koji su ozračeni fotonskim snopom x-zračenja, a maksimum njihove energijske raspodele nalazi se u okolini energije 1 MeV-a (slika 3.3.)

- 2.) fotoneutroni koji su na svom putu do pacijenta doživeli jedno ili nekoliko rasejanja u akceleratorskoj glavi i tom prilikom izgubili deo raspoložive energije. Njihov spektar je sličan spektru direktnih neutrona, ali je maksimum raspodele pomeren ka nižim vrednostima energije (0.3÷0.5 MeV-a)
- 3.) fotoneutroni koji su doživeli veliki broj sudara na putu do pacijenta (tzv. termalni neutroni), i tom prilikom izgubili skoro svu raspoloživu energiju. Oni su gotovo ravnomerno raspoređeni u prostoru, a geometrija sobe u kojoj se akcelerator nalazi utiče na njihov broj.

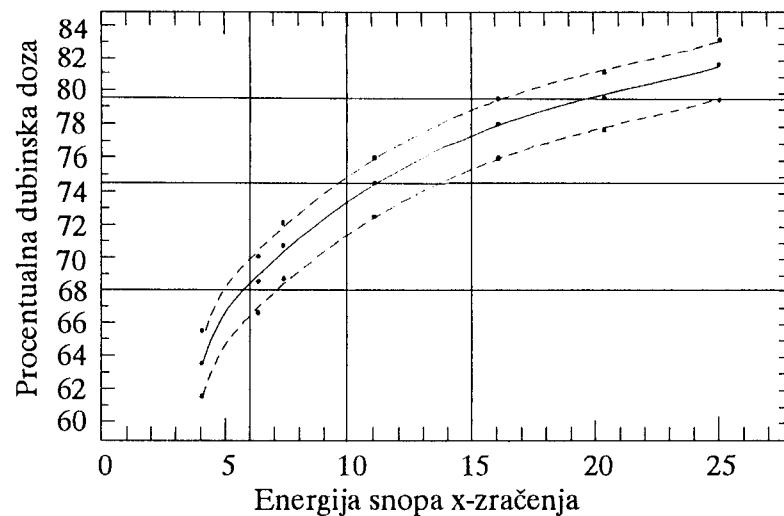
U prvom delu ovog rada vršena je procena neutronske doze koju primi pacijent, i tom prilikom bilo je neophodno poznavanje neutronskog fluksa brzih neutrona. U ovom radu on je procenjen aktivacionom tehnikom. Vršena je aktivacija detektora sa kadmijumskom zaštitom, koja je imala ulogu apsorpcije termalnih neutrona.

U radioterapiji zakočnim zračenjem koje proizvodi linearni terapijski akcelerator veoma je bitna stalna kontrola karakteristika fotonskog spektra. Metod koji se sada koristi za periodičnu kontrolu maksimalne energije fotonskog spektra, zasniva se na određivanju procentualne dubinske doze u vodenom fantomu. Procentualna dubinska doza predstavlja odnos izražen u procentima doze izmerene na nekoj dubini u medijumu i u odnosu na dozu u referentnoj tački, obe merene na centralnoj osi snopa. Uzima se da se referentna tačka za zračenje visokih energija nalazi na dubini gde je postignuta maksimalna doza. Na slici 4.2. je prikazana zavisnost procentualne dubinske doze od dubine vode u fantomu. Primećuje se da je dubina na kojoj se postiže maksimalna doza u vodi karakteristična veličina za svaku energiju.



Slika 4.2. Zavisnost procentualne dubinske doze od dubine vode u fantomu

Na slici 4.3. prikazana je zavisnost procentualne dubinske doze u vodenom fantomu od energije x-zračenja na dubini od 10 cm. U opsegu energija fotonskog snopa od 9 do 25 MeV-a vrednost procentualne dubinske doze od 80% menja se manje od 0.5 cm po jednom MeV-u.

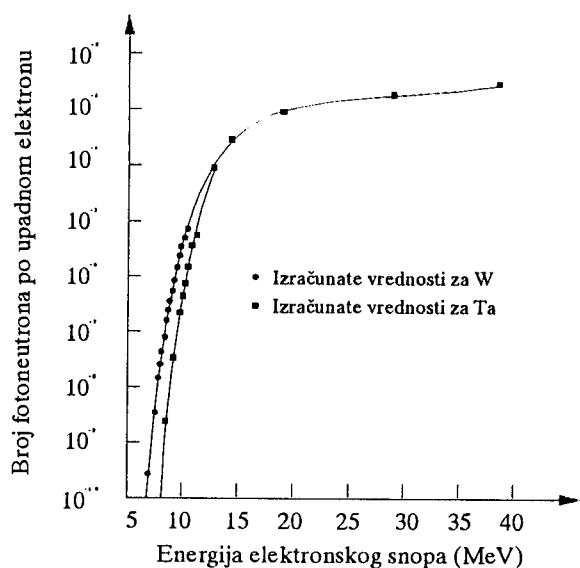


Slika 4.3. Zavisnost procentualne dubinske doze u vodenom fantomu od energije snopa x-zračenja na 10 cm dubine

Zbog toga, iako je ovaj metod jednostavan, reproducibilan i pogodan za korišćenje u kliničkim uslovima on je nedovoljno senzitivan. Osim toga, protokol kojim je propisana ova metoda za periodičnu proveru maksimalne energije fotonskog spektra [Dt 83] dozvoljava mogućnost da se standardnom dozimetrijskom tehnikom, procentna dubinska doza u vodenom fantomu određuje sa tačnošću ne boljom od 2%. Na osnovu ove preporuke, na slici 4.3. je prikazan i koridor greške sa kojom je moguće odrediti procentnu dubinsku dozu. Sa iste slike se vidi, da se uvažavajući posmatrani koridor greške, sa izmerenom procentnom dubinskom dozom, može odrediti maksimalna energija fotonskog snopa od par MeV-a što se može smatrati jako nepreciznim. Metode zasnovane na fotoaktivacionom merenju mogu da se koriste u cilju određivanja neželjenih varijacija maksimalne energije snopa zakočnog zračenja, a njihova senzitivnost predstavlja prednost u odnosu na dosadašnje metode.

U drugom delu rada, za određivanje maksimuma energije fotonskog snopa, korišćeni su procesi fotopobuđivanja i neutronskog zahvata, a odnos verovatnoća aktivacije ovim reakcijama (R_n/R_γ) uzet je kao indikator varijacije maksimalne energije zakočnog zračenja.

Broj neutrona nastalih kao proizvod (γ, n) reakcija u materijalima konstrukcionih elemenata akceleratorskog sistema funkcija je maksimalne energije fotona zakočnog zračenja tj. energije elektrona koji udaraju u metu i proizvode zakočno zračenje [Se 73]. Radi ilustracije, to je prikazano na slici 4.4. za volfram i tantal. Vidi se da se broj fotoneutrona menja unutar intervala od 6 do 25 MeV-a čak za pet redova veličina. Zbog toga, zahvatom proizvedenih fotoneutrona, u aktivacionom detektoru se indukuje aktivnost, koja veoma zavisi od maksimalne energije zakočnog zračenja što je ustanovljeno u referenci [Kr 98].



Slika 4.4. Broj proizvedenih fotoneutrona u zavisnosti od energije snopa

Međutim, aktivnost odabranog aktivacionog detektoru zavisi kako od maksimalne energije fotonskog spektra tako i od akceleratorske struje tj. broja elektrona koji padaju na akceleratorsku metu. Pored toga, aktivnost mete se dobija iz spektroskopskih merenja, na osnovu intenziteta γ -linija a on zavise od geometrijskih uslova merenja. Da bi se eventualne greške zbog geometrije i akceleratorske struje predupredile, verovatnoća aktivacije proizvedena zahvatom fotoneutrona R_n normira se na vrednost verovatnoće aktivacije izazvane (γ, γ') reakcijama R_γ uz prepostavku da R_γ jednako zavisi od akceleratorke struje kao i R_n pa se u odnosu ove dve veličine R_n/R_γ ta varijacija poništava. Dobijeni odnos bi takođe trebao da pokazuje izrazitu zavisnost od maksimalne energije spektra zakočnog zračenja.

4.1. EKSPERIMENTALNI DETALJI

4.1.1. Izbor izotopa za aktivacioni detektor

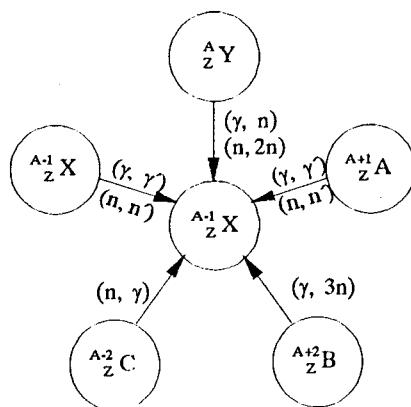
Odabir izotopa od koga će biti napravljen aktivacioni detektor predstavlja prvi korak u procesima određivanja maksimuma energije spektra zakočnog zračenja i fotoneutronske doze. Uslovi koje mora zadovoljiti aktivacioni akcelerator na kome se dešavaju fotonuklearne reakcije su sledeći:

- 1.) Procentno učešće izotopa u prirodnom uzorku elementa od koga je načinjen aktivacioni detektor treba da bude veće od 10% kako bi se dobio zadovoljavajući prinos reakcije.
- 2.) Aktivacioni detektor mora biti izrađen od materijala koji pokazuje hemijsku stabilnost na sobnoj temperaturi, i da je u čvrstom agregatnom stanju.
- 3.) Vreme poluraspada $T_{1/2}$ produkta nuklearne reakcije treba da leži unutar intervala od nekoliko minuta do godinu dana. Donja granica ovog intervala određena je vremenom potrebnom za transport mete od mesta ozračivanja do mesta merenja, koje u našem slučaju iznosi dvadesetak minuta. Aktivnost indukovana fotonuklearnom reakcijom određena je izrazom:

$$A = N_m e^{-\lambda \Lambda t} (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda t_{1/2}}) \int_{E_0}^{E_{\max}} \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (4.1.)$$

i pokazuje zavisnost od vremena ozračivanja mete $t_{1/2}$ i perioda poluraspada produkta fotonuklearne reakcije $T_{1/2}$. Pošto je $t_{1/2}$ u našem slučaju veoma kratko, $T_{1/2}$ ne sme biti duže od godinu dana da bi aktivnost bila dovoljna za detekciju.

- 4.) Produkti fotonuklearnih reakcija moraju biti radioaktivni i emitovati γ -zračenje poznatih energija i kvantnih prinosa. Ako je period poluraspada produkta fotoneutronskih reakcija $T_{1/2}$ mali, tada je moguće detektovati i linije čiji je kvantni prinos oko 1%, a u slučaju velikih vrednosti $T_{1/2}$ potrebno je da kvantni prinos bude što veći.
- 5.) Treba izbegavati one produkte fotonuklearnih reakcija čiji je spektar složen (sadrži bliske γ -linije) u odnosu na rezoluciju spektralnog uređaja korištenog za detekciju, da bi se odredila aktivnost iz intenziteta γ -linije.
- 6.) Ako elementi koji ulaze u hemijski sastav aktivacionog detektora imaju nekoliko različitih izotopa u svom prirodnom sastavu, moguće je proizvesti isti izotop putem više različitih reakcija. Na slici 4.5. prikazane su različite mogućnosti proizvodnje istog izotopa $^{A-1}_Z X$. Najveći presek i najniži energetski prag od svih fotonuklearnih reakcija imaju (γ, n) nuklearne reakcije. Od svih neutronskih reakcija najčešće se dešavaju (n, γ) reakcije tzv. zahvat neutrona. Upravo zbog ovoga prilikom izbora mete, neophodno je voditi računa o tome da u prirodnom sastavu elemenata koji čine metu ne ulaze izotopi $^{A-2}_Z X$ i $^{A+2}_Z X$, pošto reakcijama (γ, n) i (n, γ) oni daju isti produkt $^{A-1}_Z X$.



Slika 4.5. Nekoliko mogućih nuklearnih reakcija koje daju isti izotop

- 7.) Neophodno je poznavati vrednosti efikasnih preseka posmatranih nuklearnih reakcija.

4.1.2. Aktivacioni detektor

Aktivacioni detektor korišćen u ovom radu je prirodni indijum koji zadovoljava sve ove uslove. On sadrži dva izotopa u svom prirodnom sastavu u odnosu: 95.6% ^{115}In i 4.4% ^{113}In . Njegova tačka topljenja je na 156.61°C , a gustina iznosi 7.28 g/m^3 . Periodi poluraspada za produkte reakcija u aktivacionom detektoru od prirodnog In , kao i energije i kvantni prinosi fotona emitovanih njihovim raspadom dati su u tabeli 4.2. [Br 86].

Aktivacioni detektori su napravljeni u obliku cilindra visine 1.3 mm i poluprečnika 10 mm. Mase uzoraka su iznosile: 3.08 g, 3.16 g, 3.18 g i 3.24 g i bili su obeleženi brojevima 1, 2, 3 i 4 respektivno.

Posmatrane fotonuklearne reakcije koje se dešavaju u indijumu prilikom njegovog izlaganja fotonskom snopu zakočnog zračenja su (γ, γ') i (γ, n) na izotopu ^{115}In , i zbog prisustva neutrona nuklearna reakcija (n, γ) na ^{113}In i ^{115}In .

Tabela 4.2.

Reakcija	Potomak	$T_{1/2}$	Prag reakcije (MeV)	E_γ (keV)	P_γ (%)
$^{115}\text{In} (\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$	^{115m}In	4.486 h	~1	336.20	45.8
				416.86	29.2
				818.70	11.5
$^{115}\text{In} (n, \gamma)^{116m}\text{In}$	^{116m}In	54.15 min	/	1097.30	56.2
				1293.54	84.4

4.1.3. Ozračivanje aktivacionog detektora

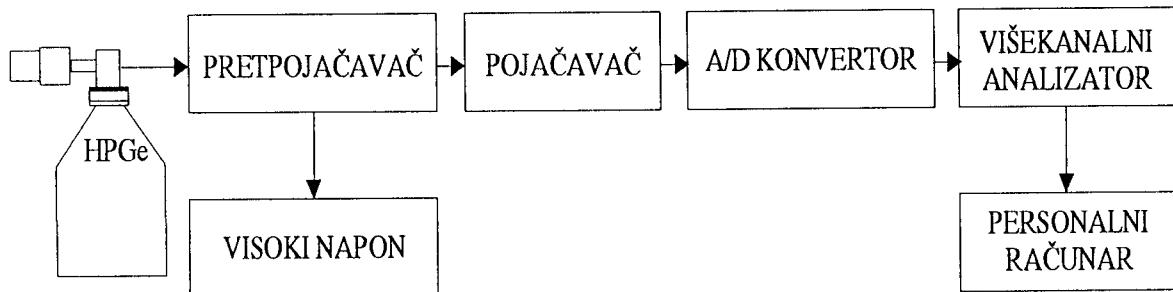
Ozračivanje sva četiri aktivaciona detektora u odabranom snopu x-zračenja obavljeno je u Institutu za onkologiju u Sremskoj Kamenici na linearnim elektronskim akceleratorima: Siemens Mevatron MD 7445 i Siemens Mevatron 77 sa fotonskim snopovima energija 10 i 15 MeV-a respektivno. Uzorci obeleženi brojevima 1 i 3 bili su postavljeni u lim od kadmijuma debljine 1 mm u vreme njihovog izlaganja fotonskom snopu, koji je imao ulogu apsorpcije termalnih neutrona proizvedenih u (γ, n) reakcijama. Mete su bile postavljene na terapijski ležaj od pleksiglasa, u centar radijacionog polja kao i na plastični nosač za olovnu zaštitu koja se stavlja prilikom specifičnih terapijskih postupaka. Istovremeno su ozračivana četiri uzorka, od kojih su dva bila u kadmijumskoj zaštiti a druga dva bez nje. Rastojanje za uzorce 1 i 2 koji su bili locirani na terapijskom ležaju je bilo 135 cm od fokusa snopa, dok su uzorci 3 i 4 na plastičnom nosaču, bili 52 cm od fokusa. Prilikom postavljanja indijumskih pločica, posebno se vodilo računa da gornje dve ne prave "senku" donjima. Zbog zagrevanja akceleratora poželjno je da ne rade kontinuirano duže od 3-4 min, pa se ozračivanje vrši u nekoliko etapa sa pauzama od 10-15 s. Pošto je period poluraspađa produkata fotonuklearnih reakcija veliki, aktivnost je veoma malo opadala između dva ozračivanja, pa se može smatrati da su mete kontinuirano ozračivane u vremenskom intervalu koji je jednak zbiru pojedinačnih frakcija ozračivanja. Sva vremena ozračivanja t_z , hlađenja Δt i merenja t_m nalaze se u tabeli (4.3.), gde su sa indeksom "Cd" i "bez Cd" označene vrednosti koje se odnose na uzorce u i bez kadmijumske zaštite respektivno.

Tabela 4.3.

	d (cm)	t_z (s)	Δt_{Cd} (s)	t_{mCd} (s)	$\Delta t_{bez Cd}$ (s)	$t_{mbez Cd}$ (s)
10 MeV	52	375.6	4500	1500	6120	2600
	135	375.6	1740	1500	3360	1011
15 Mev	52	378.8	4020	900	5100	900
	135	378.8	1860	900	2940	900

4.1.4. Gama spektroskopska merenja

Snimanje γ -spektara produkata fotonuklearnih reakcija i reakcija neutronskih zahvata nastalih eksponiranjem aktivacionog detektora u akceleratorskom snopu, izvršeno je korišćenjem detektorskog sistema Instituta za fiziku u Novom Sadu. Ovaj detektor je smešten unutar gvozdene komore čija debljina zidova iznosi 0.25 m. Gvožđe od koga je načinjena komora je deo konstrukcije potonulog broda iz perioda pre II svetskog rata pa ono ne sadrži veštačke radionuklide. Integralni fon za interval od 30 do 2000 keV-a iznosi manje od 1.2 impulsa u sekundi. Šematski prikaz ovog detektorskog sistema dat je na slici (4.6.). Uzorci su postavljeni direktno na nos detektora u reproducibilnoj geometriji.

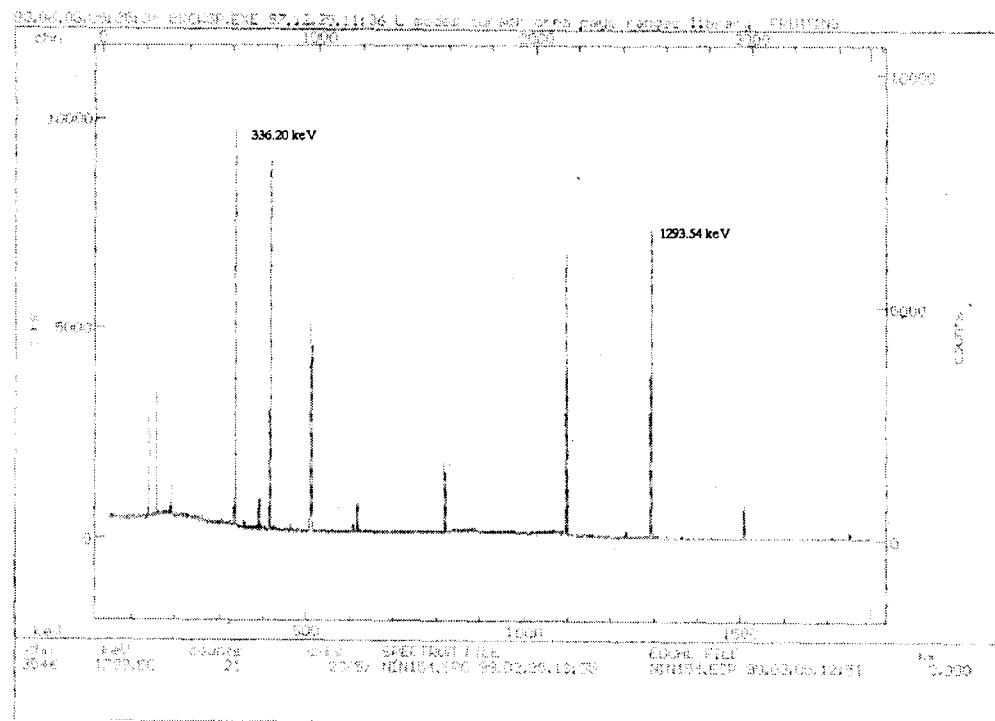


Slika 4.6. Šema detektorskog sistema

Komponente detektorskog sistema su:

- aksijalni HPGe detektor čija aktivna zapremina iznosi 80 cm^3 , relativna efikasnost 25%, rezolucija 1.8 keV-a na 1.332 MeV-a i proizvodnje je CANBERRA
- izvor visokog napona proizvodnje CANBERRA
- predpojačavač proizvodnje CANBERRA
- pojačavač proizvodnje CANBERRA
- analogno-digitalni konvertor proizvodnje CANBERRA
- višekanalni analizator proizvodnje CANBERRA
- personalni računar koji izračunava intenzitet γ -linija pomoću određenog softvera za obradu spektara i koji je povezan sa višekanalnim analizatorom.

Radi ilustracije na slici 4.7. je prikazan jedan spektar dobijen ozračivanjem ^{115}In iz 15 MeV-skog akceleratora, kada se on nalazio na distanci 52 cm od fokusa i bez Cd apsorbera.



Slika 4.7. Izgled karakterističnog spektra

4.1.5. Rezultati Gama-spektroskopskih merenja

Rezultate obrade γ -spektara, nastalih raspadom metastabilnih stanja indijuma (^{115m}In i ^{116m}In), predstavljaju intenziteti γ -linija, izraženih u broju detektovanih impulsa pod vrhom totalne apsorpcije. U tabeli (4.2.) date su energije najintenzivnijih γ -linija i njihovi kvantni prinosi. Vremena ozračivanja, hlađenja i merenja indukovane aktivnosti navedena su u tabeli (4.3.).

Verovatnoće aktivacije reakcijama ^{115}In (n, γ) ^{116m}In i ^{115}In (γ, γ') ^{115m}In određene su izrazima (4.2.) i (4.3.):

$$R_n = \frac{\lambda_n \cdot A \cdot N_{\gamma(n)}}{\varepsilon_n \cdot p_{\gamma(n)} \cdot \eta \cdot m \cdot e^{-\lambda_n \Delta t} \left(1 - e^{-\lambda_n t_m} \right) \left(1 - e^{-\lambda_n t_{nr}} \right) N_{AV}} \quad (4.2.)$$

$$R_\gamma = \frac{\lambda_\gamma \cdot A \cdot N_{\gamma(\gamma)}}{\varepsilon_\gamma \cdot p_{\gamma(\gamma)} \cdot \eta \cdot m \cdot e^{-\lambda_\gamma \Delta t} \left(1 - e^{-\lambda_\gamma t_m} \right) \left(1 - e^{-\lambda_\gamma t_{ir}} \right) N_{AV}} \quad (4.3.)$$

Broj atoma izotopa ^{115}In u aktivacionom detektoru može se odrediti na osnovu izraza $N_m = \frac{\eta m N_{AV}}{A}$, gde η predstavlja procentni deo posmatranog izotopa u prirodnom sastavu i iznosi 95.7%, A predstavlja atomsku masu In i iznosi 114.82 g/mol , m je masa uzorka, $N_{\gamma(n)}$ i $N_{\gamma(r)}$ brojevi detektorskih fotona pod vrhom totalne apsorpcije, λ je konstanta radioaktivnog raspada koja za ^{115m}In iznosi $\lambda_\gamma = 4.292 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, a za ^{116m}In iznosi $\lambda_n = 2.13 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ i $p_{\gamma(n)}$ i $p_{\gamma(r)}$ su kvantni prinosi za energije 1293.54 keV -a i 336.20 keV -a koji su dati u tabeli 4.2.

Efikasnost detektora (ε) predstavlja verovatnoću detekcije neke čestice. Totalna fotopik efikasnost predstavlja odnos broja detektovanih fotona određen u nekom vremenskom intervalu i ukupnog (N) broja fotona iste energije koje radioaktivni izvor emituje u istom vremenskom intervalu (N_e):

$$\varepsilon = \frac{N}{N_e} \quad (4.4.)$$

Ona zavisi od geometrijskih uslova (tzv. geometrijska efikasnost) i sposobnosti detektora da apsorbuje fotone određene energije koji su pali na njega tzv. sopstvena efikasnost detektora. Geometrijska efikasnost predstavlja odnos fluksa koji pada na detektor i ukupnog fluksa čestica koje emituje radioaktivni izvor a dobro je opisana količnikom prostornog ugla pod kojim čestice iz izvora padaju na detektor a i ukupnog prostornog ugla ($\Omega/4\pi$) ako je izvor tačkast i emituje zračenje izotropno. Sopstvena efikasnost detektora određena je odnosom N/N_e , gde je N_e broj čestica određene energije koje je detektor registrovao a N broj fotona koji je pao na detektor.

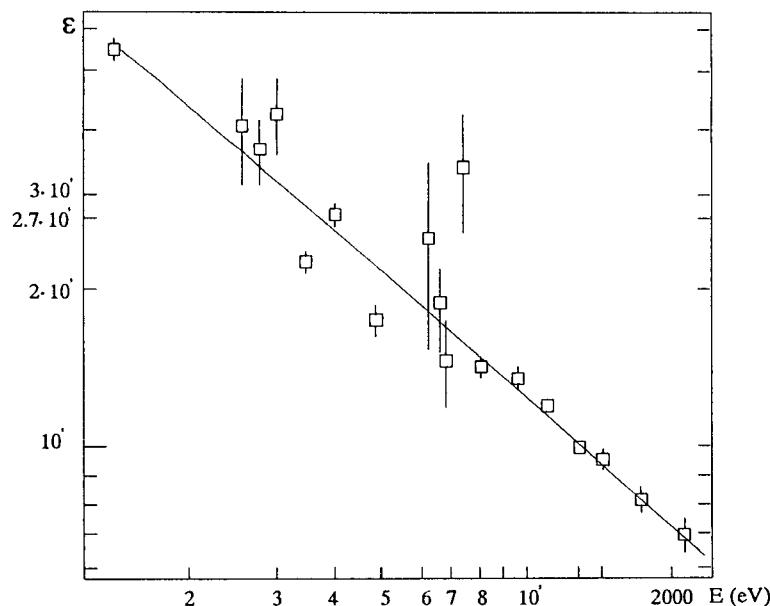
Ukupna fotopik efikasnost određena je izrazom (4.5.):

$$\varepsilon = \varepsilon_d \cdot \varepsilon_g = \varepsilon_d \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \quad (4.5.)$$

Sve prethodno navedeno važi za tačkaste izvore, a za izvore konačnih dimenzija zbog samoapsorpcije, izraz za efikasnost je znatno složeniji.

Totalne efikasnosti detektora, koje su korišćene prilikom izračunavanja pojedinačnih vrednosti R_n i R_γ , očitane su sa grafika (4.8.). Taj grafik prikazuje energetsku zavisnost totalne efikasnosti za kalibracioni izvor od uranil nitrata $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$. Jedan od zahteva prilikom snimanja ove krive, bio je obezbeđenje identičnih dimenzija kalibracionog izvora i aktivacionog detektora. To je postignuto na taj način što je u pločici od pleksiglasa napravljen otvor, čije su dimenzije bile jednake dimenzijama indijumske mete, a potom u njega smešten prah uranil nitrata. Otvor je zatim prelepljen folijom koja se mogla smatrati savršeno transparentnom. Sva merenja za potrebe snimanja krive efikasnosti obavljena su u geometrijskim uslovima koji su bili identični uslovima merenja kod indijuma. Radi jednostavnosti, samoapsorpcija u meti i kalibracionom izvoru je zanemarena i tom prilikom učinjena je greška od par procenata.

Očitane vrednosti ovih tzv. apsolutnih efikasnosti su sledeće: za energiju 336.28 keV-a $\varepsilon_\gamma=3.9$ (5)%, a za energiju 1293.71 keV-a $\varepsilon_n=2.1$ (3)%.



Slika 4.8. Energetska zavisnost totalne efikasnosti uranil nitrata $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$

U tabelama (4.4.) i (4.5.) prikazani rezultati dobijeni na osnovu relacija (4.2.) i (4.3.).

Prilikom određivanja ΔR uzeta je u obzir neodređenost odbroja detektovanih gama fotona i neodređenost efikasnosti detektoru za određenu energiju.

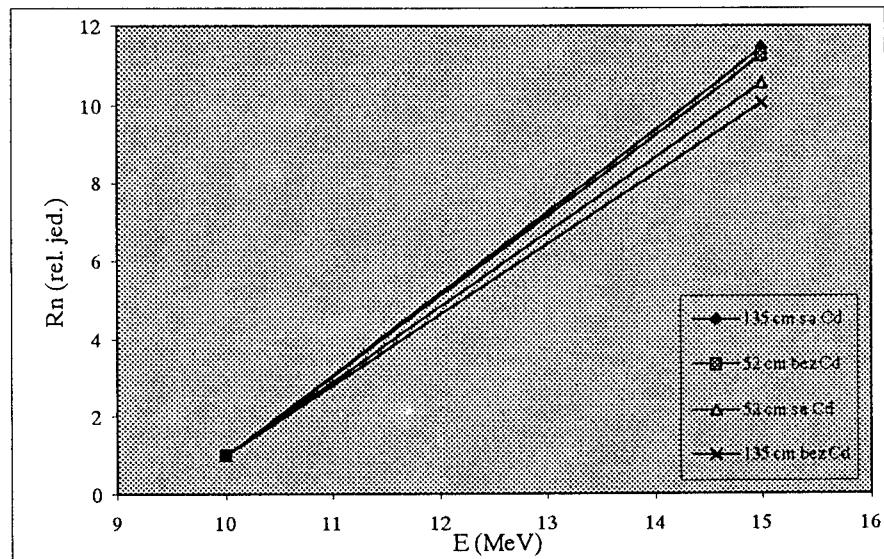
Tabela 4.4.

$d (\text{cm})$	$N_{\gamma(n)} (\text{c}/\text{ks}) \cdot 10^3$		$R_n (\text{s}^{-1}) \cdot 10^{-18}$	
	sa Cd	bez Cd	sa Cd	bez Cd
10 MeV	135	1.64 (4)	4.19 (9)	0.13 (2)
	52	1.45 (4)	1.78 (4)	0.20 (3)
15 MeV	135	19.5 (3)	46.8 (7)	1.51 (22)
	52	18.12 (29)	29.6 (4)	2.15 (31)

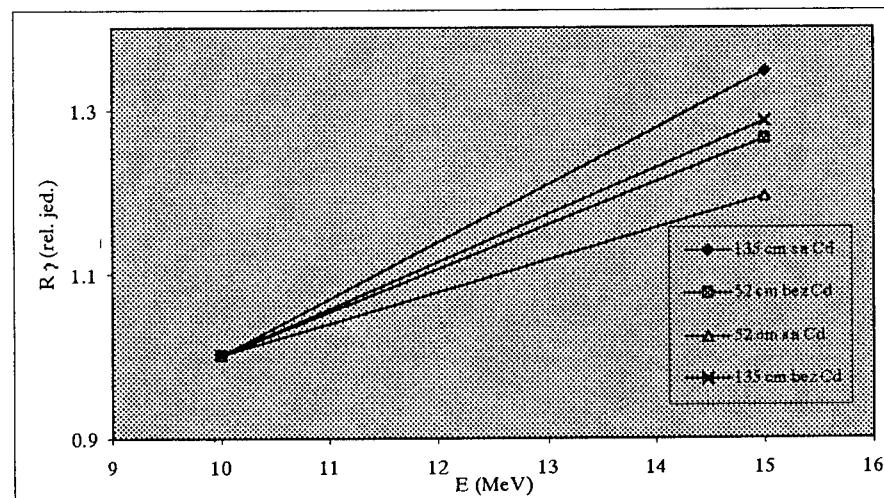
Tabela 4.5.

$d (\text{cm})$	$N_{\gamma(\gamma)} (\text{c}/\text{ks}) \cdot 10^3$		$R_\gamma (\text{s}^{-1}) \cdot 10^{-18}$	
	sa Cd	bez Cd	sa Cd	bez Cd
10 MeV	135	4.03 (8)	4.14 (10)	1.01 (13)
	52	22.7 (4)	21.1 (3)	6.24 (81)
15 MeV	135	5.45 (11)	5.46 (12)	1.36 (18)
	52	28.1 (4)	26.8 (4)	7.44 (96)

Na slikama 4.9. i 4.10. grafički su prikazani dobijeni rezultati.



Slika 4.9. Energetska zavisnost verovatnoće aktivacije zahvatom neutrona na ^{115}In



Slika 4.10. Energetska zavisnost verovatnoće fotoaktivacijom ^{115}In

Neodređenost veličine R_n je od 14 do 15% a veličine R_γ od 12 do 13%.

4.2. ODREĐIVANJE NEUTRONSKE DOZE

Ulagana doza direktnih neutrona definiše se [Kr 99A] kao energija koju ovi neutroni predaju jedinici mase ozračenog tkiva u jedinici vremena (4.6.):

$$D_u = \frac{\Delta E}{\Delta m \cdot t} \quad (4.6.)$$

Ona je direktno proporcionalna veličina neutronskom fluksu. Ustanovljeno je da se ova veza može izraziti kao:

$$D_u \left[\frac{\text{rad}}{\text{min}} \right] = \Phi_e \cdot k \quad (4.7.)$$

gde je k empirijski određen [Na 86] konverzionalni faktor fluksa-doza koji iznosi:

$$k = 2.47 \cdot 10^{-7} \frac{\text{rad/min}}{\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}}.$$

U poglavlju 3, navedena je mogućnost određivanja fluksa epitermalnih i termalnih neutrona (Φ_e i Φ_T) nastalih (γ, n) reakcijama na elementima akceleratorskog sistema znajući verovatnoću aktivacije koju brzi i brzi i termalni neutroni (R_e i R_{uk}) zajedno mogu izazvati (n, γ) reakcijama na aktivacionom detektoru (izraz 4.2.). Koristeći vrednosti R_e i R_{uk} iz tabele 4.4. i znajući da vrednost rezonantnog integrala I za detektor od indijuma iznosi 2695 (115) barna [Gr 87], da efikasni presek za zahvat termalnih neutrona σ_T za aktivacioni detektor od indijuma iznosi 162.3 (7) barna [Gr 87] i maksimalna energija E_{max} za akceleratorski proizvedene neutrone iznosi oko 10 MeV-a [Na 86] dobijene su vrednosti Φ_e i Φ_T i prikazane u tabelama 4.6. i 4.7.

Tabela 4.6.

	$d \text{ (cm)}$	$\Phi_e (\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}) \cdot 10^4$
10 MeV	52	0.12 (2)
	135	0.08 (1)
15 MeV	52	1.33 (19)
	135	0.93 (14)

Tabela 4.7.

	$d \text{ (cm)}$	$\Phi_T (\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}) \cdot 10^4$
10 MeV	52	0.11 (4)
	135	0.19 (4)
15 MeV	52	1.35 (43)
	135	1.80 (42)

Do sada je fluks epitermalnih neutrona procenjivan na osnovu reakcije $^{31}P(n,p)^{31}Si$ [Na 86]. Vreme poluraspada nastalog ^{31}Si je 2.62 h i tom prilikom emituje β -zračenje energije 1.48 MeV-a (99%) i γ -zračenje energije 1.26 MeV-a (0.07%). Energetski prag za ovu reakciju je na oko 0.7 MeV-a, što je ujedno i mana ovog metoda jer "ne vidi" sve emitovane neutrone, za razliku od metoda korišćenog u ovom radu. Uprkos svim manama pomenutog metoda zasnovanog na neutronskom zahvatu na ^{31}P on je pogodan za primenu u kliničkim uslovima jer ne zahteva sofisticiranu tehniku, sem tečnog scintilacionog brojača zbog čega predstavlja osetljiv metod sa aspekta hemije.

Uobičajeno je u praksi da se neutronska doza daje u odnosu na fotonsku dozu čija je brzina za datu terapijsku mašinu konstantna. Pošto je brzina tretmanske doze (tzv. γ -doza) kod 10 i 15 MeV-skog akceleratora dobro poznata i iznosi 3 Gy/min=300 rad/min (1 Gy=100 rad), može se zaključiti da se za 1 min ozračivanja, pacijentu saopšti 300 cGy ove doze, tj. $D_u = \Phi_e \cdot k \left[\frac{\text{rad}}{300 \text{cGy}} \right]$. Zbog toga se neutronske doze po cGy tretmanske doze dobija iz relacije (4.8.)

$$D_u \left[\frac{n \text{ rad}}{\gamma \text{ cGy}} \right] = \frac{\Phi_e \cdot k}{300} \quad (4.8.)$$

U praksi je običaj da se izrazi integralna doza koja u ovom slučaju predstavlja [Kr 99A] energiju koju direktni neutroni unesu sa sobom u ozračeno telo u jedinici vremena (4.9.):

$$D_{in} = \frac{\Delta E}{\Delta t} \quad (4.9.)$$

Na osnovu formula 4.6. i 4.9. sledi da se integralna doza može odrediti iz ulazne doze i mase ozračenog tela ($D_{in} = D_u \cdot \Delta m$). Ova masa izračunata je iz proizvoda gustine tkiva i zapreminе ozračenog tela ($\Delta m = \rho \cdot V$). Ako je poznata srednja vrednost slobodnog puta neutrona, koja određuje dubinu tkiva do koje oni dosežu i jednaka je recipročnoj vrednosti doznog atenuacionog koeficijenta ($d = 1/\lambda$), onda je zapremina ozračenog tkiva određena proizvodom površine kože izložene neutronima S i njihovog slobodnog puta ($V = S \cdot d$). Na osnovu toga sledi:

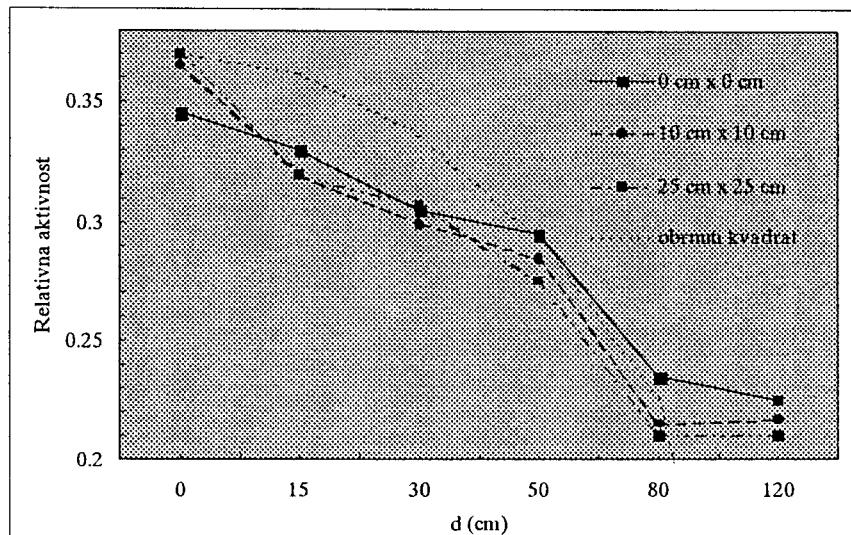
$$D_{in} \left[\frac{n \text{ } gcGy}{\gamma \text{ } cGy} \right] = D_u S \rho \frac{1}{\lambda} \quad (4.10)$$

Koristeći vrednosti za fluks epitermalnih neutrona Φ_e , date u tabeli 4.6., i izraze 4.8. i 4.10. izračunate su vrednosti ulazne D_u i integralne D_{in} doze termalnih neutrona za dve distance od izvora zračenja (152 cm i 52 cm) i fotonske snopove energija 15 i 10 MeV-a. Uzeto je da je veličina površine izložene ovim neutronima $S=100 \text{ cm}^2$, gustina tkiva $\rho=1g/cm^3$, a dozni ateunacioni koeficijent za brze neurone u tkivu $\lambda=0.12 \text{ cm}^{-1}$ [Na 84].

Tabela 4.7.

	$d \text{ (cm)}$	$D_u \left[\frac{n \text{ rad}}{\gamma \text{ cGy}} \right] \cdot 10^{-5}$	$D_{in} \left[\frac{n \text{ gcGy}}{\gamma \text{ cGy}} \right] \cdot 10^{-2}$
10 MeV	52	0.10 (2)	0.08 (2)
	135	0.07 (1)	0.06 (1)
15 MeV	52	1.09 (16)	0.91 (13)
	135	1.77 (11)	0.64 (9)

Za rasejane neurone ne postoji empirijska relacija koja bi povezivala fluks sa dozom. Zbog toga se na osnovu fluksa određuje integralna doza a iz zapremine ozračenog dela tela procenjuje kolika bi bila ulazna doza. Fluks višestruko rasejanih neutrona je procenjen iz krive zavisnosti relativne aktivnosti ^{116m}In , izazvane neutronskim zahvatom epitermalnih neutrona na ^{115}In , od rastojanja od centra radijacionog polja [Kr 99]. Uz pretpostavku da se broj nerasejanih fotona grubo ponaša kao funkcija $1/r^2$, na slici 4.11. se može videti da na oko 80 cm od ose snopa neutronski fluks počinje bitno da odstupa od ove funkcije. To se može objasniti prisustvom višestruko rasejanih neutrona. Procenjeno je da je broj rasejanih neutrona oko 58% od broja detektovanih direktnih neutrona na osi fotonskog snopa.



Slika 4.11. Zavisnost relativne aktivnosti ^{116m}In izazvane neutronskim zahvatom termalnih neutrona na ^{115}In od rastojanja od centra radiacionog polja

Na osnovu procene fluksa rasejanih neutrona, određena je integralna doza korišćenjem izraza 4.11. preuzetog iz reference [Na 84].

$$D_{in} \left[\frac{n}{\gamma cGy} \right] = 0.58 \cdot \Phi_e \left[\frac{1}{cm^2 \gamma cGy} \right] \cdot \bar{E} [MeV] \cdot 1.602 \cdot 10^{-8} \frac{gcGy}{MeV} \cdot S [cm^2] \quad (4.11.)$$

\bar{E} je srednja energija višestruko rasejanih neutrona koja je procenjena da iznosi 0.4 MeV-a, S predstavlja površinu izloženu neutronima a Φ_e fluks brzih neutrona, izražen u jedinicama $\frac{1}{cm^2 \gamma cGy}$, gde je znajući brzinu za dozu terapijskih mašina koja iznosi $300 \frac{\gamma cGy}{min}$ dobijeno da $\frac{1}{cm^2 \gamma cGy} = \frac{1}{cm^2 \frac{1}{300} min} = \frac{300}{cm^2 60s} = 5 \cdot \frac{1}{cm^2 s}$. Prevođenjem jedinice za energiju MeV-a u $gcGy$ koji se sreću u literaturi koja iznosi podatke o dozama dobijeno je sledeće:

$$1 \text{ MeV} = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ J} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ cJ}$$

Znajući da je $cJ = 10^3 \text{ gcGy}$ konačno dobijamo:

$$1 \text{ MeV} = 1.6 \cdot 10^8 \text{ gcGy}$$

Rasejani neutroni ne zavise od otvora kolimatora zato što oni dolaze rasejani iz raznih delova akceleratorske glave. Konvencijom je za potrebe procene ove doze prepostavljeno da se na 1 m rastojanja ovim neutronima ozrači neka površina od $(30 \times 100) \text{ cm}^2$. Za potrebe naše procene određeno je koliko bi to polje bilo na 52 i 135 cm. Dobijeno je da veličina radiacionog polja na 52 cm od fokusa iznosi $(30 \times 52) \text{ cm}^2$ a na 135 cm $(30 \times 135) \text{ cm}^2$.

U tabeli (4.8.) date su vrednosti za integralnu dozu višestruko rasejanih neutrona D_{in} dobijene korišćenjem formule 4.11. za dve distance i dve energije fotonskog snopa.

Tabela 4.8.

	$d \text{ (cm)}$	$S \text{ (cm}^2)$	$D_{in}' \left[\frac{n \text{ } gcGy}{\gamma \text{ } cGy} \right]$
10 MeV	52	1560	0.035 (6)
	135	4050	0.060 (7)
15 MeV	52	1560	0.386 (55)
	135	4050	0.700 (105)

Pošto integralna doza brzih rasejanih neutrona D_{in}' predstavlja ukupnu energiju koju ovi neutroni predaju određenoj zapremini ozračenog tela po cGy tretmanske doze, njihova ulazna doza D_u' koja predstavlja energiju koja uđe kroz površinu izloženu radijaciji po cGy fotonske doze možemo odrediti korišćenjem izraza 4.12.

$$D_u' \left[\frac{n \text{ } cGy}{\gamma \text{ } cGy} \right] = \frac{D_{in}' \left[\frac{n \text{ } gcGy}{\gamma \text{ } cGy} \right]}{V \cdot \rho} \quad (4.12.)$$

gde je V zapremina i ρ gustina tkiva izloženog višestruko rasejanim neutronima. Kao i u proračunima doze brzih neutrona ova zapremina je dobijena iz proizvoda ozračene površine i recipročne vrednosti doznog atenuacionog koeficijenta za brze rasejane neurone ($\lambda=0.20 \text{ cm}^{-2}$) [Na 84]. Veličine radijacionih površina za distance 52 cm i 135 cm od fokusa određene su ranije za potrebe izračunavanja integralne doze rasejanih neutrona (tabela 4.8.).

U tabeli (4.9.) date su dobijene vrednosti za ulaznu dozu višestruko rasejanih neutrona D_u' na osnovu formule 4.12., za fotonske snopove energija 10 i 15 MeV-a, a zapremine tkiva izložene fluksu višestruko rasejanih neutrona za distance od 52 cm i 135 cm dobijeno je da iznose 7800 cm^3 i 20250 cm^3 respektivno.

Tabela 4.9.

	$d \text{ (cm)}$	$V \text{ (cm}^3)$	$D_u' \left[\frac{n \text{ } cGy}{\gamma \text{ } cGy} \right] \cdot 10^{-5}$
10 MeV	52	7800	0.45 (8)
	135	20250	0.30 (3)
15 MeV	52	7800	4.95 (71)
	135	20250	3.46 (52)

4.3. ZAVISNOST R_n/R_γ OD ENERGIJE

Kao što je ranije rečeno, kontrola varijacije maksimalne energije fotonskog spektra može da se vrši metodama zasnovanim na fotoaktivacionom merenju. U ovom radu kao indikator ove promene korišćen je odnos verovatnoća aktivacije fotopobuđivanjem i neutronskim zahvatom na ^{115}In (R_n/R_γ). Odnos ovih verovatnoća dat je u izrazu 4.13.:

$$\frac{R_n}{R_\gamma} = \frac{\lambda_n \cdot N_{\gamma(n)} \cdot \epsilon_\gamma \cdot p_{\gamma(\gamma)} \cdot e^{-\lambda_\gamma \Delta t} (1 - e^{-\lambda_\gamma t_m}) (1 - e^{-\lambda_n t_\pi})}{\lambda_\gamma \cdot N_{\gamma(\gamma)} \cdot \epsilon_n \cdot p_{\gamma(n)} \cdot e^{-\lambda_n \Delta t} (1 - e^{-\lambda_n t_m}) (1 - e^{-\lambda_n t_\pi})} \quad (4.13.)$$

U ranijim poglavlјima dat je detaljan opis kriterijuma za odabir ^{115}In za aktivacioni detektor, načina njegovog ozračivanja kao i opis detektorskog sistema kojim su obavljena spektroskopska merenja. Šva vremena ozračivanja t_π , hlađenja Δt i merenja t_m nalaze se u tabeli 4.3. Rezultati spektroskopskih merenja $N_{\gamma(n)}$ i $N_{\gamma(\gamma)}$ prikazani su u tabelama 4.4. i 4.5. Vrednosti konstanti radioaktivnog raspada ^{115m}In i ^{116m}In λ_γ i λ_n navedene su u poglavlju 4.1.5. a $p_{\gamma(n)}$ i $p_{\gamma(\gamma)}$ su kvantni prinosi na energijama 1293.54 keV-a i 336.20 keV-a čije su vrednosti date u tabeli 4.2.

Prilikom izračunavanja odnosa R_n/R_γ , gde figurišu odnosi totalnih efikasnosti na energijama 1293.54 keV-a i 336.20 keV-a ($\epsilon_\gamma/\epsilon_n$), nisu korišćene pojedinačne vrednosti za totalnu efikasnost detektora očitane sa krive energijske zavisnosti efikasnosti za kalibracioni izvor od uranil nitrata. Na taj način je izbegnuto da konačan rezultat (R_n/R_γ) bude dobijen sa velikom eksperimentalnom greškom koja bi poticala od relativno velike (10 do 15%) neodređenosti apsolutne efikasnosti.

Prilikom određivanja odnosa R_n/R_γ korišćene su krive efikasnosti za tačkasti izvor. Naime, odnos totalnih efikasnosti cilindričnog izvora određen je sledećim izrazom:

$$\frac{\epsilon^\gamma}{\epsilon^n} = \frac{\epsilon_g^\gamma \cdot \epsilon_d^\gamma(E_\gamma)}{\epsilon_g^n \cdot \epsilon_d^n(E_n)} \quad (4.14)$$

gde su sa ϵ^γ i ϵ^n prikazane totalne efikasnosti cilindričnog izvora, sa ϵ_g^γ i ϵ_g^n geometrijske efikasnosti cilindričnog izvora a sa $\epsilon_d^\gamma(E_\gamma)$ i $\epsilon_d^n(E_n)$ sopstvene efikasnosti detektora na energijama E_γ i E_n respektivno. Ako su obe linije snimljene u identičnim geometrijskim uslovima i u isto vreme, geometrijske efikasnosti se mogu skratiti, tako da se odnos totalnih efikasnosti $\epsilon^\gamma/\epsilon^n$ cilindričnog izvora može aproksimirati odnosom sopstvenih efikasnosti detektora što je prikazano u izrazu (4.15):

$$\frac{\epsilon^\gamma}{\epsilon^n} \approx \frac{\epsilon_d^\gamma(E_\gamma)}{\epsilon_d^n(E_n)} \quad (4.15.)$$

Odnos totalnih efikasnosti tačkastog izvora ($\epsilon^\gamma/\epsilon^n$)_T na energijama E_γ i E_n određen je sledećim izrazom:

$$\left(\frac{\epsilon^\gamma}{\epsilon^n} \right)_T = \frac{\left(\epsilon_g^\gamma \right)_T \cdot \epsilon_d^\gamma(E_\gamma)}{\left(\epsilon_g^n \right)_T \cdot \epsilon_d^n(E_n)} \quad (4.16.)$$

gde su $(\varepsilon_g^\gamma)_T$ i $(\varepsilon_g^n)_T$ geometrijske efikasnosti tačkastih izvora a $\varepsilon_d^\gamma(E_\gamma)$ i $\varepsilon_d^n(E_n)$ sopstvene efikasnosti detektora na energijama E_γ i E_n . Kao i u slučaju cilindričnog izvora ako su identični uslovi u kojim su dobijene obe linije, geometrijske efikasnosti se mogu skratiti, pa se odnos totalne efikasnosti tačkastog izvora $(\varepsilon^\gamma/\varepsilon^n)_T$ može aproksimirati odnosom sopstvenih efikasnosti detektora tj.:

$$\left(\frac{\varepsilon^\gamma}{\varepsilon^n} \right)_T \approx \frac{\varepsilon_d^\gamma(E_\gamma)}{\varepsilon_d^n(E_n)} \quad (4.17.)$$

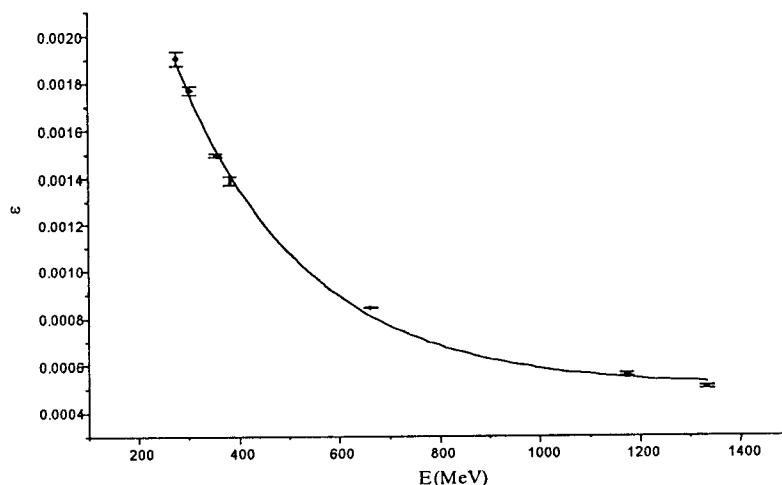
Iz tog razloga, odnos totalnih efikasnosti kod cilindričnog izvora može se aproksimirati odnosom totalnih efikasnosti tačkastog izvora.

Snimanje krive totalne efikasnosti tačkastog izvora, sastoji se u snimanju γ -spektara kalibracionih izvora, tako da se dobije dovoljan broj vrednosti za ε na raznim energijama, za energetski interval od interesa. Pošto je aktivnost A_0 kalibracionih izvora u trenutku proizvodnje precizno definisana, a iz snimljenih spektara se može odrediti intenzitet određene γ -linije izražen u broju detektovanih impulsa pod vrhom totalne apsorpcije (N), tada se totalna fotopik efikasnost za određenu energiju dobija iz relacije (4.18.):

$$\varepsilon = \frac{N}{A_0 e^{\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} p_\gamma} = \frac{N}{A_0 2^{\frac{t}{T_{1/2}}} p_\gamma} \quad (4.18.)$$

gde je t vreme proteklo od datuma proizvodnje kalibracionog izvora, $T_{1/2}$ period poluraspada kalibracionog izvora i p_γ kvantni prinos za fotone određene energije.

Dobijena kalibraciona kriva prikazana je na slici (4.12.)



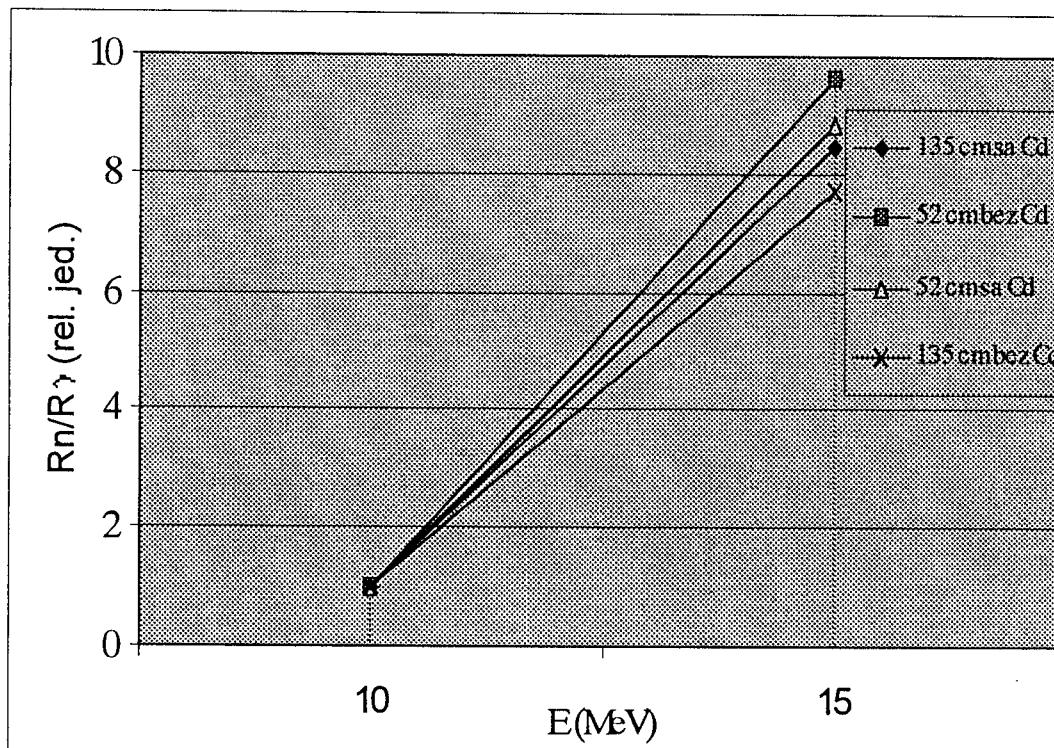
Slika 4.12. Energetska zavisnost efikasnosti za tačkasti izvor

Sa grafika totalne efikasnosti tačkastih izvora dobijeno je da odnos totalnih efikasnosti kod cilindričnog uzorka na energijama 336.258 keV-a i 1293.54 keV-a iznosi $\epsilon(336.2) / \epsilon(1293.5) = 3.10$.

Dobijene vrednosti R_n/R_γ za fotonske snopove energija 10 i 15 MeV-a, u slučaju brzih i svih neutrona i za dve distance od fokusa, dati su u tabeli (4.10.) i na grafiku 4.13.

Tabela 4.10.

d (cm)	R_n/R_γ			
	10 MeV		15 MeV	
	<i>brzi neutroni</i>	<i>svi neutroni</i>	<i>brzi neutroni</i>	<i>svi neutroni</i>
52	0.054 (2)	0.102 (3)	0.483 (14)	0.993 (27)
135	0.218 (8)	0.682 (25)	1.854 (58)	5.335 (173)



Slika 4.13. Energetska zavisnost odnosa R_n/R_γ

Analiza eksperimentalnih rezultata iz tabele 4.10. išla je u smjeru izdvajanja najboljeg iz grupe predloženih rešenja za praćenje varijacije maksimalne energije fotonskog spektra u kliničkim uslovima. U tom cilju, razmatran je uticaj distance od fokusa kao i zahvat svih i samo epitermalnih neutrona na aktivacionom detektoru. Vrednosti R_n izračunate sa greškom od 2 do 3%. Sa slike 4.13., može se videti da je najveća osjetljivost ovog metoda za slučaj kada je rastojanje fokus-meta 52 cm i kada se posmatra neutronski zahvat svih neutrona. Utvrđeno je da se tom prilikom promenom energije fotonskog snopa za samo 0.05 MeV-a odnos R_n/R_γ menja za 1%. Neodređenost energije snopa za određenu vrednost procentualne dubinske doze iznosi oko 3 MeV-a za vrednosti energija unutar intervala od 10 do 15 MeV-a. Međutim, pošto klinički uslovi zahtevaju brz metod, moralo se voditi računa i da predloženo rešenje u što

kraćem vremenskom intervalu obezbedi visoku indukovani aktivnost u meti tj. visoku verovatnoću aktivacije. To bi ujedno obezbedilo i manju grešku prilikom određivanja veličine R_n/R_γ jer bi u tim uslovima i detektovani odbroj bio veći. Ako se posmatra veličina R_γ (tabela 4.5.) može se videti da se njene vrednosti bitno ne razlikuju u slučaju sa i bez kadmijuma i da su razlike u vrednostima posledica eksperimentalne greške. Naravno, pošto je broj emitovanih fotona (γ, γ') reakcijom na ^{115}In obrnuto srazmeran kvadratu rastojanja od izvora zračenja, broj detektovanih fotona, pa tako i vrednost R_γ na distanci 52 cm od fokusa je veći nego na 135 cm. Vrednosti veličine R_n su svega 2 do 3 puta veće pri zahvatu svih neutrona u odnosu na dobijene vrednosti prilikom zahvata samo brzih neutrona na ^{115}In , i to nije značajna razlika (tabela 4.4.). Pored toga, doprinos termalnih neutrona, čiji broj zavisi od geometrije i ostalih osobina sobe u kojoj je smešten akceleratorski sistem je 50 do 70% vrednosti R_n bez Cd. Analogno, doprinos brzih neutrona, čiji broj zavisi od karakteristika akceleratorskog sistema gde se oni produkuju, predstavlja 30 do 50% vrednosti R_n bez Cd. S obzirom na to, odnos R_n/R_γ sa Cd najbolje oslikava varijaciju maksimalne energije fotonskog spektra. Pošto je vrednost veličine R_n sa Cd veća na 52 cm nego na 135 cm od izvora zračenja, može se zaključiti da najbolje rešenje za praćenje varijacije maksimalne energije fotonskog snopa bi bilo ako bi se pratio odnos R_n/R_γ na što bližoj distanci od fokusa i za slučaj zahvata brzih neutrona.

ZAKLJUČAK

U okolini akceleratorskog sistema, uočeno je merljivo prisustvo neutrona. Ovi neutroni su nastali (γ, n) reakcijama u materijalima elemenata akceleratorskog sistema, pošto je energetski prag za ove reakcije relativno nizak. U prvom delu rada izvršena je procena neutronske doze epitermalnih neutrona koje primi pacijent u toku radijacione terapije. Dozni doprinos direktnih neutrona procenjen je na osnovu fluksa ovih neutrona, koji je dobijen aktivacionom tehnikom (n, γ) reakcijama na indijumskoj meti koja je bila smeštena u kadmijumski lim (izraz 4.8.). Kadmijumska zaštita je imala ulogu eliminacije termalnih i propuštanje epitermalnih neutrona. Dobijene vrednosti fluksa direktnih neutrona kao i ulazne i integralne doze koju oni stvaraju za dve distance od izvora zračenja i dve energije fotonskog snopa date su u tabelama 4.6. i 4.7.

Prilikom izračunavanja doze rasejanih brzih neutrona, bilo je potrebno izračunati fluks ovih neutrona. On je procenjen iz krive zavisnosti relativne aktivnosti ^{116}In , izazvane neutronskim zahvatom epitermalnih neutrona na ^{115}In od rastojanja od centra radijacionog polja. Dobijeno je da fluks rasejanih brzih neutrona predstavlja 58% od fluksa direktnih neutrona na osi fotonskog snopa.

Analizom dobijenih rezultata, može se videti da fluks brzih neutrona opada sa rastojanjem od izvora zračenja. Međutim, ta zavisnost blago odstupa od inverzne kvadratne zavisnosti što se objašnjava činjenicom da se izvorom neutrona mogu smatrati svi konstrukcioni elementi akceleratorske glave a ne samo meta. Dobijene vrednosti neutronske doze su nezavisne od rastojanja od fokusa i njihove vrednosti su mnogo manje od standarda koji propisuju vrednosti neutronske doze na 0.1% od fotonske doze, s tim da su za slučaj 10 MeV-skog snopa ove vrednosti još za jedan red vrednosti veličine manje od istih vrednosti kod 15 MeV-skog snopa.

U prvom delu rada vršena je i procena fluksa termalnih neutrona takođe aktivacionom tehnikom korišćenjem (n, γ) reakcija na indijumskoj meti sa i bez kadmijumske zaštite (izraz 3.11.). Dobijeni rezultati su prikazani u tabeli 4.7. Može se videti da fluks termalnih neutrona raste sa povećanjem rastojanja od izvora zračenja, pošto se termalizacija brzih neutrona najviše vrši na zidovima i podu sobe u kojoj je smešten akceleratorski sistem.

Jedna od primena fotoneutrona nastalih (γ, n) reakcijama u svim konstrukcionim elementima akceleratora zahvaćenim fotonskim snopom, jeste i za kontrolu varijacije maksimalne energije fotonskog spektra. To proizilazi, kao što je već ranije prikazano, iz činjenice da se broj fotoneutrona menja za nekoliko redova veličine u opsegu od 6 do 20 MeV pa bi verovatnoća aktivacije (n, γ) reakcijom na aktivacionom detektoru trebala dobro da oslikava varijaciju maksimalne energije fotonskog spektra. Na slici 4.9. prikazana je energijska zavisnost verovatnoće aktivacije termalnim i svim neutronima zahvatom na ^{115}In (R_n) za dve distance od izvora zračenja dobijena korišćenjem vrednosti iz tabele 4.4. Ova veličina je oštra funkcija energije u energetskom intervalu od 10 do 15 MeV-a. Međutim, na aktivnost ^{115}In utiče i moguća varijacija akceleratorske struje kao i specifičnosti geometrijskih uslova pri izvođenju spektroskopskih merenja, pa veličina R_n u ovom radu nije korišćena kao najbolje rešenje za praćenje varijacije maksimalne energije fotonskog spektra. U tu svrhu korišćen je odnos verovatnoća aktivacije neutronskim zahvatom i fotoaktivacijom na ^{115}In kao aktivacionom detektoru (R_n/R_γ) čime je uticaj prethodnih faktora eliminisan. Praćeno je kako ovaj odnos zavisi od distance od izvora zračenja i od zahvata

epitermalnih i svih neutrona zajedno, zbog čega je kadmijumska zaštita aktivacionog detektora ponovo upotrebljena za eliminaciju termalnih neutrona. Dobijena vrednost za R_n/R_γ dati su u tabeli (4.10.), a na slici 4.13. grafički su prikazani dobijeni rezultati. Takođe, na slici 4.10. grafički je data energetska zavisnost R_γ za različite distance od izvora i slučaj zahvata svih i samo epitermalnih neutrona, što je dobijeno korišćenjem rezultata iz tabele (4.5.). Može se primetiti da je R_γ generalno sporije raste od R_n sa energijom što se direktno odražava na to da i odnos R_n/R_γ sporije raste sa energijom od R_n . Međutim, odnos R_n/R_γ još uvek jako dobar indikator za utvrđivanje varijacije maskimalne energije fotonskog snopa linearног terapijskog akceleratora, u opsegu od 10 do 15 MeV-a on se menja za red veličine.

Klinički uslovi zahtevaju metod koji obezbeđuje veoma brzu analizu maksimalne energije fotonskog snopa koji se koristi u radioterapiji. Metod korišćen u ovom radu, zasnovan na fotoaktivacionom merenju, da bi bio konkurentan sa stanovišta brzine vršenja analize drugim metodima, neophodno je da obezbedi dovoljnu indukovani aktivnost u aktivacionom detektoru u što kraćem vremenskom intervalu tj. da je verovatnoća aktivacije što veća. To znači da u istom vremenskom intervalu odbroj N_γ koji se detektuje, treba da bude što veći čime se postiže da je greška napravljena prilikom izračunavanja veličina R_n i R_γ manja. Analizom rezultata iz ovog rada, može se videti da su male razlike između vrednosti R_γ za slučaj sa i bez kadmijuma u okviru eksperimentalne greške, a da bi se postigla veća tačnost ove veličine prilikom njenog eksperimentalnog određivanja, trebalo bi vršiti fotoaktivaciju mete na manjoj distanci od fokusa zbog većeg odbroja. Vrednosti veličine R_n su za slučaj zahvata brzih neutrona zanemarljivo malo veće od istih vrednosti za slučaj zahvata brzih i termalnih zajedno. Međutim, verovatnoća aktivacije brzim neutronima zavisi od karakteristika akceleratorskog sistema a ne geometrije i ostalih karakteristika sobe u kojoj je on smešten a od čega zavisi verovatnoća aktivacije termalnim neutronima. Pored toga, doprinos brzih neutrona je od 30 do 50% vrednosti R_n dobijene za slučaj zahvata svih neutrona. Zbog svega navedenog može se reći da vrednosti verovarneće aktivacije zahvatom brzih neutrona najbolje oslikavaju varijaciju maksimalne energije fotonskog spektra i to na manjoj distanci od fokusa kada se dobijaju veće vrednosti odbroja.

LITERATURA

- [Bi 97] I. Bikit, M. Krmar, J. Slivka, I. Aničin, D. Krpić, M. Vesković: *Interakcija elektrona i supstancije*, Elektron - sto godina od otkrića, poglavlje u monografiji, (1997).
- [Br 86] E. Brownw, R. Firestone: *Table of Radioactive Isotopes*, John Wilay and Sons, New York, (1986).
- [Gr 84] E. Gryntakis, D. E. Cullen, G. Mundi: *Thermal neutron cross-section and infinite dilution resonance integrals in Handbook on Nuclear Activation date*, IAEA Vienna, (1987).
- [Gr 89] D. Green: *Linear Accelerators for Radiation Therapy*, Adam Higler ltd, Bristol in collaboration with the Hospital Physicists Association, (1989).
- [Dt 83] *Depth dose tables for use in radiotherapy*, B. J. Radiology (Sappl. 17) (1983).
- [Dy 73] A. H. Dyson: *X-rays in Atomic and Nuclear Physics*, Longman Group Limitid, London, (1973).
- [Kr 98] M. Krmar, J. Slivka, I. Bikit, A. Rudić, Lj. Čonkić: *Bremsstrahlung endpoint energy monitoring by ^{115}In activation detector*, Nuclear instruments and methods in physics research 414, 182-185, (1998).
- [Kr 99] M. Krmar, J. Slivka, I. Bikit, Lj. Čonkić: *^{115}In as a pprobe for the characterization of therapy bremsstrahlung beams and the detection of photoneutrons*, Medical Physics 26(4), 564-569, (1999).
- [Kr 99A] M. Krmar, A. Rudić, J. Slivka, Ž. Đuričić, I. Bikit, Lj. Čonkić, N. Žikić: *Procena neutronske doze u okolini terapijskih akceleratora*, XX Jugoslovenski simpozijum za zaštitu od zračenja, zbornik radova, (1999).
- [Na 84] R. Nath, E. R. Epp, J. S. Langhlim, W. P. Swanson, V. P. Bond: *Neutrons from high-energy x-rays medical accelerators: An estimate of risk to the radiotherapy patient*, Medical Physics 11(3), 231-240, (1984).
- [Na 86] R. Nath, A. L. Boyer, P. D. La Riviere, R. C. McCall, K. W. Price: *Neutron measurements around high energy x-ray radiotherapy machines*, AAPM reprint 19, (1986).
- [Se 53] E. Segre: *Experimental nuklear physics*, John Wiley and Sons, New York, (1953)
- [Se 73] S. M. Seltzer, M. J. Berger, Physical Review C, 7, 858-861, (1973).
- [Sc 51] L. J. Schiff: *Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung*, Physical Review 83, 252-254, (1951).
- [Fo 87] B. Forkman, R. Peterson: *Photonuclear Cross-Sections In: Handbook on Nuclear Activation Date*, 631-807, IAEA, Viena, (1987)
- [He 54] W. Heitler: *Radiation prosesses in first approximation In: The Qantum Theory of Radiation*, 248-256, Oxford Univ. Press London, Third Edition, (1954).

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: Diplomski rad

VR

Autor: Rokvić Tatjana, br. dos. 91/92

AU

Mentor: Dr Miodrag Krmar, docent PMF Novi Sad

MN

Naslov rada: Fotoneutroni u okolini linearnih terapijskih akceleratora, neke mogućnosti njihove primene i procena neutronske doze

NR

Jezik publikacije: Srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: Srpski

JI

Zemlja publikovanja: Jugoslavija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 1999.

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad

MA

Fizički opis rada: (5 / 40 / - / 10 / 27 / - / -)

(broj poglavlja/strana/lit citata/tabela/slika/grafika/priloga)

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica / Ključne reči: Fotoneutroni, neutronska doza, maksimalna energija zakočnog zračenja, linearni terapijski akcelerator

PO

UDK:

Čuva se: Biblioteka Instituta za fiziku, PMF, Novi Sad
ČU

Važna napomena: Nema
VN

Izvod: U prvom delu rada je vršena procena neutronske doze koju primi pacijent za vreme radijacione terapije od neutrona koji nastaju fotonuklearnim reakcijama u akceleratorskoj glavi. U drugom delu rada, razmatran je uticaj geometrije i energije neutrona na senzitivnost aktivacionog metoda pomoću ^{115}In za određivanje varijacije maksimalne energije fotonskog spektra.

IZ

Datum prihvatanja teme od strane NN veća: 31.03.1999.
DP

Datum odbrane: 08.07.1999.
DO

Članovi komisije:

Predsednik: Dr Ištvan Bikit, redovni profesor, PMF, Novi Sad

Član: Dr Miodrag Krmar, docent, PMF, Novi Sad

Član: Dr Jaroslav Slivka, vanredni profesor, PMF, Novi Sad

Član: Dr Božidar Vujičić, vanredni profesor, PMF, Novi Sad

KO