

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU

D I P L O M S K I R A D

ODREĐIVANJE PRAGA DETEKCIJE POJEDINIH ELEMENATA

FOTOAKTIVACIONOM ANALIZOM

mentor:

Dr Istvan Bikit

kandidat:

Dragan Milivojević

1990.

S A D R Ž A J

| | |
|--|----|
| 1. UVOD..... | 1 |
| 2. AKCELERATORI..... | 2 |
| 2.1. LINEARNI AKCELERATORI..... | 2 |
| 2.2. AKCELERATORI SA TALASOVODOVIMA..... | 2 |
| 2.3. AKCELERATORSKI SISTEM..... | 4 |
| 3. ZAKOĆNO ZRAČENJE..... | 8 |
| 4. FOTONUKLEARNE REAKCIJE..... | 14 |
| 5. AKTIVACIJA FOTONUKLEARNOM REAKCIJOM..... | 16 |
| 6. EKSPERIMENTALNI RAD..... | 18 |
| 6.1. IZBOR IZOTOPA..... | 18 |
| 6.2. OZRAČIVANJE METE..... | 19 |
| 6.3. MERENJE..... | 23 |
| 7. OBRADA REZULTATA MERENJA..... | 30 |
| 7.1. ODREDIVANJE EFIKASNOSTI DETEKTORA ϵ | 30 |
| 7.2. ODREDIVANJE VEROVATNOĆE DEŠAVANJA NUKLEARNE REAKCIJE $\int \sigma \phi dE$ | 40 |
| 7.3. AKTIVACIONA ANALIZA..... | 42 |
| 7.4. ODREDIVANJE MINIMALNOG INTENZITETA γ -LINIJE..... | 43 |
| 8. ZAKLJUČAK..... | 47 |
| LITERATURA..... | 48 |

1. UVOD

Cilj ovog rada je bio da se razradi metodologija za odredjivanje minimalne koncentracije izotopa u nekom uzorku, tj. odredjivanje praga detekcije pojedinih elemenata fotoaktivacionom analizom.

Naime, snažnim zakočnim zračenjem iz linearog akceleratora (korišćen je SIMENS MEVATRON 15 MeV), kojim je označena meta, na uzorku se izaziva fotonuklearna reakcija (γ, n), tako da nastaju radioaktivna jezgra čiji je maseni broj manji za jedan od masenog broja jezgra označenog uzorka. Ova jezgra dalje α , β^- , β^+ , $\epsilon c, \dots$, raspadima prelaze u stabilna jezgra i tom prilikom dolazi do emisije γ -zračenja, koje je detektovano.

Ispitivani elementi su bili mangan ^{55}Mn , arsen ^{75}As i jod ^{127}J koji su u prirodnom sastavu monoizotopi i cinkov izotop ^{64}Zn koji u prirodnom sastavu ima 48.6 %. Fotoaktivacijom ovih izotopa nastali su radionukleidi ^{54}Mn , ^{63}Zn , ^{74}As , ^{126}J . Detektovanje radioaktivnog zračenja ovih izotopa je obavljeno u laboratoriji za γ -spektroskopiju malih aktivnosti. Daljom analizom dobijenih spektara, kao rezultat rada dobijene su minimalne količine ispitivanih elemenata, koje se mogu detektovati metodom fotoaktivacione analize.



2. AKCELERATORI

Akceleratori su uredaji pomoću kojih se nanelektrisane čestice ubrzavaju. Razvojem i usavršavanjem ovih uredaja pruža se odgovarajuća mogućnost za proučavanje strukture jezgra preko nuklearnih reakcija i proučavanje osobina elementarnih čestica. Najčešće ubrzavane čestice su elektroni i jezgra lakih elemenata (protoni, deuterijumi α -čestice). Od nedavno se ubrzavaju i teža jezgra (C, O, Be, Ne).

Akceleratori se dele na one sa kontinualnom strujom i na pulsirajuće (radiofrekventne) akceleratore. Ovi drugi se mogu podeliti na linearne i orbitalne akceleratore. Jedini izuzetak kod te podele je betatron, orbitalni akcelerator čiji se izlaz javlja u impulsima, mada ne koristi radiofrekventnu akceleraciju.

2.1. LINEARNI AKCELERATORI

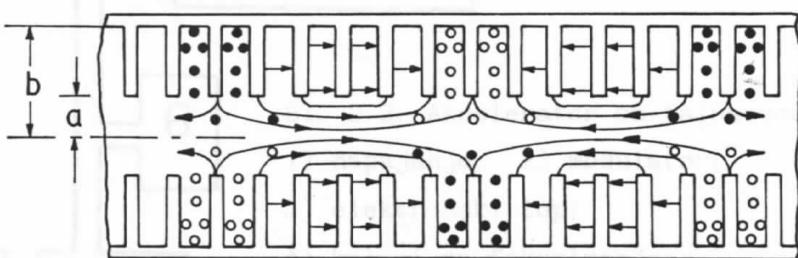
Nanelektrisane čestice se, kod ovih akceleratora, duž vakumske cevi, kreću pod dejstvom električnog polja koje, ili prati čestice u vidu progresivnog talasa (akcelerator sa talasovodima), ili se javlja u pravilnim razmacima, sa tačno određenim faznim odnosima, u nizu meduelektrodnih otvora (akcelerator sa pogurnim cevima).

Akcelerator sa progresivnim talasom, tj. akcelerator sa talasovodom je naročito pogodan za elektrone. Za nerelativističke čestice, kao što su protoni i teški joni, koristi se akcelerator sa pogurnim cevima. U odnosu na orbitalni akcelerator ovi akceleratori imaju prednost u tome što postižu velike brzine bez primene visokih napona, te se ne javljaju problemi izolacije. Još jedna njihova prednost je što daju lako pristupačne spoljne snopove, dok im je nedostatak što njihova defokusirajuća polja, takođe defokusiraju snop.

2.2. AKCELERATORI SA TALASOVODIMA

Kada se kroz neku cev sa potpuno glatkim i provodnim zidovima prostiru elektromagnetski talasi, njihova fazna brzina je uvek veća

od brzine svetlosti, međutim, ta brzina se može smanjiti na vrednost brzine svetlosti ili na nižu, opterećivanjem talasovoda nizom dijafragmi i odabiranjem njihovih dimenzija. Talasovodna cev sa dijafragmama se može posmatrati kao rezonantna šupljina, u kojoj je formiran najniži rezonantni tip oscilovanja, stojeći talas. Izgled slike stojecog talasa u šupljini se može tretirati kao superpozicija dva progresivna talasa koji se kreću u suprotnim smerovima. Jedan od tih talasa putuje sa česticama i ubrzava ih. Injektovanje elektrona je obično iz elektronskog topa na jednom kraju talasovoda, pri čemu su ulazna energija i elektronska struja strogo kontrolisane veličine. Linije sile ubrzavajućeg električnog polja su paralelne pravcu prostiranja elektrona (dijagrami polja u talasovodu su na sl. 2.1.).

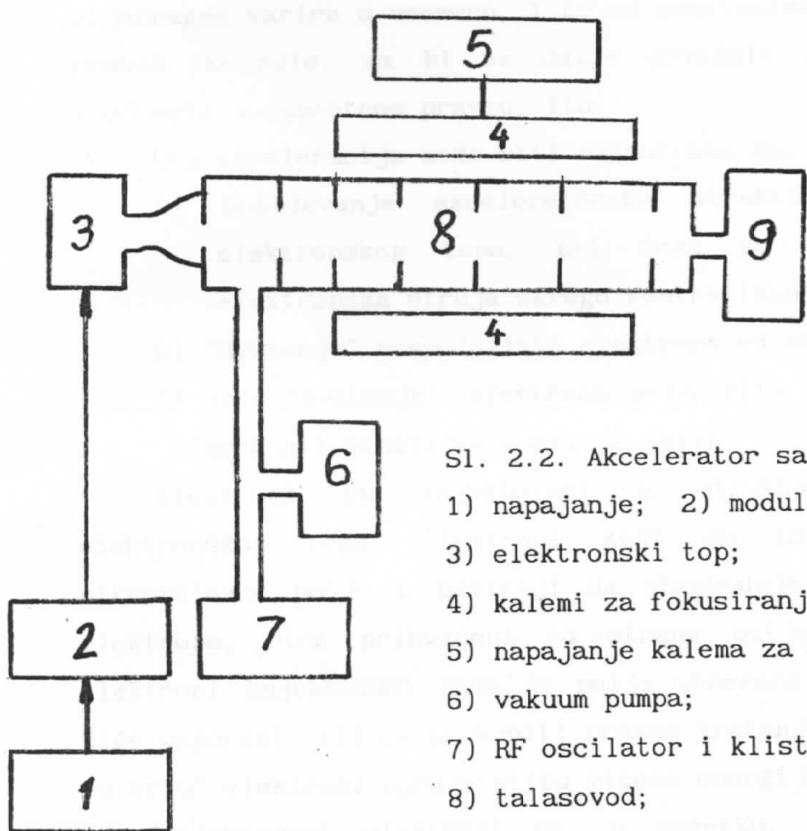


Sl. 2.1. Raspored linija sile električnog
i magnetnog polja talasovodu

Elektroni su obično ubaćeni da putuju u grupama u blizini, ali nešto ranije od maksimalnog polja progresivnog talasa. Brzina elektrona je tada, kao i fazna brzina manja od brzine svetlosti i javlja se fazna stabilnost. Ona se odlikuje time da čestice koje su uletele u talasovod sa faznim uglom ϕ_s u odnosu na električno polje, zadržavaju taj fazni ugao, dok čestice koje su uletele sa većom energijom, tj. sa većim faznim uglom brže doleću do sledećeg vrha talasa, a čestice sa manjim faznim uglom sporije doleću do sledećeg vrha, tako da nastaje grupisanje čestica oko čestica sa stabilnom fazom.

Energija elektrona kontinualno raste, tj. povećava im se brzina i efektivna masa, zahvaljujući progresivnom talasu. Ovu aksijalnu stabilnost prati radikalno defokusiranje snopa elektrona koje se može kompenzirati primenom malog aksijalnog magnetnog polja iz spoljnog solenoida.

Ovaj tip akceleratora postaje naročito jednostavan kad se čestice kreću sa relativističkim brzinama, jer tada je talasna dužina ubrzavajućeg polja konstantna. Zato su akceleratori sa talasovodovima vrlo pogodni za elektrone, jer te čestice imaju brzinu $0.98c$ već kod energije 2 MeV.



- Sl. 2.2. Akcelerator sa talasovodima:
- 1) napajanje; 2) modulator;
 - 3) elektronski top;
 - 4) kalemi za fokusiranje;
 - 5) napajanje kalema za fokusiranje;
 - 6) vakuum pumpa;
 - 7) RF oscilator i klistron - pojačavač
 - 8) talasovod;
 - 9) glava akceleratora

Akceleratori sa talasovodovima (sl. 2.2.) su radeni za energije elektrona od 4 do 20 MeV.

Na istom principu se bazira rad elektronskog linearног akceleratora koji je korišćen u ovom radu.

2.3. AKCELERATORSKI SISTEM

Pošto su u našim eksperimentima pragovi aktivacije ozračenih jezgara bili oko 10 MeV-a, korišćen je elektronski linearni akcelerator sa talasovodom, "SIMENS" MEVATRON od 15 MeV.

Talasovodna struktura ovog akceleratora koristi mikrotalasna elektromagnetna zračenja, kako bi ubrzala elektrone niske energije do željene energije. Akcelerator je konstruisan tako da je mikrotalasno električno polje veoma jako unutar dijafragme talasovoda, a da ima vrednost nula izmedu dijafragmi. Jačina polja u talasovodu se menja sinusoidalno. Prema tome, polje bilo koje dijafragme varira u vremenu, i to od maksimalne vrednosti u jednom pravcu do nule, da bi se dalje povećalo do iste maksimalne vrednosti u suprotnom pravcu, itd.

Ova akceleracija može biti razmatrana kao trostepeni proces:

- 1) Snabdevanje akceleratorske strukture elektronima iz elektronskog topa, pri čemu su ulazna energija i elektronska struja strogo kontrolisane veličine.
- 2) "Hvatanje" raspoloživih elektrona od strane talasovoda.
- 3) Ovo "hvatanje" elektrona mora biti ubrzano do željene vrednosti kinetičke energije istih.

Elektroni su injektovani u strukturu talasovoda iz elektronskog topa. Elektroni koji su injektovani kada je mikrotalasno polje u poziciji da obezbeđuje pozitivno ubrzanje elektrona, biće prihvaćeni od strane polja. S druge strane, elektroni injektovani kada je polje usmereno u suprotnom smeru, biće usporeni, ili će promeniti pravac kretanja. Ovakvim "jahanjem po vrhu" elektroni upravo stiću visoke energije.

Injektovani elektroni se, u početku, kreću brzinom koja iznosi 24 % brzine svetlosti. S povećanjem kinetičke energije, raste im brzina, približavajući se brzini svetlosti. Kako relativna brzina elektrona raste sa porastom kinetičke energije? Ako posmatramo elektrone energije 0.5 MeV-a i 5 MeV-a, prvi će povećati relativnu brzinu na 86 % a drugi na 99.6 % brzine svetlosti. Jasno je, da se sa promenom kinetičke energije za faktor 10, relativna brzina promeni za 15 %.

Pravilno funkcionisanje talasovodne strukture omogućava radiofrekventni sistem (RF), kojeg sačinjavaju:

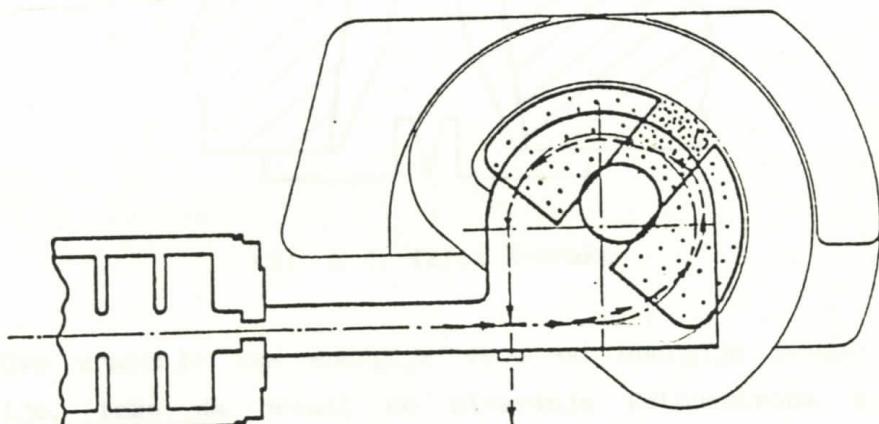
- RF OSCILATOR visoke stabilnosti, koji oslobada impulsni RF signal snage 100 W, s vrhom na 2998 MHz (radna frekvencija talasovoda).

- KLISTRONSKI-POJAČAVAČ "THOMSON" CSF MODEL TH2066, supersnažni impulsni pojačavač koji oslobada RF snagu do 7 MW i RF frekvenciju od 2998 MHz.

- TRANSMISIONI SISTEM čini transmisioni talasovod koji transportuje visokosnažne RF impulse proizvedene u klistron-pojačavaču.

- MODULATOR napaja RF oscilator, klistronski pojačavač i elektronski top sinhronizovanim naponskim impulsima pošto elektroni moraju biti ubrizgani u cev u tačno određenom trenutku da bi bili zahvaćeni od progresivnog talasa u tačno određenoj fazi, ϕ_s .

Nakon akceleracije, elektronski snop ulazi u SISTEM ZA SKRETANJE (na sl. 2.3.) u kojem skreće za 270° prema izocentru. Ovaj sistem se sastoji od centralnog magnetnog polja okruženog sa još dva homogena magnetna polja.



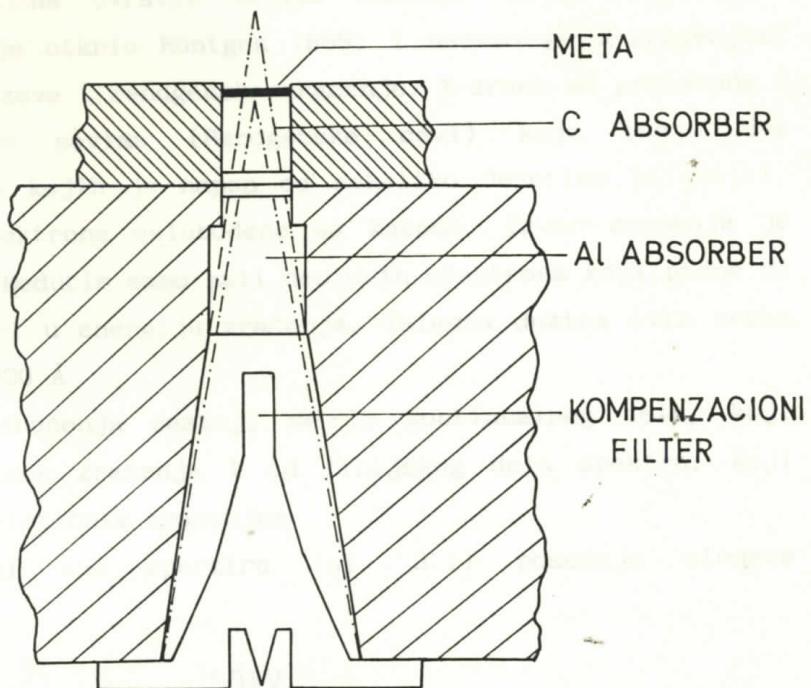
Sl. 2.3. Sistem za skretanje elektrona

Elektroni malo više ili niže energije od nominalne (15 MeV-a), skreću tako da im je pravac izlaza korigovan unutar dozvoljenih granica. Elektroni, pak mnogo više ili niže energije od nominalne, otklanjaju se pomoću filtera iz snopa.

KOLIMACIJA SNOPA X-ZRAKA NA IZLAZU prikazana je na sl. 2.4.

Zakočno zračenje je proizvedeno na tankoj meti od teškog metala (zato što intenzitet zakočnog zračenja raste sa porastom atomskog broja materijala mete). Nakon prolaska kroz metu, elektroni su apsorbovani u ugljenikovom i aluminijumskom apsorberu. Odabrani su materijali malih masenih brojeva, kako bi

apsorbovali elektrone koji su prošli kroz metu i kako ovi elektroni ne bi izazvali novo zakočno zračenje. Kompenzacioni filter je napravljen od nerđajućeg čelika i ima zadatku da "poravna" distribuciju intenziteta.



Sl. 2.4. Izlaz X-zraka

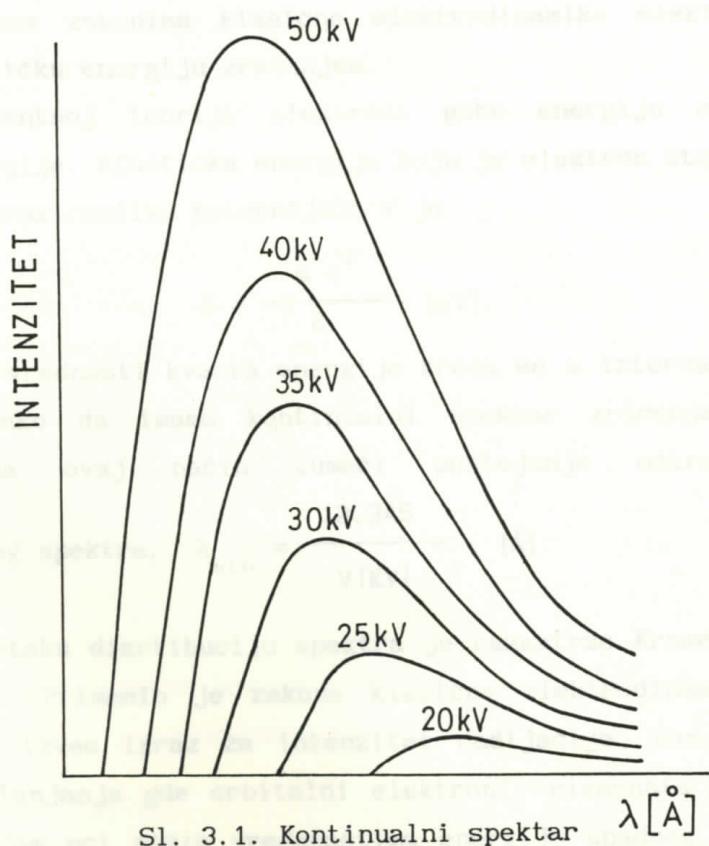
Ovo zračenje ima energije veće od energije praga (γ, n) reakcije, tako da dolazi do stvaranja fotoneutrona u svim materijalima od mete do ozračenog uzorka. Znači da u snopu zračenja osim visokoenergetskih fotona imamo i neutrone.

3. ZAKOČNO ZRaćENJE

Prema klasičnoj teoriji elektromagnetsko zraćenje nastaje ubrzavanjem ili usporavanjem nanelektrisanih čestica. Pri kočenju brzih elektrona na čvrstim telima nastaje naročito prodorno zraćenje, koje je otkrio Röntgen 1895. i nazvao ga X-zraćenjem, danas se takođe zove i rendgensko zraćenje. X-zraci se proizvode u visokoevakuisanim cevima (Rendgenske cevi) koje imaju dve elektrode između kojih je napon od nekoliko desetina kilovolti, koji ubrzava elektrone oslobođene sa katode. Izvor zraćenja je površina anode. Međutim samo mali deo ovih elektrona koji padne na anodu se pretvoriti u energiju zraćenja. Talasna dužina ovih zraka je od 0.1 \AA do 200 \AA .

Spektar X-zraćenja sastoji se iz kontinualnog dela, koji potiče od zakočnog zraćenja i od linijskog dela spektra, koji nastaje karakterističnim zraćenjem.

Kontinuirani deo spektra (sl. 3.1) poseduje sledeće karakteristike:



Sl. 3.1. Kontinualni spektar

- prostire se na velikom području talasnih dužina.
- na strani kracih talasnih dužina ima maksimum i strmo se spušta prema određenoj graničnoj talasnoj dužini.
- na strani većih talasnih dužina opadanje je postepeno i bliži se nuli.

Karakter spektra ne zavisi od prirode anode, a određen je isključivo razlikom potencijala koja se koristi da bi se ubrzali elektroni. Što je razlika potencijala veća, kriva raspodele intenziteta biće strmija i više pomaknuta prema kracim talasnim dužinama.

Zakočno zračenje i njegova energetska distribucija

Zakočno zračenje nastaje kada brzi elektroni ulaze u materiju i interaguju sa elektronima i jezgrima atoma supstance kroz koju prolaze. Naelektrisane čestice supstance deluju Kulonovim elektrostatickim poljima. Naročito jake sile potiču od jezgra čije je nanelektrisanje Z puta veće od nanelektrisanja elektrona. Pri interakciji sa jezgrom elektroni bivaju ubrzani i skrenuti sa svog puta i prema zakonima klasične elektrodinamike elektroni gube svoju kinetičku energiju zračenjem.

Po kvantnoj teoriji elektroni gube energiju emitovanjem kvanta energije. Kinetička energija koju je elektron stekao u cevi prolaskom kroz razliku potencijala V je

$$T = \frac{mv^2}{2} \quad [\text{eV}]$$

Prema tome vrednosti kvanta energije kreću se u intervalu od T_{\max} do $T=0$, tako da imamo kontinualni spektar zračenja. Kvantna teorija na ovaj način tumači postojanje oštре granice

$$\lambda_{\min} = \frac{12.345}{V \text{ [KV]}} \quad [\text{\AA}]$$

Energetsku disrtibuciju spektra je razmatrao Kramers 1923. godine [9]. Primenio je zakone klasične elektrodinamike da bi objasnio i izveo izraz za intenzitet radijacije. Zanemarivanjem efekta zaklanjanja gde orbitalni elektroni, elemenata sa velikim rednim brojem pri nižim vrednoastima energije upadnog elektrona, znatno smanjuju verovatnoću interakcije izmedu elektrona i jezgra.

Ubrzanje upadnog elektrona je dano u svakom trenutku kao

$$a = \frac{Z^2 e^2}{m r^2}, \text{ a polje kao } H = E = \frac{e a}{r c^2 \sin \theta}$$

Intenzitet radijacije integriran po svim uglovima

$$\int 12\pi r^2 \sin \theta d\theta = \frac{2e^2 a^2}{3c^2} \quad \text{daje ukupan intenzitet kao funkciju}$$

ubrzanja.

Stavljačući visoko-energetsку granicu u tačku u kojoj je $h\nu = eV$ u slaganju sa zahtevima kvantno-mehaničke teorije dobio je za intenzitet u frekventnom intervalu $d\nu$:

$$I_\nu d\nu dx = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6 n dx d\nu}{c^3 m^2 v^2} \quad (3.1.)$$

Za niske energije uzevši da je energija elektrona eV jednaka $\frac{1}{2} mv^2$, Kramers je dobio sledeći izraz:

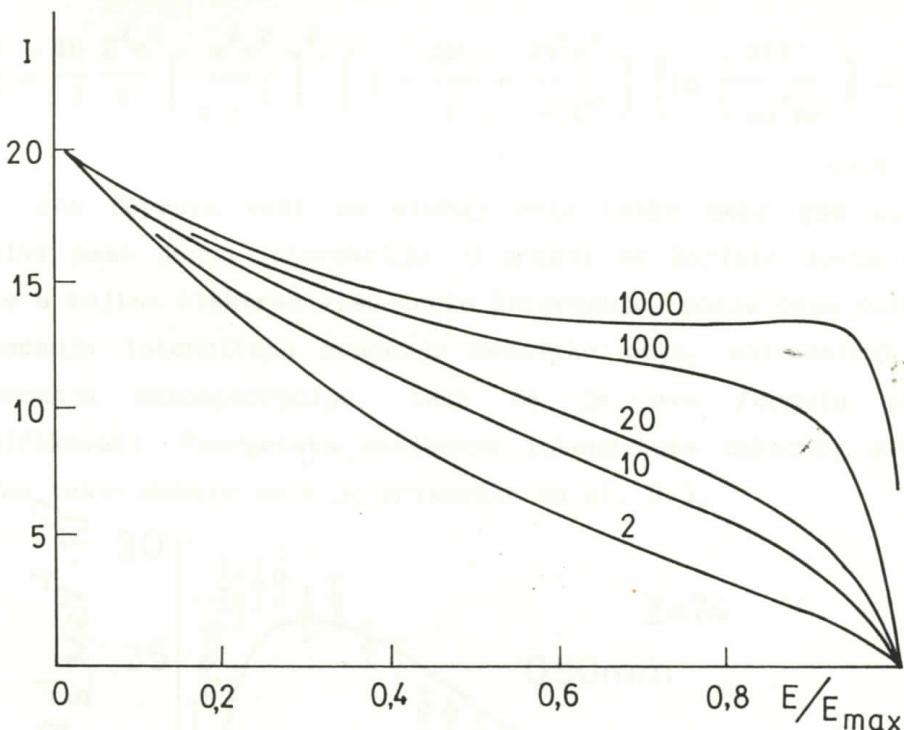
$$I_\nu d\nu dx = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^5 n d\nu dx}{c^3 m V} \quad (\text{kada je } \nu < \nu_0) \quad (3.2.)$$

$$I_\nu = 0$$

Ovaj izraz predstavlja intenzitet radijacije u zavisnosti od frekvencije $d\nu$ emitovane od elektrona ubrzanog potencijalnom razlikom V i koji pada na metu u kojoj se nalazi n atoma po jedinici zapreme. Osnovne odlike ovog izraza su direktna proporcionalnost sa Z^2 i obrnuta proporcionalnost sa V . Takođe se iz ovog izraza vidi da će intenzitet biti utoliko veći ukoliko je masa čestice koja se ubrzava manja. U poređenju sa drugim nanelektrisanim česticama količina emitovane energije kod elektrona je najveća.

Za čestice čija se brzina približava brzini svetlosti Bethe i Heithler (1934.) su kvantno-mehaničku teoriju razvili koristeći prvu Bornovu aproksimaciju $\left[\frac{Z e^2}{h v} \ll 1 \right]$ [10].

Nadeno je da se za niže energije spektralna distribucija poklapa sa Kramersovom teoremom i da je verovetnoća interakcije, tj. efikasni presek proporcionalan sa Z^2 . Za više energije međutim, treba uzeti u obzir relativističke efekte kao i efekat zaklanjanja orbitalnim elektronima. Intenzitet zračenja gubi linearnu zavisnost od frekvencije zračenja ν/ν_0 (sl. 3.2.).



Sl. 3.2. Energetska zavisnost intenziteta zakočnog zračenja za različite vrednosti kinetičke energije

Za brzine čestica još nerelativističke sa $\frac{Z e^2}{\hbar \nu} < 1$ neophodno je voditi računa o zakonima održanja energije i impulsa:

$$E = E' + h\nu ; \quad Q^2 = (p - p' - k)^2 \approx (p - p')^2$$

E, p - energija i impuls upadnog elektrona

E', p' - energija i impuls izlaznog elektrona

Q - moment centra rasejanja ($Q_{\max} = p + p' ; Q_{\min} = p - p'$)

Intenzitet zračenja po intervalu frekvencije u ovom slučaju je :

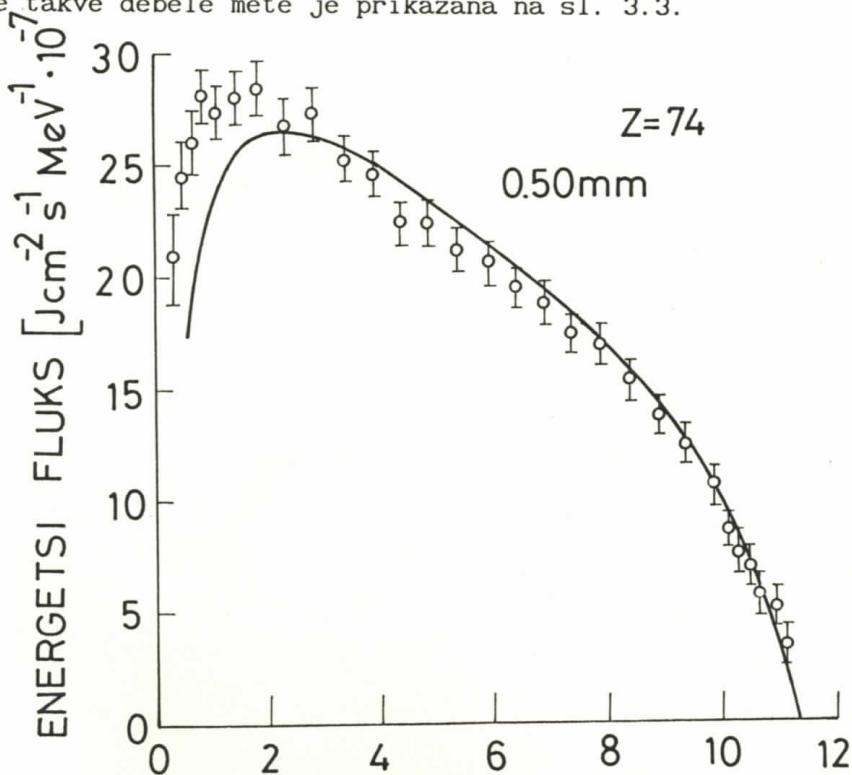
$$\frac{dI}{d\nu} \approx \frac{16}{3} \frac{Z e^2}{c} \left(\frac{Z^2 e^2}{m c^2} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} \ln \left[\frac{p + p'}{p - p'} \right] \quad (3.3.)$$

$$\left(\beta = \frac{v}{c} \right)$$

Za relativističke čestice, koje smo koristili u ovom radu za dobijanje zakočnog zračenja, korišćenjem akceleratora energije od 15 MeV, dobijene granice očuvanja energije moraju biti modifikovane. Q_{\max} ne može više biti određeno kinematički, nego je $Q_{\max} = mc$. Druga modifikacija je da momenti fotona ne mogu više biti zanemareni $Q_{\min} = p - p' - k$. Intenzitet zračenja po intervalu frekvencije $d\nu$ je:

$$\frac{dI}{d\nu} \approx \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^2}{c} \left(\frac{Z^2 e^2}{m c^2} \right)^2 \left[1 - \frac{h\nu}{E} + \frac{3h^2\nu^2}{4 E^2} \right] \left[\ln \left(\frac{2EE'}{mc^2 h\nu} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (3.4.)$$

Ova formula važi za slučaj vrlo tanke mete gde elektron doživi samo jednu interakciju. U praksi se koriste dosta deblje mete u kojima elektron višestruko interaguje, posle čega dolazi do povećanja intenziteta zračenja nekoliko puta, ali dolazi i do povećanja samoapsorpcije, tako da je ovu formulu potrebno modifikovati. Energetska zavisnost intenziteta zakočnog zračenja jedne takve debele mete je prikazana na sl. 3.3.



Sl. 3.3. Na slici se vidi znatno opadanje intenziteta zakočnog zračenja na malim energijama zbog samoapsorpcije; tačke na slici su rezultati eksperimentalnih merenja dok je kriva dobijena teorijski

* Ugaona distribucija zakočnog zračenja se može izračunati iz formule:

$$I = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{c}{4\pi} \left[\frac{ae}{rc^2} \right]^2 \frac{\sin^2\theta}{(1 - \beta \cos\theta)^6} \quad (3.5.)$$

Intenzitet zračenja je za velike energije usmeren u pravcu kretanja elektrona i vrlo brzo opada sa uglom.

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$.

$\int I d\Omega = \int I \sin\theta d\theta d\phi = I \int \sin\theta d\theta = 2I$

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju u obliku $dI/d\Omega = C \sin^2\theta / (1 - \beta \cos\theta)^6$ možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

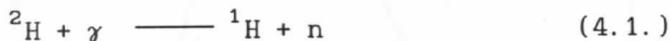
Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

Ugao integracije je tada nezavisno od energije, jer je $\beta \gg 1$. Ugaonu distribuciju možemo integrovati po uglovu, da dobijemo totalni intenzitet zračenja.

4. FOTONUKLEARNE REAKCIJE

Fotonuklearne reakcije nastaju kada se iz jezgra γ -zračenjem izbacuju čestice, koje mogu biti: γ , n, p, $2n$, $2p$, np , $2n$, α ... Nastaju pri vrednostima upadnih fotona od oko 8 MeV ili više, što zavisi od energije veze jezgra. Fotonuklearna reakcija je rezonantni proces i širina rezonancije je oko 5 MeV. Prva otkrivena reakcija ovog tipa je bila:



Ova dezintegracija je bila ostvarena pomoću fotona energije 2.62 MeV. Reakcija 4.1 je takođe upotrebljena za precizno određivanje energije deuterijuma: koristeći zakočno zračenje iz elektrostatičkog generatora, uz precizno merenje energije elektrona, nalazi se prag reakcije za proizvodnju fotoneutrona ili fotoprotona.

Vecina jezgara ima vezivnu energiju za p ili n veću od 5 MeV, dok se maksimum verovatnoće ovih reakcija kreće oko vrednosti od 15 MeV (sl. 4.1.). Ovo nam govori da γ -zraci emitovani prirodnim radioaktivnim izotopima nemaju dovoljno energije da pobude (γ, n) ili (γ, p) nuklearnu reakciju.

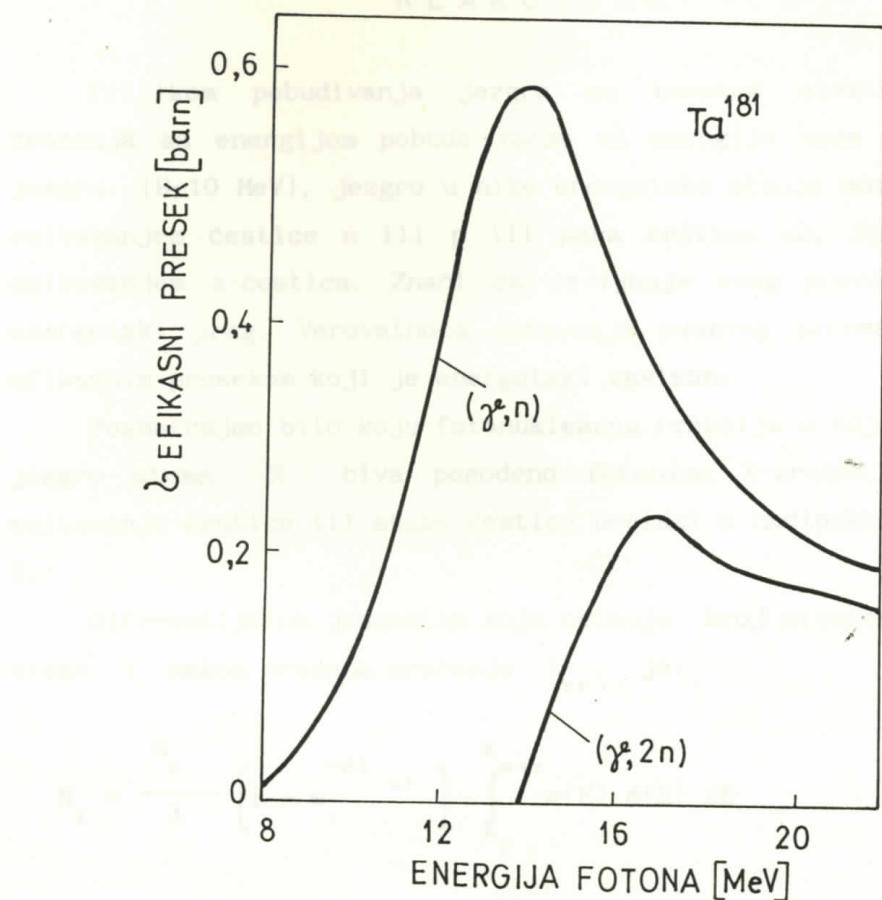
Fotonuklearni efikasni preseci su mali (uglavnom iznose nekoliko stotina milibarna), pa je stoga veoma teško izmeriti ih precizno. Otkrićem visokointenzivnog zakočnog zračenja u neprekidnom intervalu energije do neke maksimalne energije veće od praga reakcije, koje se proizvode betatronom i ciklotronom, situacija je znatno popravljena.

Ukoliko bi (γ, n) reakcija proizvela radioaktivno jezgro, ukupna aktivnost pobudena snopom zakočnog zračenja bila bi proporcionalna [7]

$$\int_0^E N(E, E_0) \sigma(E) dE \quad (4.2.)$$

$N(E, E_0)$ - broj fotona koji ozrači metu u energetskom intervalu $(E, E + dE)$

E_0 - maksimalna energija fotona



Sl. 4.1. Efikasni presek fotodezintegracije ^{181}Ta kao funkcija energije fotona, kojima se izaziva reakcija

Energija E_m , koja odgovara piku krive efikasnog preseka (γ, n) fotonuklearne reakcije, opada sa porastom masenog broja jezgra mete (M_A) i to na sledeći način [7]:

$$E_m = \frac{80}{M_A^{1/3}} \quad [\text{MeV}] \quad (4.3.)$$

Sa sl. 4.1. se zapaža da se prag reakcije $(\gamma, 2n)$ nalazi na energiji bliskoj energetskom vrhu (γ, n) eksitacione krive (~ 14 MeV). Energija praga $(\gamma, 3n)$ reakcije je veća od 20 MeV-a.

5. AKTIVACIJA FOTONUKLEARNOH REAKCIJOM

Prilikom pobudivanja jezgra sa kvantom elektromagnetskog zračenja sa energijom pobude većom od energije veze nukleona u jezgru (8-10 MeV), jezgro u niže energetsko stanje može da prede emitovanjem čestice n ili p ili para čestica $2n$, $2p$ ili np i emitovanjem α -čestica. Znači za odvijanje ovog procesa postoji energetska prag. Verovatnoća dešavanja ovakvog procesa je data efikasnim presekom koji je energetski zavisan.

Posmatrajmo bilo koju fotonuklearnu reakciju u kojoj stabilno jezgro atoma X biva pogodeno fotonima X -zračenja i nakon emitovanja čestice ili skupa čestica prelazi u radioaktivno jezgro Y .

Diferencijalna jednačina koja opisuje broj stvorenih jezgara atoma Y nakon vremena zračenja t_{zr} , je:

$$N_Y = \frac{N_x}{\lambda} \left[1 - e^{-\lambda t_{zr}} \right] \int_{E_p}^{E_{max}} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (5.1.)$$

$\sigma(E)$ - efikasni presek za posmatranu nuklearnu reakciju

$\phi(E)$ - diferencijalni fluks fotona koji izazivaju datu nuklearnu reakciju

Integral nam daje verovatnoću dešavanja ove nuklearne reakcije u jedinici vremena i po jednom atomu mete izložene zračenju. Granice integracije su od energetskog praga do maksimalne energije fotona u snopu zračenja.

Odavde se može videti da je radioaktivnost nastala u meti proporcionalna integralu proizvoda efikasnog preseka reakcije i fluksa upadnog zračenja. Ako sada u nekom gama spektrometrijskom uredaju merimo aktivnost mete, broj jezgara Y koji će se raspasti za vreme merenja t_m će biti :

$$N_R = \frac{N_x}{\lambda} e^{-\lambda \Delta t} \left[1 - e^{-\lambda t_{zr}} \right] \left[1 - e^{-\lambda t_m} \right] \int \sigma(E) \phi(E) dE \quad (5.2.)$$

Ako je izmedu kraja ozračivanja i početka merenja proteklo vreme, Δt (vreme "hladenja"), aktivnost uzorka je opala za vrednost $e^{-\lambda \Delta t}$.

Broj gama fotona odredene energije detektovanih u detektoru je:

$$N_\gamma = N_R \epsilon p_\gamma \quad (5.3.)$$

ϵ - efikasnost mernog sistema za tu energiju

p_γ - gama prinos te energije

Odavde je verovatnoća dešavanja ove reakcije:

$$\int \sigma(E) \phi(E) dE = \frac{N_d \lambda}{N_x p_\gamma \epsilon e^{-\lambda \Delta t} \left[1 - e^{-\lambda t_{zr}} \right] \left[1 - e^{-\lambda t_m} \right]} \quad (5.4.)$$

Sve veličine koje figurišu u ovoj formuli se mogu jednostavno sa dosta velikom tačnošću odrediti osim efikasnosti detektora i način na koji je vršeno merenje je bio uslovjen nekim mogućnostima određivanja ove veličine.

Detektorski sistem je sastavljen od detektorne komore i analognog početnog zračenja. Detektor je sastavljen od dve komore, u kojima se primenjuju različiti materijali.

Zračenje primenjeno u analognom početnom zračenju je radioaktivno zračenje, a primenjeno u detektoru je radioaktivna zračenja instrumenta.

Iz tog detektorskog sistema primenjuju se dva principa merenja, jer je potreban dvega principa da se može meriti radioaktivni materijal, u priroku merenja radioaktivne razlike u merenju radioaktivnih izotopa petlje od jedne u klijenu do druge merakcije. To su kvantni prenosci (γ, n) i merenje radioaktivne razlike.

Elementi koji su odabrani (^{238}U , ^{232}Th , ^{235}U , ^{233}U) potpunim zadovoljavaju date kriterijume. Ukoliko je radioaktivni materijal u detektoru bio uvek u istoj koncentraciji, onda je dobro da broj linija za dalji razvoj.

6. EKSPERIMENTALNI RAD

6.1. IZBOR IZOTOPA

Za što uspešnije izvođenje ovog eksperimenta trebalo je odabrati adekvatne izotope, koji su morali zadovoljavati sledeće uslove:

- 1) Posmatranih izotopa u prirodnom sastavu mora biti više od 10 % da bi povećali prinos reakcije.
- 2) Uzorci nisu smeli biti higroskopni.
- 3) Materijal mora imati hemijsku stabilnost i postojanost na sobnoj temperaturi.
- 4) Poluživot jezgra potomka mora odgovarati uslovima eksperimenta. $T_{1/2}$ ne sme biti manje od otprilike desetak minuta, koliko je najmanje potrebno da posle zračenja počne detekcija indukovanih γ -zračenja, a ne sme biti veće od jedne godine jer u tom slučaju, pošto vreme zračenja ne može biti veliko, član u

$$\text{zagradi u izrazu } A = N \int \sigma \phi dE \left[1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t_{\text{zr}}} \right] \text{ znatnije}$$

utiče na aktivnost A , koja tada može biti nedovoljna za detekciju.

- 5) Jezgro potomka mora emitovati γ -zrake poznate energije i kvantnog prinosa p_γ .
- 6) Zbog rezolucije instrumenta spektar γ -zraka ne sme biti suviše složen. U spektru ne smemo imati linije bliže nego što je rezolucija instrumenta.
- 7) Prirodni sastav posmatranog izotopa ne sme imati izotope A_X i ${}^{A+2}_X$, jer je potomak ${}^{A+1}_X$ produkt dve vrste reakcija (γ, n) i (n, γ) , a prilikom merenja aktivnosti ne možemo odrediti koliko ovih izotopa potiče od jedne a koliko od druge reakcije.
- 8) Efikasni preseci (γ, n) moraju biti poznati.

Elementi koji su odarani (${}^{55}\text{Mn}$, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{75}\text{As}$, ${}^{127}\text{J}$) potpuno zadovoljavaju date kriterijume. U dobijenim spektrima uočen je dovoljan broj linija za dalji račun.

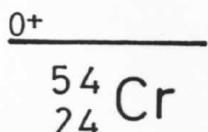
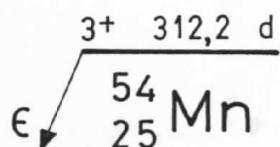
Pošto je za određivanje efikasnosti detektora ϵ , najpođodniji metod sa cilindričnim uzorkom, bilo je neophodno da uzorci prilikom zračenja budu u identičnim cilindričnim kutijicama, pripremljeni u praškastom obliku.

6.2. OZRAČIVANJE METE

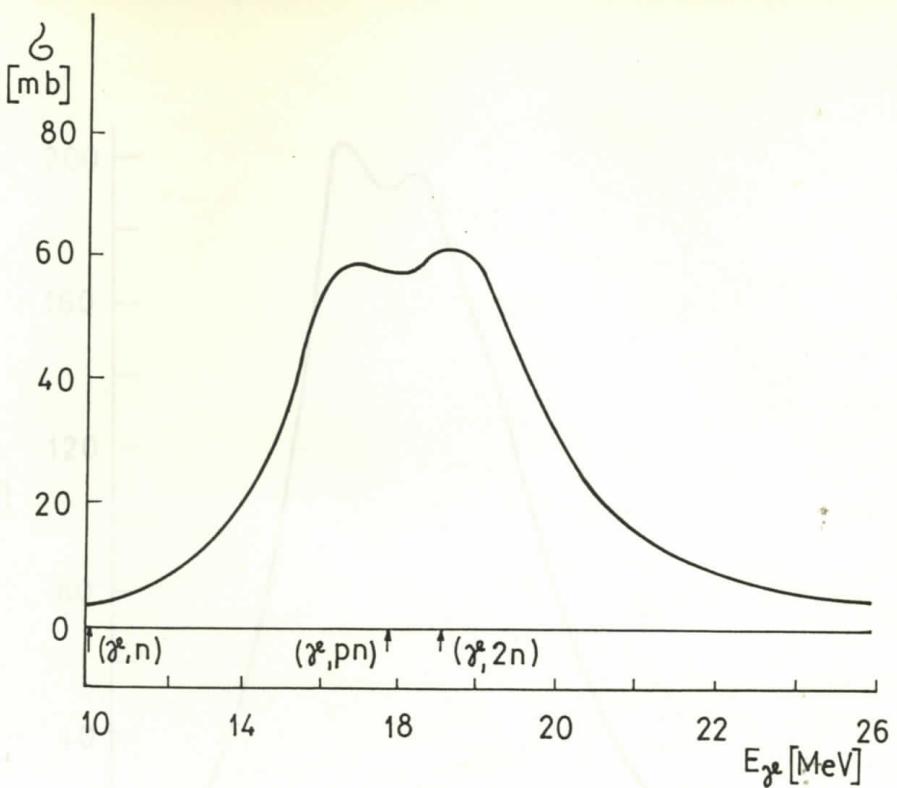
Ozračivanje navedenih izotopa je izvršeno na Institutu za onkologiju u Sremskoj Kamenici, snažnim zakočnim zračenjem iz linearog elektronskog akceleratora SIMENS MEVATRON energije 15 MeV. Pri ozračivanju uzorka kvant elektromagnetskog zračenja interaguje sa jezgrom, pri čemu iz nukleusa izbacuje jedan neutron i stvara se radioaktivno jezgro, (γ, n) reakcija.

Podaci za fotoaktivaciju odabralih uzoraka su sledeći:

1) Upotrebljen je Mn u hemijskom obliku KMnO_4 , koji je bio mase $m_{\text{KMnO}_4} = 34.01 \text{ g}$ i gustine $\rho = 1.427 \text{ g/cm}^3$, a zračenje je trajalo $t_{\text{zr}} = 705 \text{ s}$. Mangan je u prirodnom obliku monoizotop sa masenim brojem $M_A = 55.93$. U jedinjenju KMnO_4 masa ^{55}Mn je iznosila $m = 11.96 \text{ g}$. Iz izraza $N_x = \frac{m}{M_A} N_{AV}$ je izračunat broj ovih izotopa pre zračenja, $N_x = 1.28 \cdot 10^{23}$. U jezgru ^{55}Mn nastala je fotonuklearna reakcija (γ, n) čiji je produkt radioaktivno jezgro ^{54}Mn . Prag te nuklearne reakcije je $E_p = 10.2 \text{ MeV}$. Ovaj radionuklid potom elektronskim zahvatom prelazi u stabilno jezgro hrom ^{54}Cr (6.1.). Šema ovog raspada i grafik za efikasni presek ove reakcije su dati slikama 6.1. i 6.2.

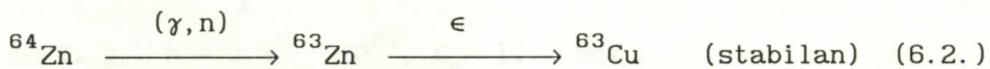


Sli. 6.1.

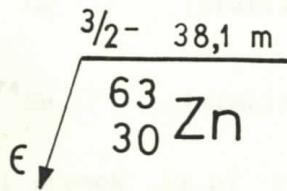


Sl. 6.2.

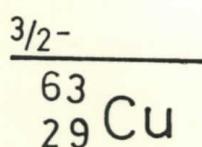
2) Cink je upotrebljen u hemijskom obliku $ZnCl_2$, mase $m_{ZnCl_2} = 38.02$ g, gustine $\rho = 1.585$ g/cm³ a vreme zračenja je bilo $t_{zr} = 531$ s. U prirodnom obliku cink ima pet stabilnih izotopa: ^{64}Zn , ^{66}Zn , ^{67}Zn , ^{68}Zn , ^{70}Zn . U prirodnom cinku, ^{64}Zn učestvuje sa 48.6 %. Masa ovog izotopa u meti je iznosila $m = 8.86$ g, a maseni broj $M_A = 65.37$, $N_x = 8.34 \cdot 10^{22}$. Prag fotonuklearne reakcije (γ, n) je $E_p = 11.9$ MeV.

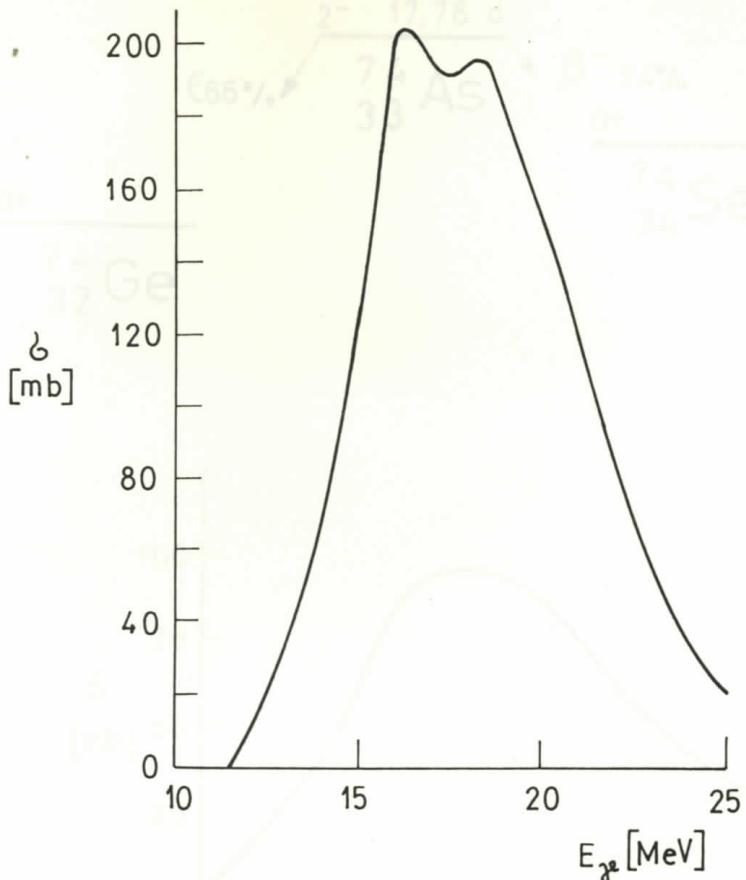


Šema raspada i grafik za efikasni presek (γ, n) reakcije je na slikama 6.3. i 6.4.



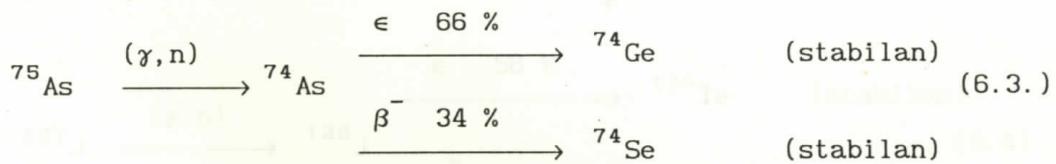
Sl. 6.3.



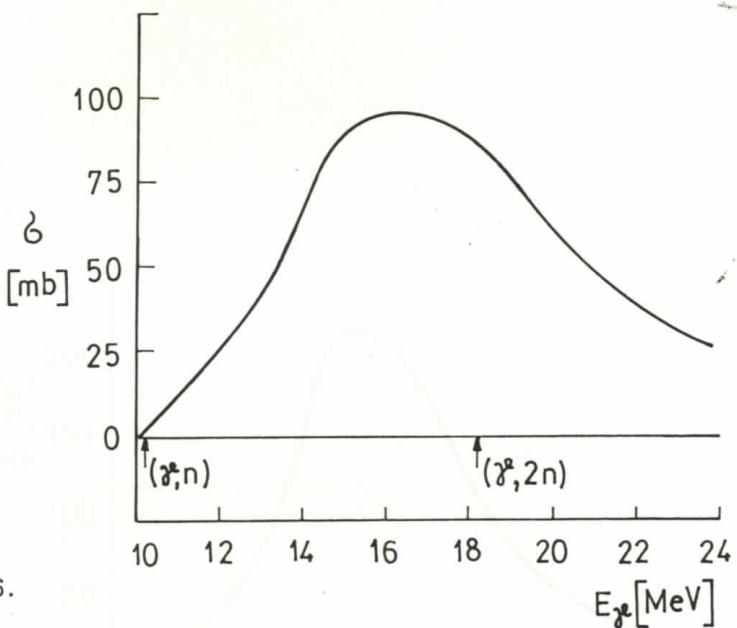
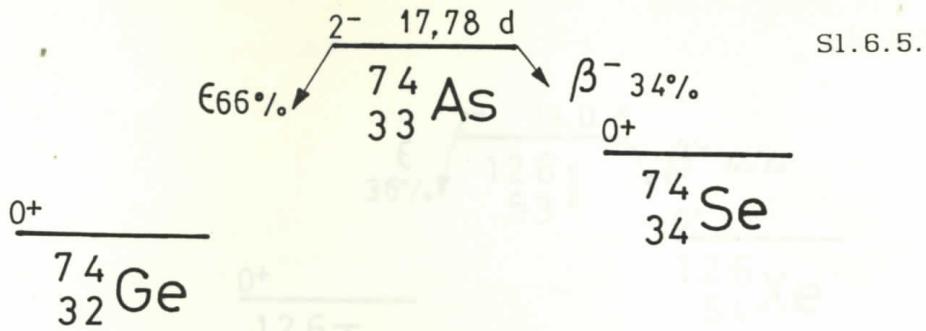


Sl. 6.4.

3) Upotrebljen je arsen u hemijskom obliku As_2O_3 , čija je masa bila $m_{\text{As}_2\text{O}_3} = 55.61 \text{ g}$, gustina $\rho = 2.335 \text{ g/cm}^3$, a vreme zračenja $t_{\text{zr}} = 643.2 \text{ s}$. U prirodnom obliku arsen je monoizotop sa masenim brojem $M_A = 74.91$, masa izotopa ^{75}As u uzorku je $m = 42.11 \text{ g}$, $N_x = 3.42 \cdot 10^{23}$, $E_p = 10.2 \text{ MeV}$.



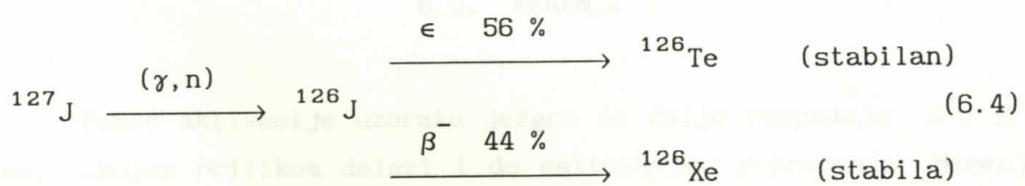
Šema raspada i grafik za efikasni presek (γ, n) reakcije je na slikama 6.5. i 6.6.



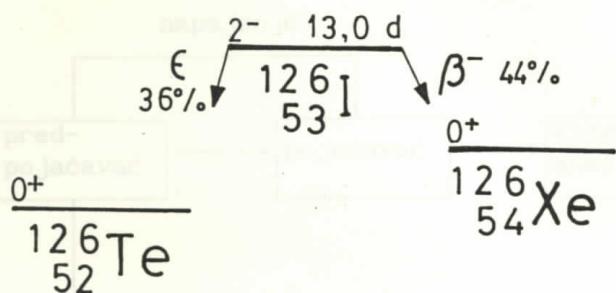
S1. 6.6.

Uzorak J_2 je bio mase $m = 67.02$ g, gustine $\rho = 2.793$ g/cm³, a vreme zračenja je bilo $t_{\text{zr}} = 643$ s, $N_x = 3.17 \cdot 10^{23}$.

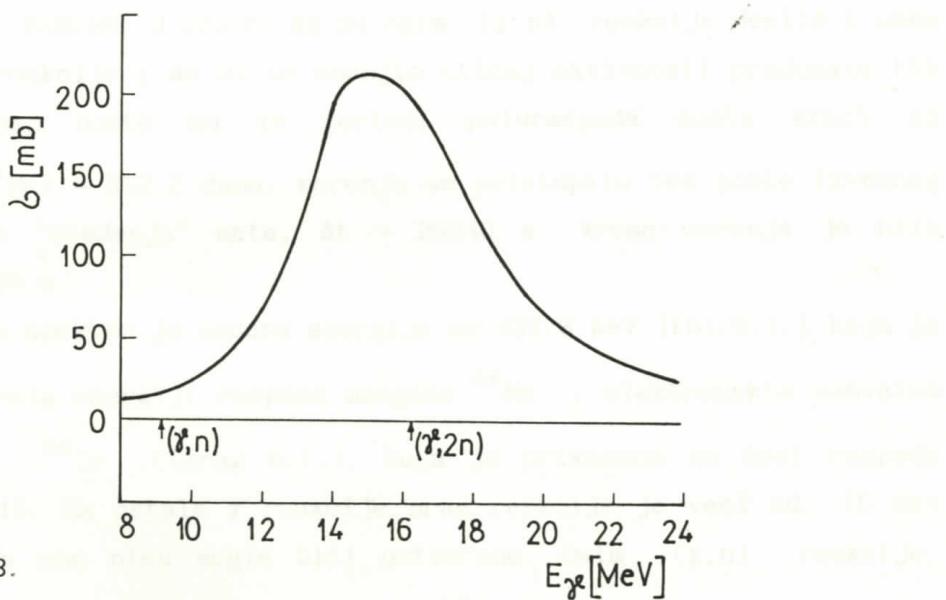
Jod, $M_A = 126.92$ je monoizotop u prirodnom stanju, kod koga je energija praga (γ, n) reakcije $E_p = 9.1$ MeV.



Šema raspada i grafik za efikasni presek (γ, n) reakcije je na slikama 6.7 i 6.8.



Sl. 6.7. Slika prikazuje radioaktivni raspodjeljivac.

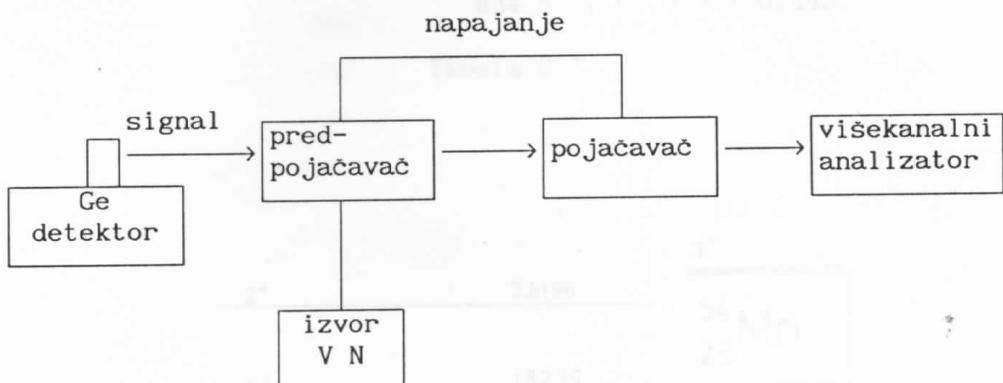


Sl. 6.8.

6.3. MERENJE

Posle aktivacije uzorka jezgra se dalje raspadaju β^+ , β^- , ϵ , ... kojom prilikom dolazi i do emitovanja γ -zračenja. Merenje indukovane aktivnosti je vršeno na detektorskom sistemu Instituta za fiziku (sl. 6.9.) koji se sastoji od: izvora visokog napona, detektora HPGe CAMBERRA 7600, predpojačavača, pojačavača a spektar je beležen višekanalnim analizatorom model 35 PLUS sa

4098 kanala. Intenziteti γ linijs u spektru su računati MICROSAMPO kompjuterskim programom za obradu spektra.



sl. 6.9. Šema detektorskog sistema

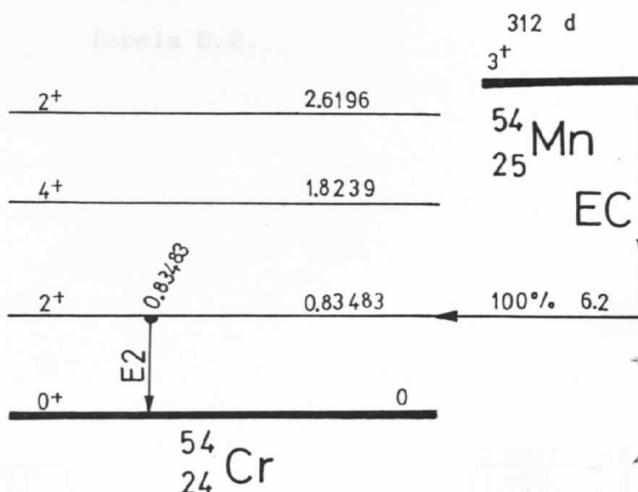
Rezultati merenja za ispitivane izotope su sledeći:

1) MANGAN: U uzorku su se osim (γ, n) reakcije desile i neke druge reakcije i da bi se smanjio uticaj aktivnosti produkata tih reakcija, posto su im periodi poluraspada dosta kraci od $T_{1/2}^{54}\text{Mn} = 312.2$ dana, merenju se pristupilo tek posle izvesnog vremena "hladenja" mete, $\Delta t = 26940$ s. Vreme merenja je bilo $t_m = 43889$ s.

Na spektru je uočena energija od 834.8 keV [tbl. 6.1.] koja je odgovarala energiji raspada mangana ^{54}Mn , elektronskim zahvatom u hrom ^{54}Cr (izraz 6.1.), koja je prikazana na šemici raspada sl. 6.10. Za ostale γ reakcije prag reakcije je veći od 15 Mev tako da one nisu mogle biti ostvarene. Osim (γ, n) reakcije, neutronskim zahvatom je nastao ^{56}Mn sa $T_{1/2} = 2.57$ sati, a detektovane su mu energije raspada: 787.8; 864.8; 1238.3; 1810.8; [keV]. U ovom ozračenom uzorku KMnO_4 takođe neutronskim zahvatom su nastali izotopi ^{40}K i ^{42}K sa periodima poluraspada $T_{1/2}^{40}\text{K} = 1.27 \cdot 10^9$ godina i $T_{1/2}^{42}\text{K} = 12.36$ sati, čije su linije bili vrlo intenzivne i sa energijama 1460.8 i 1524.5 [keV].

| E [keV] | p_{γ} [%] | $N_d \cdot 10^4$ |
|---------|------------------|------------------|
| 834.8 | 99.975 | 0.442 |
| 660.9 | | |
| 662.2 | | |
| 1124.0 | | |
| 1412.9 | | |

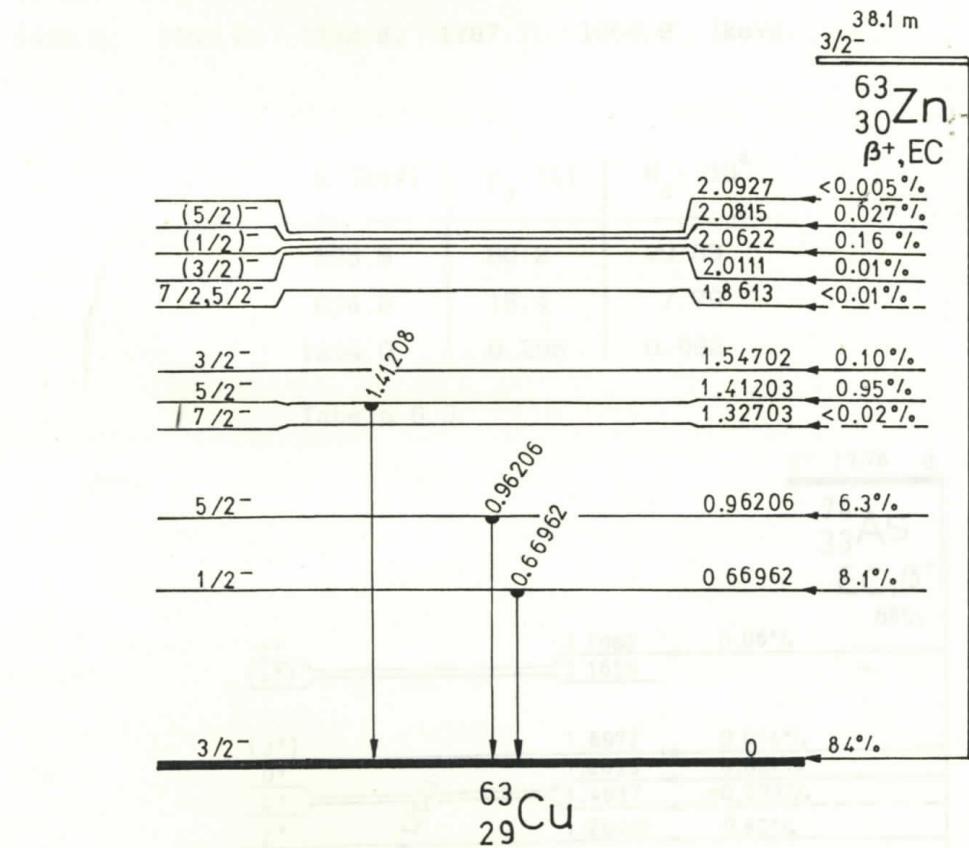
Tabela 6.1.

Sl. 6.10. Šema raspada mangana ^{54}Mn

2) CINK: u meti se osim fotoaktivacije desilo i nekoliko drugih reakcija. Označeni uzorak se "hladio" za $\Delta t = 3540$ s. Potom se pristupilo merenju koje je trajalo $t_m = 3615$ s. Linije spektra su ukazivale da se cink ^{63}Zn elektronskim zahvatom raspao na bakar ^{63}Cu , pri čemu je cink imao period poluraspada $T_{1/2} = 38,1$ minut (izraz 6.2., a šema raspadan je na sl. 6.11.). Energija raspada, kvantni prinos p_{γ} i intenziteti ovih linijsa su u tabeli 6.2. Gama linijs karakteristične za proekte ostalih reakcija nisu detektovane pošto su pragovi reakcija iznad 15 MeV. Osim fotoaktiviranih izotopa, neutronskim zahvatom ja nastao izotop ^{65}Zn sa $T_{1/2} = 244.1$ dana a detektovana energija raspada ovog izotopa je 1115, keV. U ovom uzorku ZnCl_2 takođe (γ, n) reakcijom je nastao ^{34}Cl sa $T_{1/2} = 32.23$ min, čije su detektovane energije raspada iznosile 146.3 i 1176.2 [keV]. Neutronskim zahvatom nastao je ^{38}Cl sa $T_{1/2} = 37.24$ min. čija je detektovana energija raspada 1643.2 keV.

| E [keV] | p_{γ} [%] | $N_d \cdot 10^4$ |
|---------|------------------|------------------|
| 669.8 | 8.4 | 2.729 |
| 962.2 | 6.6 | 1.568 |
| 1124.0 | 0.11 | 0.024 |
| 1412.0 | 0.76 | 0.147 |

Tabela 6.2. Energetički program i zaključci ova radioaktivna postrojka je prema rezultatima reakcije γ, n u zavisnosti od energije reakcije. Osim tih reakcija, nastaju još neke reakcije, koje su u tabeli 6.3. podani. Uzimajući u obzir da se u reakciji γ, n dobija ^{63}Zn , a u reakciji γ, p i γ, d dobija se ^{63}Cu , rezultati raspada cinka su dati u tabeli 6.3.



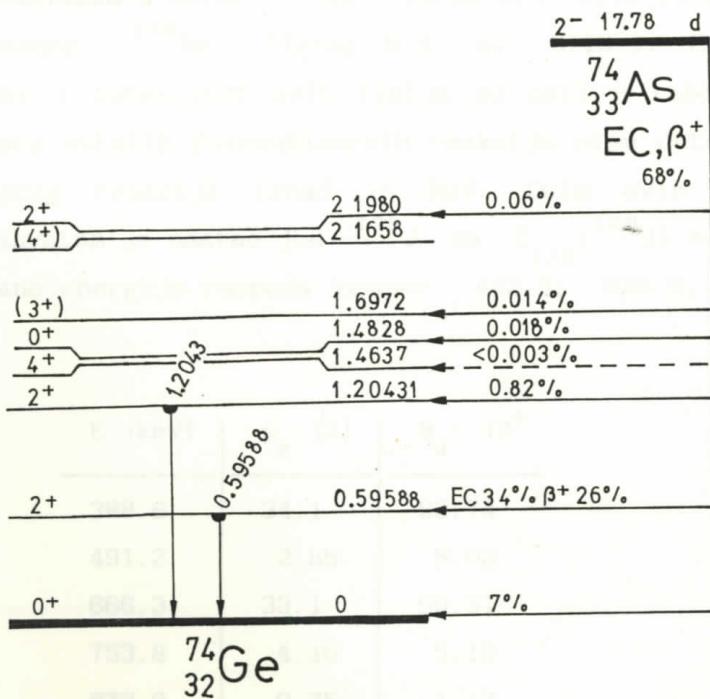
Sl. 6.11. Šema raspada cinka ^{63}Zn

- 3) ARSEN: u uzorku su se osim (γ, n) reakcije desile i neke druge reakcije i da bi se smanjio uticaj aktivnosti produkata tih reakcija, pošto su im periodi poluraspada dosta kraći od $T_{1/2}^{74}\text{As} = 17.78$ dana, merenju se pristupilo tek posle izvesnog

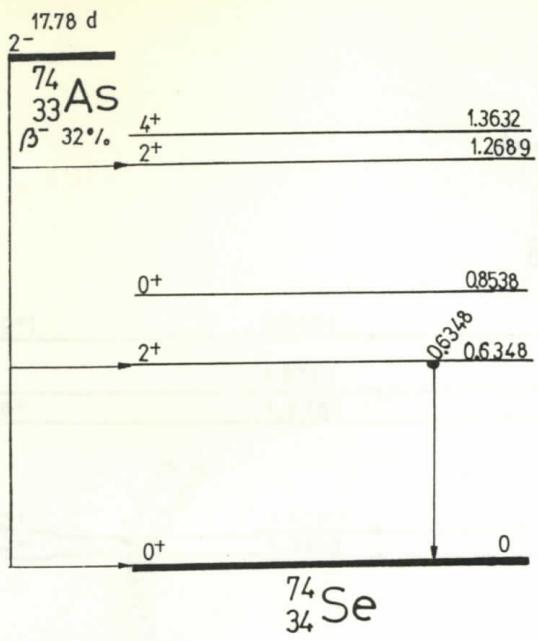
vremena "hladenja" mete $\Delta t = 91020$ s. Vreme merenja je bilo $t_m = 30535$ s. U spektru su uočene linije koje su odgovarale raspadu arsena ^{74}As elektronskim zahvatom u germanijum ^{74}Ge (izraz 6.3. i sl. 6.12.) i linije koje su odgovarale raspadu arsena ^{74}As β^- raspadom u selen ^{74}Se (izraz 6.3. i sl. 6.13.). Energije raspada, kvantni prinos i intenzitet linija su u tabeli 6.3. Linije ostalih produkata γ -reakcije nisu detektovane pošto im je prag reakcije veći od 15 MeV. Osim (γ, n) reakcije, neutronskim zahvatom je nastao izotop ^{76}As sa $T_{1/2} = 1.097$ dana čije su detektovane energije raspada iznosile: 559.0; 563.2; 571.1; 657.0; 665.4; 740.1; 771.7; 1129.9; 1213.1; 1216.3; 1228.6; 1439.2; 1453.8; 1532.8; 1787.7; 1869.9 [keV].

| E [keV] | $p_\gamma [\%]$ | $N_d \cdot 10^4$ |
|---------|-----------------|------------------|
| 595.9 | 60.2 | 29.69 |
| 634.8 | 15.4 | 7.79 |
| 1204.0 | 0.295 | 0.092 |

Tabela 6.3.



Sl. 6.12. Šema raspada arsena ^{74}As u germanijum ^{74}Ge



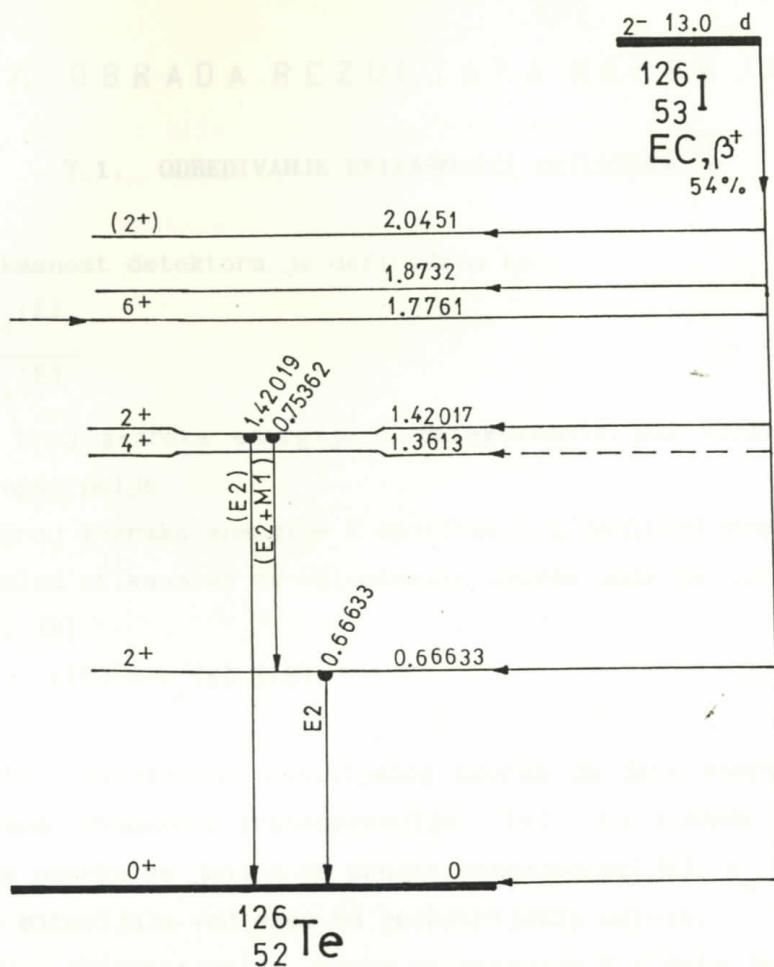
Sl. 6.13. Šema raspada arsena ^{74}As u selen ^{74}Se

4) JOD: u meti se osim fotoaktivacije desilo i nekoliko drugih reakcija. Radi smanjivanja uticaja aktivnosti produkata tih reakcija, pošto im je poluživot dosta kraći od $T_{1/2}^{(126)\text{J}} = 13.02$ dana, ozračeni uzorak se "hladio" za vreme $\Delta t = 5760$ s. Potom se pristupilo merenju koje je trajalo $t_m = 3615$ s.

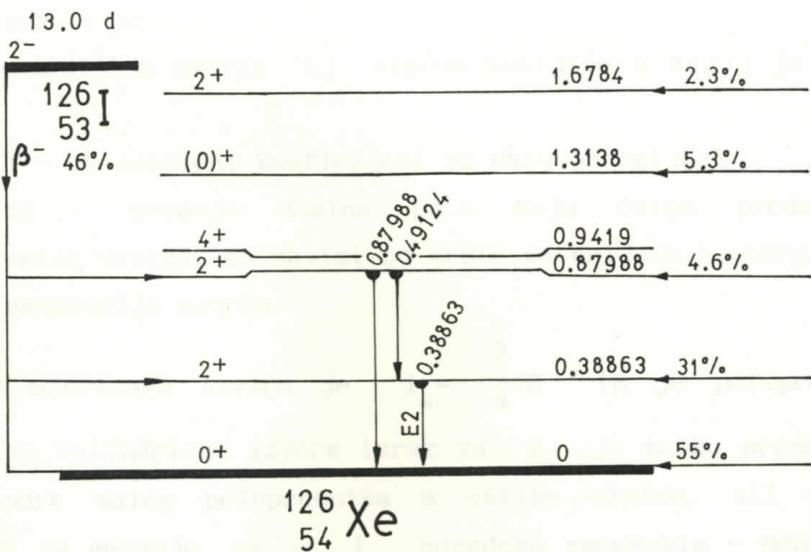
Linijske spektra su odgovarale (γ, n) raspodu joda ^{126}J elektronskim zahvatom u telur ^{126}Te (izraz 6.4. sl. 6.14.) i β^- raspadom u ksenon ^{126}Xe (izraz 6.4. sl. 6.15.). Energije, kvantni prinosi i intenzitet ovih linija su dati u tabeli 6.4. Linijske produkata ostalih fotonuklearnih reakcija nisu detektovane jer im je prag reakcije iznad 15 MeV. Osim ovih izotopa neutronskim zahvatom je nastao jod ^{128}J sa $T_{1/2}^{(128)\text{J}} = 25$ min, čije detektovane energije raspada iznose: 442.9; 526.5; 743.3; 969.5 [keV].

| E [keV] | p_γ [%] | $N_d \cdot 10^4$ |
|-----------|----------------|------------------|
| 388.6 | 34.1 | 82.74 |
| 491.2 | 2.85 | 5.02 |
| 666.3 | 33.1 | 50.31 |
| 753.8 | 4.16 | 5.10 |
| 879.9 | 0.75 | 1.17 |
| 1420.1 | 0.29 | 0.42 |

Tabela 6.4.



S1. 6.14. Šema raspada joda ^{126}J u telur ^{126}T



S1. 6.15. Šema raspada joda ^{126}J u ksenon ^{126}Xe

7. OBRADA REZULTATA MERENJA

7.1. ODREDIVANJE EFIKASNOSTI DETEKTORA ϵ

Efikasnost detektora je definisana kao:

$$\epsilon(E) = \frac{N_d(E)}{N_e(E)} \quad (7.1.)$$

$N_d(E)$ - broj γ -zraka energije E detektovanih pod vrhom totalne apsorpcije

$N_e(E)$ - broj γ -zraka energije E emitovanih u jedinici vremena

Totalna efikasnost za voluminozne uzorce može se izraziti kao proizvod: [2]

$$\epsilon(E) = \epsilon_o(E) T(E) \quad (7.2.)$$

gde je:

$\epsilon_o(E)$ - efikasnost zamišljenog uzorka za datu energiju E sa maksimalnom vrednošću transparencije $T=1$ (u takvom absolutno providnom uzorku ne javlja se proces samoapsorpcije). ϵ_o ne zavisi od vrste materijala već samo od geometrijskih uslova.

$T(E)$ - transparencija uzorka za energije E i data je formulom

$$T(E) = e^{-\mu(E) l_m(h)} \quad (7.3.)$$

U ovoj formuli je:

h - debljina uzorka (tj. visina kutijice u kojoj je uzorak zračen)

$\mu(E)$ - atenuacioni koeficijent za datu energiju E

$l_m(h)$ - srednja dužina puta koju foton prode kroz transparentan uzorak. Ne zavisi od vrste materijala i energije već samo od geometrije uzorka.

Kod sferičnih izvora je $l_m = \frac{3}{4}R$ (R je poluprečnik),

medutim za cilindrične izvore izraz za l_m je teško pronaći, osim za cilindre malog poluprečnika a velike visine, ali su oni nepogodni za merenje, pa je l_m određeno računskim - Montekarlo metodom [3].

Efikasnost detektora $\epsilon_u(E)$ za ispitivane uzorke: $KMnO_4$, As_2O_3 , $ZnCl_2$, J_2 , smo izračunali indirektno preko efikasnosti kalibracionog izvora $\epsilon_k(E)$, gde je kao nosač bio kvarcni pesak (SiO_2) u kome su bile poznate koncentracije i aktivnosti raznih izotopa. Pošto su merenja datih uzoraka i kalibracionih izvora izvršena pod identičnim uslovima onda je:

$$\epsilon_u(E) = \epsilon_o(E) T_u(E) \quad (7.4.)$$

$$\epsilon_k(E) = \epsilon_o(E) T_k(E) \quad (7.5.)$$

Ako podellimo jednačinu 7.4. sa 7.5. dobija se:

$$\epsilon_u(E) = \epsilon_k(E) \frac{T_u(E)}{T_k(E)} \quad (7.6.)$$

Znaci da bi se našla totalna efikasnost ispitivanih uzoraka $\epsilon_u(E)$ za odredene vrednosti energije, potrebno je odrediti $\epsilon_k(E)$ i transparencije $T_u(E)$ i $T_k(E)$ za iste vrednosti energije.

Određivanje transparencije

Transparencija je izračunata iz formule 7.3. Prvo je odredena vrednost $l_m(h)$, srednja dužina puta koju foton prode kroz uzorak. Na slici 7.2. je pokazana zavisnost l_m od poluprečnika R i visine h kao parametra, dobijena računskom metodom.

Jedan od zahteva identičnih uslova merenja je da se uzorci nalaze u istoj kutijici cilindričnog oblika čije su dimenzije date na slici 7.1. Mase i gustine uzorka su date u poglavljiju 6.2. dok je masa kalibracionog izvora

$$m_k = 42.45 \text{ g}$$

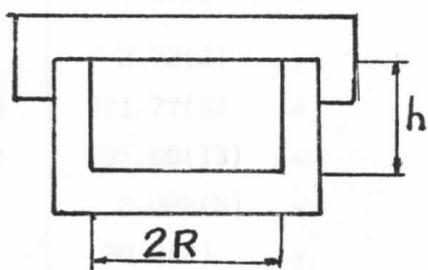
a gustina je

$$\rho_k = 1.769 \text{ g/cm}^3$$

Poluprečnik R i debljina h su jednaki za sve uzorce

$$h = 0.95 \text{ cm}$$

$$R = 2.83 \text{ cm}$$



Sli. 7.1.

Na sl. 7.3. je prikazana zavisnost $l_m = l_m(h)$, ($R=2.83$ je parametar) za vrednosti date u tabeli 7.1.

| h [cm] | 0.10 | 0.25 | 0.50 | 0.75 | 1.00 | 1.50 | 2.00 | 3.00 | 5.00 |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| l_m [cm] | 0.21 | 0.41 | 0.70 | 0.90 | 1.10 | 1.37 | 1.58 | 1.90 | 2.28 |

Tabela 7.1.

Sa ovog grafika je za vrednost $h = 0.95$ cm očitana vrednost $l_m = 1.03$ cm.

Da bi izračunali transparencije za uzorke i kalibracioni izvor još je bilo potrebno naći linearne koeficijente atenuacije $\mu = \mu_m \rho$, za energije raspada radioaktivnih jezgara uzoraka i linearne koeficijente atenuacije kalibracionog izvora za te iste energije. Rezultati su prikazani u tabeli 7.2. U ovoj tabeli su dati i krajnji rezultati za ϵ_k koji su odredeni za energije posmatranih raspada sa grafika $\epsilon_k = \epsilon_k(E)$ na slici 7.4, kao i konačne efikasnosti za ispitivane uzorke i njihove greške. U daljem tekstu će biti objašnjen način dobijanja ovih rezultata.

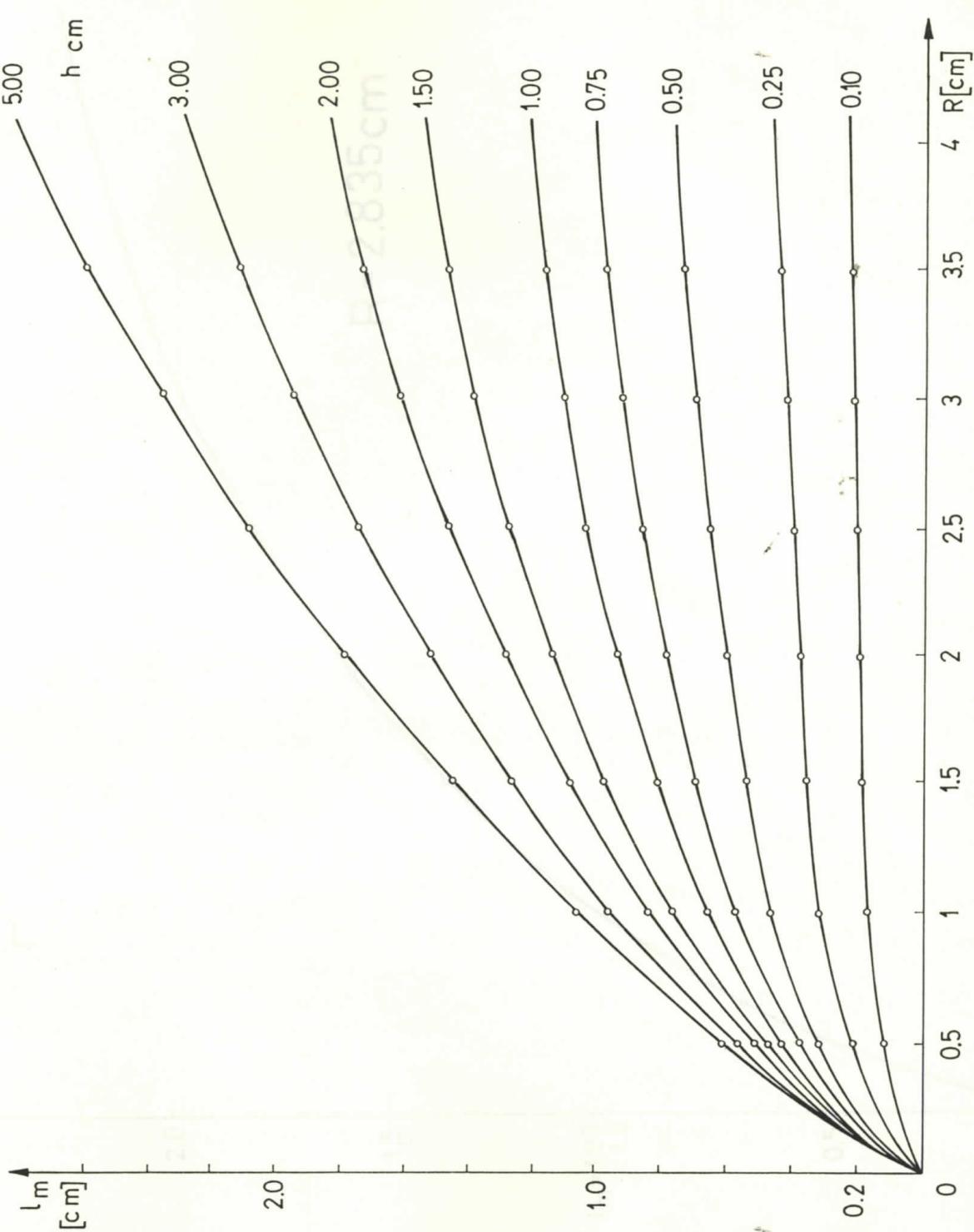
Efikasnost ϵ_k

Da bi smo izračunali ϵ_u prema formuli 7.6 još nam je bilo potrebno da odredimo ϵ_k .

U kvarcnom pesku kao kalibracionom izvoru, koji smo merili u tu svrhu nalaze se izotopi poznatih aktivnosti. Specifična aktivnost A [kBq/kg] odnosi se na dan 01.04.1986. Podaci o aktivnosti izotopa A, i period poluraspada $T_{1/2}$, izotopa koji se nalaze u kvarcnom pesku se nalaze u tabeli 7.3.

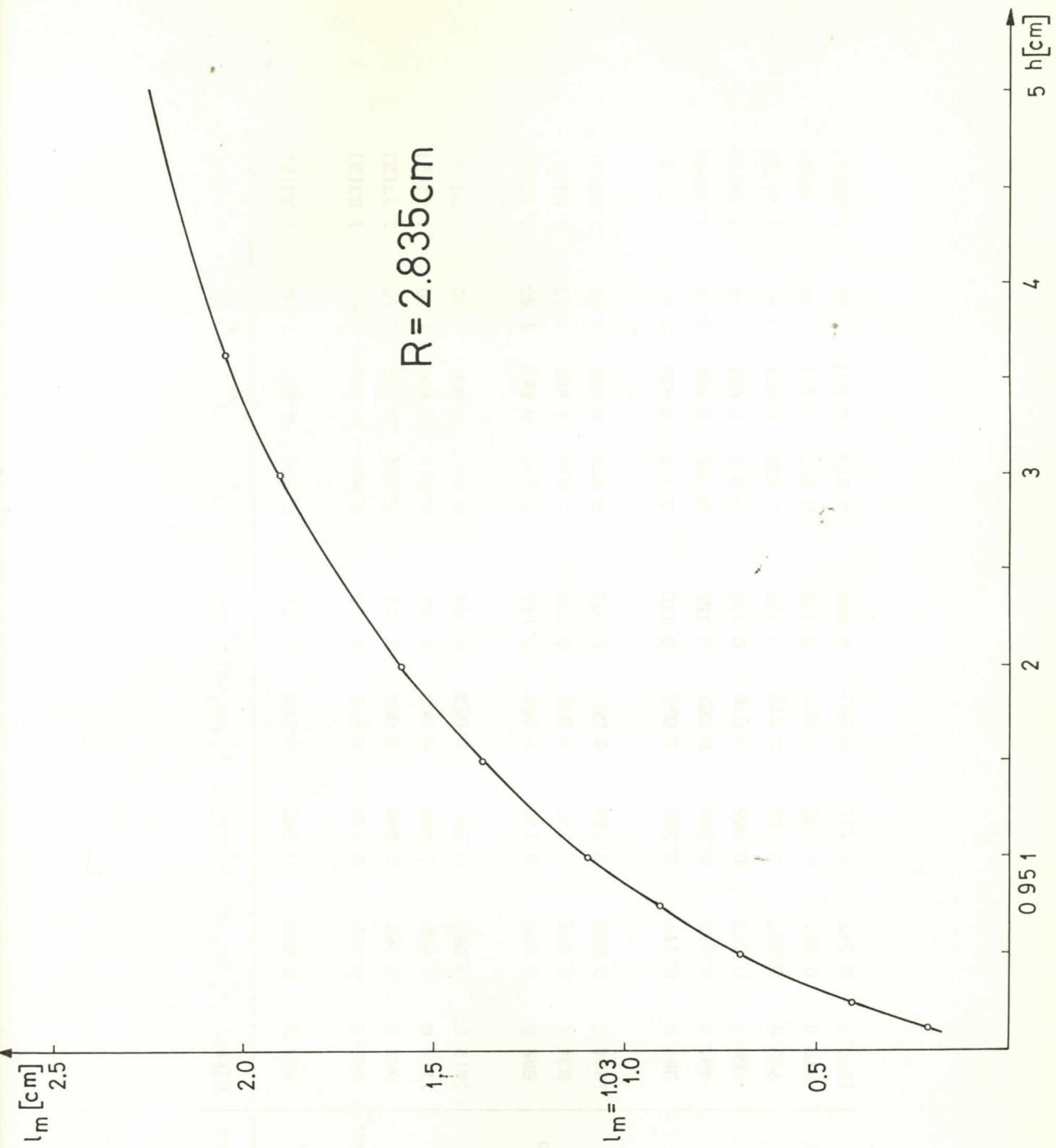
| izotop | A [kBq/kg] | $T_{1/2}$ |
|-----------------------------------|--------------|--------------|
| $^{109}\text{Cd}/^{109}\text{Ag}$ | 98(3) | 1.2665(11) y |
| ^{125}Sb | 24.5(6) | 2.73(3) y |
| ^{57}Co | 6.44(20) | 271.77(5) d |
| ^{139}Ce | 11.02(18) | 137.66(13) d |
| ^{134}Cs | 24.3(4) | 2.062(5) y |
| ^{137}Cs | 24.6(4) | 30.0(2) y |
| ^{88}Y | 31.4(5) | 106.61(2) d |
| ^{60}Co | 25.3(4) | 5.271(1) y |

Tabela 7.3.



S1. 7.2.

Zavisnost srednje dužine puta fotona l_m od poluprečnika r i visine h



Sl. 7.3.

Zavisnost srednje dužine puta fotona l_m od visine h za vrednost poluprečnika $R=2,835 \text{ cm}$

| uzorak | E [keV] | μ_u^m [cm ² /g] | μ_u [cm ⁻¹] | μ_k^u [cm ² /g] μ_k [cm ⁻¹] | T _u | T _k | $\epsilon_k \cdot 10^{-2}$ | $\epsilon_u \cdot 10^{-2}$ |
|--------------------------------|---------|--------------------------------|-----------------------------|--|----------------|----------------|----------------------------|----------------------------|
| KMnO ₄ | 834.8 | 0.066 | 0.095 | 0.069 | 0.122 | 0.906 | 0.881 | 1.30 |
| ZnClZn | 669.8 | 0.072 | 0.115 | 0.076 | 0.135 | 0.882 | 0.869 | 1.60 |
| | 962.2 | 0.061 | 0.090 | 0.064 | 0.114 | 0.904 | 0.888 | 1.15 |
| | 1124.0 | 0.056 | 0.089 | 0.060 | 0.106 | 0.911 | 0.896 | 1.10 |
| | 1412.0 | 0.050 | 0.080 | 0.053 | 0.094 | 0.920 | 0.907 | 1.00 |
| As ₂ O ₃ | 595.9 | 0.075 | 0.175 | 0.080 | 0.142 | 0.834 | 0.863 | 1.80 |
| | 634.8 | 0.072 | 0.170 | 0.078 | 0.138 | 0.839 | 0.866 | 1.70 |
| | 1204.0 | 0.053 | 0.124 | 0.057 | 0.102 | 0.879 | 0.899 | 1.07 |
| | | | | | | | | 1.05(2) |
| J ₂ | 388.6 | 0.117 | 0.326 | 0.096 | 0.170 | 0.714 | 0.839 | 2.65 |
| | 491.2 | 0.093 | 0.259 | 0.087 | 0.155 | 0.765 | 0.852 | 2.15 |
| | 666.3 | 0.073 | 0.205 | 0.076 | 0.135 | 0.809 | 0.869 | 1.65 |
| | 753.8 | 0.067 | 0.189 | 0.072 | 0.128 | 0.822 | 0.876 | 1.45 |
| | 879.9 | 0.061 | 0.172 | 0.067 | 0.119 | 0.837 | 0.844 | 1.25 |
| | 1420.1 | 0.047 | 0.131 | 0.053 | 0.094 | 0.873 | 0.907 | 1.00 |
| | | | | | | | | 0.09(4) |

Tabela 7.2.

Računski postupak za određivanje ε_k u zavisnosti od aktivnosti izotopa u SiO_2 je sledeći:

Pošto imamo vrednost za aktivnost na dan 01.04.1986. treba izračunati aktivnost A_1 , na dan merenja 11.07. 1990. Vreme "hladenja" je tada iznosilo $\Delta t = 1.35 \cdot 10^8$ s, a snimanje je trajalo $t = 22643$ s.

$$A_1 = A_m p_e - \frac{\Delta t}{T_{1/2}} \ln 2 = A_m 2^{-\frac{\Delta t}{T_{1/2}}} \quad (7.7.)$$

Množenjem ovog izraza sa p_γ dobija se aktivnost koja potiče samo od posmatranog γ -prelaza A_2 .

$$A_2 = A_1 \cdot p_\gamma \quad (7.8.)$$

Da bi smo odredili broj emitovanih gama zraka moramo znati koji se broj jezgara raspada za vreme merenja t :

$$N_e = \frac{A_2}{\ln 2} \left[1 - e^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \right] \quad (7.9.)$$

t.j.

$$N_e = N_o \left[1 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \right] ; \quad (7.10.)$$

$$N_o = \frac{A_2 T_{1/2}}{\ln 2} = \frac{A_m p_\gamma 2^{-\frac{\Delta t}{T_{1/2}}}}{\ln 2}$$

Na kraju totalnu efikasnost za pesak možemo računati kao:

$$\varepsilon_k = \frac{N_d}{N_e} = \frac{N_d}{N_o \left[1 - 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \right]} \quad (7.11.)$$

Izraz za grešku $\Delta \varepsilon_k$ je:

$$\begin{aligned}
 \Delta \varepsilon_k = \varepsilon_k & \left[\frac{1}{N_d^2} (\Delta N_d)^2 + \frac{1}{A^2} (\Delta A)^2 + \frac{1}{p_\gamma^2} (\Delta p_\gamma)^2 + \frac{1}{m_p^2} (\Delta m_p)^2 + \right. \\
 & + \left(\frac{1}{T_{1/2}} \left[1 - 2^{-\frac{T}{T_{1/2}}} \right] \left[1 + \frac{\Delta t}{T_{1/2}} \ln 2 - 2^{-\frac{\Delta t}{T_{1/2}}} \left[1 + \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. \left. + \frac{\Delta t + t}{T_{1/2}} \ln 2 \right] \right]^2 (\Delta T_{1/2})^2 \right]^{1/2} \quad (7.12)
 \end{aligned}$$

U tabeli 7.4. su date vrednosti za ε_k i $\Delta \varepsilon_k$ u zavisnosti od energije, a na sl. 7.4. je ta zavisnost grafički predstavljena. Očitavanjem vrednosti ε_k za vrednosti energija raspada ispitivanih radioaktivnih izotopa ^{54}Mn , ^{63}Zn , ^{74}As , ^{126}J , i unošenjem u izraz 7.8. sa odgovarajućim vrednostima T_u i T_k (iz tabele 7.2.) dobili smo vrednosti efikasnosti za sve ispitivane radioaktivne raspade $\varepsilon_u(E)$, koje su takođe date u tabeli 7.2., kao i greška $\Delta \varepsilon_u$.

Grešku $\Delta \varepsilon_u$ smo računali iz jednačine 7.5. koja je napisana u transformisanom obliku:

$$\varepsilon_u = \varepsilon_k \frac{T_u}{T_k} = \varepsilon_k e^{(\mu_k^m \rho_k - \mu_u^m \rho_u) l_m} \quad (7.13.)$$

$\Delta \varepsilon_u$ je onda:

$$\begin{aligned}
 \Delta \varepsilon_u = \varepsilon_u & \left[\frac{1}{\varepsilon_k^2} (\Delta \varepsilon_k)^2 + (\rho_k l_m)^2 (\Delta \mu_k^m)^2 + (\rho_u l_m)^2 (\Delta \mu_u^m)^2 + \right. \\
 & \left. + (\mu_k^m \rho_k - \mu_u^m \rho_u)^2 (\Delta l_m)^2 \right]^{1/2} \quad (7.14.)
 \end{aligned}$$

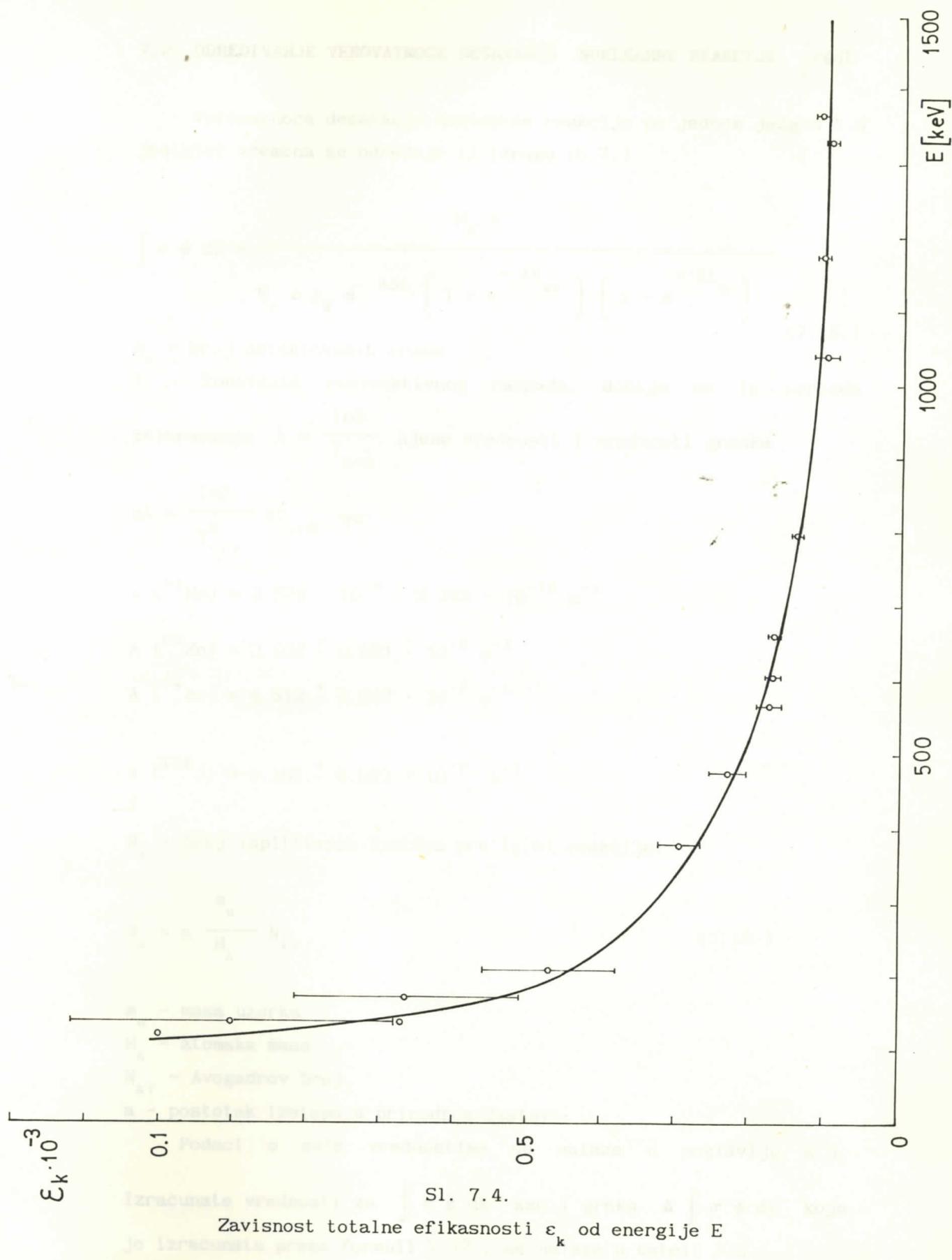
vrednosti za $\Delta \varepsilon_k$ su u tabeli 7.4. a greške za $\mu_{u,k}^m$ su uzete 3 % a za l_m su 10 %

| izotop | E [keV] | $\epsilon_k \cdot 10^{-3}$ |
|----------------|--------------|----------------------------|
| Cd-109&/Ag-109 | 88.0341(11) | 61(9) |
| Sb-125 | 116.931(10) | 48(8) |
| Co-&57 | 122.0612(15) | 54(4) |
| Se-&75 | 136.0017(24) | 0.09(22)E+03 |
| Co-&57 | 136.4730(15) | 67(21) |
| Ce-139 | 165.853(7) | 0.04(4)E+03 |
| Sb-125 | 172.625(21) | 66(10) |
| Sb-125 | 176.316(10) | 55.9(20) |
| Sb-125 | 204.100(14) | 44(6) |
| Sb-125 | 208.015(15) | 47(9) |
| Se-&75 | 279.5381(22) | 0.5(3)E+03 |
| Sb-125 | 321.031(15) | 41(4) |
| Sb-125 | 380.416(13) | 29.5(16) |
| Sb-125 | 427.375(10) | 26.1(9) |
| Sb-125 | 443.486(20) | 17(6) |
| Sb-125 | 463.387(10) | 24.7(9) |
| Ce-134 | 475.357(20) | 22.7(21) |
| Ce-134 | 543.237(8) | 17.4(6) |
| Sb-125 | 600.500(21) | 19.1(8) |
| Ce-134 | 604.710(8) | 17.0(4) |
| Sb-125 | 606.633(14) | 17.7(14) |
| Sb-125 | 635.890(12) | 18.2(6) |
| Sb-137 | 661.660(3) | 15.91(28) |
| Sb-125 | 671.381(12) | 17.8(18) |
| Ce-134 | 795.867(14) | 13.71(25) |
| Ce-134 | 801.951(15) | 12.3(4) |
| Ce-134 | 1038.592(17) | 10.2(17) |
| Ce-134 | 1167.844(11) | 13.6(12) |
| Ce-460 | 1173.237(4) | 10.56(17) |
| Ce-460 | 1332.501(5) | 9.44(15) |
| Ce-134 | 1389.184(14) | 11.2(4) |
| Va-438 | 1396.077(18) | 13(18) |

Tabela 7.4.

11.7.4.3

Zarządzanie efektywną energią



S1. 7.4.

Zavisnost totalne efikasnosti ε_k od energije E
je izracunata po:

7.2. ODREDIVANJE VEROVATNOĆE DEŠAVANJA NUKLEARNE REAKCIJE $\int \sigma \phi dE$

Verovatnoća dešavanja nuklearne reakcije po jednom jezgru i u jedinici vremena se odreduje iz izraza (5.7.)

$$\int \sigma \phi dE = \frac{N_d \lambda}{N_x \varepsilon p_\gamma e^{-\lambda \Delta t} \left[1 - e^{-\lambda t_{zr}} \right] \left[1 - e^{-\lambda t_m} \right]} \quad (7.15.)$$

N_d - broj detektovanih zraka

λ - konstanta radioaktivnog raspada, dobija se iz perioda poluraspada $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ njene vrednosti i vrednosti greške

$$\Delta \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}^2} \Delta T_{1/2} \text{ su:}$$

$$\lambda (^{54}\text{Mn}) = 2.574 \cdot 10^{-8} \pm 5.762 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda (^{63}\text{Zn}) = 3.032 \pm 0.021 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda (^{74}\text{As}) = 4.512 \pm 0.007 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda (^{126}\text{J}) = 6.161 \pm 0.033 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$$

N_x - broj ispitivanih izotopa pre (γ, n) reakcije:

$$N_x = a \frac{m_u}{M_A} N_{AV} \quad (7.16.)$$

m_u - masa uzorka

M_A - atomska masa

N_{AV} - Avogadrov broj

a - postotak izotopa u prirodnom sastavu

Podaci o ovim vrednostima se nalaze u poglavlju 6.3.

Izračunate vrednosti za $\int \sigma \phi dE$ kao i grška $\Delta \int \sigma \phi dE$ koja je izračunata prema formuli 7.17., se nalaze u tabeli 7.5.

$$\Delta \int \sigma^* \phi \, dE = \int \sigma \phi \, dE \left[\frac{1}{N_d^2} (\Delta N_d)^2 + \frac{1}{\lambda^2} (\Delta \lambda)^2 + \frac{1}{\epsilon^2} (\Delta \epsilon)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{p_\gamma^2} (\Delta p_\gamma)^2 \right]^{1/2} \quad (7.17.)$$

ΔN_d dobijamo u listingu sa vrednošću ΔN_d , $\Delta \epsilon$ su izračunate i nalaze se u tabeli 7.2, dok Δp_γ možemo naći u tablicama radioaktivnih raspada [4].

| izotop | E [keV] | p_γ [%] | $N_d \cdot 10^3$ | $\int \sigma \phi \, dE \cdot 10^{-17}$ |
|------------------|---------|----------------|------------------|---|
| ^{54}Mn | 834.8 | 99.975(2) | 4.42(07) | 0.325(7) |
| ^{63}Zn | 669.8 | 8.4(3) | 27.29(17) | 0.214(13) |
| | 962.2 | 6.6(3) | 15.68(13) | 0.218(17) |
| | 1124.0 | 0.113(12) | 0.24(1) | 0.204(25) |
| | 1412.0 | 0.76(3) | 1.47(4) | 0.205(13) |
| ^{74}As | 595.9 | 60.2(4) | 296.9(49) | 0.979(27) |
| | 634.8 | 15.4(8) | 77.98(19) | 1.060(38) |
| | 1204.0 | 0.295(6) | 0.92(3) | 1.020(21) |
| ^{126}J | 88.6 | 34.1(7) | 827.4(12) | 5.71(25) |
| | 491.2 | 2.85(6) | 50.21(25) | 4.83(18) |
| | 666.3 | 33.1(7) | 503.1(8) | 5.44(15) |
| | 753.8 | 4.16(9) | 51.04(23) | 4.96(14) |
| | 879.9 | 0.755(16) | 11.72(11) | 6.96(19) |
| | 1420.1 | 0.295(6) | 4.47(6) | 7.99(37) |

Tabela 7.5.

7.3. AKTIVACIONA ANALIZA

Cilj ovog eksperimenta je da se odredi minimalna količina elementa u nekom uzorku, metodom fotoaktivacione analize. Aktivaciona analiza je metod za kvantitativno i kvalitativno određivanje elemenata u nekoj supstanci. Sastoji se u merenju aktivnosti, koja je nastala ozračivanjem materijala neutronima, fotonima ili elektrisanim česticama, a potom se analizom γ -spektra dobijaju podaci o ozračenom elementu. Prema tome kako je aktiviran uzorak, aktivaciona analiza se može podeliti na neutronsku, fotoaktivacionu i aktivacionu analizu sa primenom nanelektrisanih čestica, koja je zbog velikog broja konkurentnih reakcija najnepogodnija za primenu.

Fotoaktivaciona analiza u odnosu na neutronsku analizu obezbeđuje veću osetljivost a i poseduje još neke prednosti kao i u odnosu na analizu sa nanelektrisanim česticama:

- zbog razlika u energetskim pragovima i u rezonantnim ponašanjima pri apsorpciji fotona, moguća je selektivna aktivacija odabiranjem fotonske energije, nasuprot termalnoj neutronskoj aktivaciji.

- foton je prodorniji u materiji od nanelektrisane čestice; gama aktivacija dozvoljava i zračenje debelih uzoraka i relativno laku operativnost.

- omogućava određivanje lakih elemenata što je nemoguće sa neutronskom analizom, jer se u ovom slučaju javljaju konkurentne reakcije.

Osetljivost analize izržava se kao najmanja količina izotopa u gramima koja se još može otkriti i kvantitativno proceniti putem merenja aktivnosti. Posto smo stabilni izotop ozračili fluksom visokoenergetskih fotona ϕ , pri čemu je efikasni presek σ , ovaj stabilni izotop prelazi u radioaktiv i na taj način se dobija neka aktivnost $A = N_e \lambda$. Da bi se detektovala minimalna aktivnost tog izotopa treba biti stvoren neki minimalan broj tih jezgara N_{xm} , tj. potrebno je stvoriti neku minimalnu masu tog elementa:

$$m_m = a \frac{M_A}{N_{AV}} N_{xm} \quad (7.18.)$$

M_A - atomska masa izotopa

N_{AV} - Avogadrov broj

N_{xm} - minimalan broj atoma u uzorku pre ozračivanja da bi bila detektovana minimalna aktivnost određenog radioaktivnog raspada

a - obilnost izotopa

N_{xm} možemo odrediti na osnovu jednačine 5.7.

$$N_{xm} = \frac{N_{dm} \lambda}{\epsilon p_\gamma \int \sigma \phi dE \cdot e^{-\lambda \Delta t} \left[1 - e^{-\lambda t_{zr}} \right] \left[1 - e^{-\lambda t_m} \right]} \quad (7.19.)$$

$\int \sigma \phi dE$ - verovatnoća radioaktivnosti raspada koju smo računali

merenje intenziteta raspada odredene energije (glava 7.3.)

N_{dm} - najmanji broj detektovanih fotona da bi bila identifikovana γ -linija; minimalni intenzitet

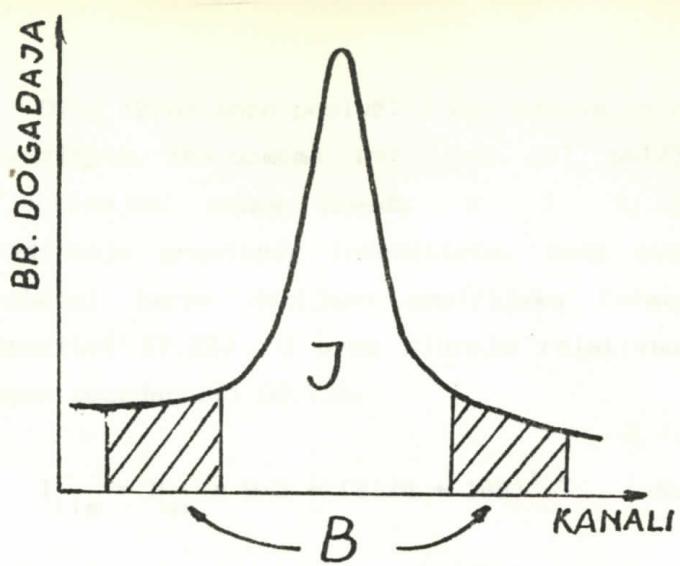
ϵ - efikasnost detektora (glava 7.2.)

p_γ - kvantni prinos, dat je u tablici radioaktivnih raspada [4]

Dakle vidimo da osetljivost metode zavisi od: broja radioaktivnih jezgara, od vremena ozračivanja i merenja aktivnosti, od fluksa zračenja i aktivacionog preseka i od efikasnosti mernog uredaja kojim se meri zračenje.

7.4. ODREDIVANJE MINIMALNOG INTENZITETA γ -LINIJE

Granica detekcije intenziteta može biti definisana ili kao maksimum spektralnog intenziteta koji neće izrasti u spektralnu liniju ili minimum spektralnog intenziteta koji još daje spektralnu liniju. Količina izotopa u uzorku odreduje se preko intenziteta linije totalne apsorpcije u spektru zračenja tog izotopa. Mera intenziteta apsorbovanog γ -zračenja je površina totalne apsorpcije.



Sl. 7.5.

Ako pretpostavimo da spektralna linija ima Gausov oblik (sl.7.5) sa punom širinom na polovini maksimalnog intenziteta i koja leži na ravni fona, čija je srednja visina b [odbr./kanalu] određena na osnovu odbroja u kanalima oko linije. Širina linije je uzeta da bude w kanala. Onda je čist intenzitet linije:

$$I = J - B = (I + B) - B \quad (7.20.)$$

J - suma svih odbroja u w kanala pod linijom

B = bw - totalni fon pod linijom

Greška intenziteta je:

$$\Delta I = t [(\Delta J)^2 + (\Delta B)^2]^{1/2} = t [I + 2B]^{1/2} \quad (7.21.)$$

t - stepen pouzdanosti sa kojim je greška ΔI data (za $t=1$ odgovara nivo pouzdanosti 68%)

Relativna greška je $r = \Delta I/I = t(I + 2B)^{1/2}/I$. Uvodeći $p=r/t$ i rešavajući po I dobijamo izraz za vrednost intenziteta:

$$I = \frac{1}{2 p^2} [1 + (1 + 8p^2 B)^{1/2}] \quad (7.22.)$$

Ovaj izraz može poslužiti kao osnova za definisanje graničnog intenziteta. Ako uzmemo $r=1$, $t=3$ ili $p=1/3$, ova vrednost za p je uobičajeni odnos između r i t , koji se koristi za određivanje graničnog intenziteta. Kada ovaj odnos zamenimo u predhodni izraz dobijamo empirijsku formulu za granični intenzitet (7.23). U ovom slučaju relativna greška je 100%, a stepen pouzdanosti 99.73%.

$$I_{lim} = N_{dm} = 9/2 + (81/4 + 18B)^{1/2} \quad [odbroja] \quad (7.23.)$$

Sve linije sa intenzitetom većim od ovog graničnog su prave linije dok linije sa intenzitetom manjim i približnim graničnom se mogu tumačiti kao statističke fluktuacije fona.

Merenjem vrednosti fona B za energije posmatranih raspada i unoseći ih u izraz (7.23.) dobili smo granične intenzitete linija, N_{dm} . Sada znamo sve veličine koje figurišu u jednačini (7.19.), njihovim uvrštavanjem u tu relaciju, dobijemo N_{xm} broj izotopa pre ozračivanja koji daje minimalni intenzitet γ -zračenja koji se može detektovati. Unošenjem ovog broja u izraz (7.18.) izračunaćemo i minimalnu masu m_m . U tabeli 7.6. su za ispitivane izotope i detektovane energije raspada date vrednosti B , N_{dm} , N_{xm} i m_m kao i njihove greške.

Greška ΔN_{dm} je:

$$\Delta N_{dm} = [18/(81/4 + 18B)]^{1/2} \Delta B \quad (7.24.)$$

ΔN_{xm} je :

$$\begin{aligned} \Delta N_{xm} &= N_{xm} \left[\frac{1}{N_{dm}^2} (\Delta N_{dm})^2 + \frac{1}{\lambda^2} (\Delta \lambda)^2 + \frac{1}{\epsilon^2} (\Delta \epsilon)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{p_\gamma^2} (\Delta p_\gamma)^2 + \frac{1}{(\int \sigma \phi dE)^2} (\Delta \int \sigma \phi dE)^2 \right]^{1/2} \quad (7.25.) \end{aligned}$$

greška Δm_m je:

$$\Delta m_m = (M_A / N_{AV}) \Delta N_{xm} \quad (7.26.)$$

| izotop | E [keV] | B [odbr] | N_{dm} [odbr] | $N_{xm} \cdot 10^{20}$ | m_m [mg] |
|------------------|---------|------------|-----------------|------------------------|-------------|
| ⁵⁵ Mn | 834.8 | 3.95(395) | 14.05(743) | 4.08(215) | 37.8(199) |
| ⁶⁴ Zn | 669.7 | 0.21(21) | 9.41(185) | 2.87(63) | 31.2(68) |
| | 962.1 | 0.83(54) | 10.43(164) | 0.55(10) | 6.0(11) |
| | 1123.8 | 0.21(21) | 9.41(198) | 32.5(81) | 353.6(886) |
| | 1412.2 | 0.28(28) | 9.54(103) | 5.40(79) | 58.7(86) |
| ⁷⁵ As | 595.9 | 10.68(488) | 19.08(603) | 0.22(2) | 2.74(27) |
| | 634.8 | 3.66(335) | 13.78(651) | 0.60(28) | 7.58(359) |
| | 1204.4 | 5.80(335) | 15.66(541) | 58.7(236) | 730.4(2937) |
| ¹²⁷ I | 388.6 | 6.80(226) | 16.44(341) | 0.063(13) | 1.20(28) |
| | 491.2 | 3.93(211) | 14.05(399) | 0.89(25) | 18.77(543) |
| | 666.4 | 5.13(211) | 15.11(358) | 0.09(2) | 2.13(48) |
| | 753.8 | 2.87(181) | 12.98(384) | 0.80(24) | 17.04(511) |
| | 879.8 | 1.36(136) | 11.18(366) | 3.03(100) | 63.9(210) |
| | 1420.2 | 2.72(151) | 12.82(327) | 9.54(248) | 201.0(523) |

Tabela 7.6.

U tablici su podaci očekivane moguće dobiti radijacija iz zračenja radioaktivne polozajne stabilne radioizotopa elemente, neupitno, u svom primarnom obliku, učinak na mrežu na okolju i učinkoviti zaštiti od nje. Sprečavanje oštećenja životne sredine i ljudskog zdravlja je jedna od glavnih predmeta radioaktivne zaštite.

8. ZAKLJUČAK

U ovom radu je fotoaktivacionom analizom razradjena metoda izračunavanja donje granice za kvantitativno određivanje elemenata u uzorku i odredjene su donje granice detektovanja nekih elemenata u ispitivanim uzorcima.

Uzeti su različiti izotopi ^{55}Mn , ^{64}Zn , ^{75}As , ^{127}J koji su bili u hemijskim oblicima: KMnO_4 , ZnCl_2 , As_2O_3 i J_2 , zbog različitih verovatnoća pobudjivanja, tj. efikasnih preseka σ . Izračunavanje minimalnih količina izotopa je vršeno uz pomoć metoda minimalne detekcije indukovanih zračenja radioaktivnih jezgara. Uzorci su (γ, n) reakcijom aktivirani i preko određivanja donjeg praga detekcije ovog indukovanih zračenja, odredjena je i granična vrednost količine ovog elementa u uzorku.

Minimalne mase ovih elemenata koje se mogu detektovati u uzorcima su iznosile:

$$\begin{aligned}m_m(^{55}\text{Mn}) &= 37.80 \pm 19.90 \text{ mg} && \text{sa } \gamma\text{-linijom od } 834.8 \text{ keV} \\m_m(^{64}\text{Zn}) &= 6.00 \pm 1.10 \text{ mg} && \text{sa } \gamma\text{-linijom od } 962.1 \text{ keV} \\m_m(^{75}\text{As}) &= 2.74 \pm 0.27 \text{ mg} && \text{sa } \gamma\text{-linijom od } 595.9 \text{ keV} \\m_m(^{127}\text{J}) &= 1.20 \pm 0.28 \text{ mg} && \text{sa } \gamma\text{-linijom od } 388.6 \text{ keV}\end{aligned}$$

Iz izraza 7.2. se vidi da su dobijeni rezultati najviše uslovljeni efikasnim presekom σ i fluksom visokoenergetskog γ -zračenja ϕ , koji najviše utiče na određivanje konačne minimalne količine izotopa u uzorku.

Nekim hemijskim metodama moguće je dobiti niže granice za određivanje minimalne količine elemenata, međutim, mi smo ovakve rezultate dobili zato što smo radili sa akceleratorom relativno malog fluksa fotona X-zraka, koji je iznosio [12]:

$$\phi = 12.66 \pm 0.171 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Upotreboom akceleratora sa većim fluksom može se bitno smanjiti donja granica praga detekcije elemenata.

LITERATURA

- [1.] L. Marinkov - Osnovi nuklearne fizike - PMF, (1976), Novi Sad
- [2.] I. Bikit, M. Vesković - Determination of the optimal length of cylindrical sources for specific gamma activity measurements - Nucl. Instr. and Meth. A 243 (1986) 227
- [3.] S.N. Kaplanis - On the photopraction correction for voluminous sources and the Mean photon path - Int. J. Appl. Radiat. Isotopes 33 (1982) 605
- [4.] V.S. Shirley, C.M. Lederer - Tables of isotopes, VII-th edition (1978), J. Wiley and Sons, New York
- [5.] W.E. Burcham - Nuklearna fizika, Uvod (sa fizikom čestica) - Naučna knjiga (1974), Beograd
- [6.] R.D. Evans - The Atomic Nucleus - Mc Graw Hill Book, 1955
- [7.] C.M.H. Smith - A textbook of nuclear physics - Oxford (1965)
- [8.] Tehnička dokumentacija linearog akceleratora (od 15 MeV-a) firme "Simens"
- [9.] Norman A. Dyson - X-rays in atomic and nuclear physics (Longman Group London 1973)
- [10.] J.D. Jackson - Classical electrodynamics - Second edition (John Lieley and Sons, 1975 New York (chapter 15))
- [11.] I.V. Aničin and C.T. Yap - New Approach to detection limit determinant in spectroscopy (Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1 259 (1987) Amsterdam
- [12.] Tatjana Kostić - Diplomski rad, Izučavanje fluksa linearog akceleratora aktivacionom tehnikom (1990) Novi Sad.

