

Olga V. Stameski

ODREĐIVANJE PARCIJALNOG PERIODA POLURASPADA

^{40}K β - EMISIJOM

- Diplomski rad -

RADJEN NA PRIRODNO-MATEMATIČKOM FAKULTETU U NOVOM SADU

Ovaj rad radjen je u laboratoriji za nuklearnu fiziku na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu.

Zahvaljujem se Profesoru dr. Lazaru Marinkovu koji mi je predložio ovaj rad i svojim savetima doprineo njegovoj realizaciji.

Takodje se, zahvaljujem asistentu mr. Bikit Ištvanu na pomoći u toku izvodjenja eksperimenta.



S A D R Ž A J

	Strana
I. OSNOVNI POJMOVI IZ RADIOAKTIVNOSTI	2
I.1. Zakon radioaktivnog raspada	2
I.2. Period poluraspada	3
I.3. Apsolutni i relativni broj raspada	3
II. NUKLEARNE NESTABILNOSTI	5
II.1. Beta raspad	5
II.2. Šema raspada ^{40}K	6
III. APSOLUTNO β - ODBROJAVANJE	8
IV. EKSPERIMENT	11
IV.1. Određivanje karakteristika G-M brojača	12
IV.1.1. Snimanje krive platoa brojača	12
IV.1.2. Mrtvo vreme G-M brojača	14
IV.2. Određivanje perioda poluraspada ^{40}K	15
ZAKLJUČAK	20
DODATAK 1	23
DODATAK 2	26
REFERENCE	29

U V O D

Eksperiment izložen u ovom radu ilustruje apsolutno β -odbrojavanje i njegovo korišćenje pri određivanju perioda poluraspada ^{40}K pomoću KCl praha.

Period poluraspada kao i konstanta radioaktivnog raspada (λ) i energija zračenja (E), predstavlja konstantu karakterističnu za određeni radioaktivni izotop.

S obzirom na vrlo velike razlike u ~~vremenu~~ poluraspada kod različitih radioaktivnih izotopa, i metode za njegovo određivanje su različite. Postoje dve eksperimentalne metode:

- 1) direktno posmatranje raspada
- 2) metoda apsolutnog merenja radioaktivnih izotopa.

Metoda direktnog posmatranja raspada koristi se kod radioaktivnih izotopa sa kratkim periodom poluraspada (nekoliko minuta do nekoliko meseci).

Medutim, kod izotopa sa dugim periodom poluraspada koristi se metod apsolutnog merenja radioaktivnosti - određivanje broja raspada u sekundi - na osnovu izmerenog broja impulsa i odredjene efikasnosti brojačkog uređaja.

Radioaktivnost ^{40}K je predmet istraživanja već dugo vremena. Ova osobina K otkrivena je 1905 godine od strane J.J. Thomson-a.

Pošto je emisija β^- - čestice od strane K bila prilično začudjujuća mnogi su predpostavljali da ona mora poticati usled nečistoća u K, tj. usled postojanja elementa sa atomskim brojem 87, ali ta je ideja odbačena 1921 godine kada je otkriveno da K ima sledeće izotope: ^{39}K , ^{40}K , ^{41}K , i utvrđeno da je ^{40}K odgovoran za radioaktivnost.



I. OSNOVNI POJMOVI IZ RADIOAKTIVNOSTI

I. 1. Zakon radioaktivnog raspada

Radioaktivni raspadi pokoravaju se zakonima statistike. Ovo je prvi uočio Rutherford što je kasnije dokazao u svojim teorijskim objašnjenjima Schweidler.

Rutherford i Soddy su 1903 godine eksperimentalnim putem, naime, merenjem brzine raspada došli do zaključka da se raspad radioaktivnih atoma pokorava eksponencijalnom zakonu. To bi značilo da je brzina raspada, naime, broj atoma koji se raspadaju u jedinici vremena, proporcionalan ukupnom broju atoma te vrste koji su u to vreme prisutni.

Predpostavimo da u datom trenutku ima N atoma izvesnog radioelementa, predpostavimo dalje da u vrlo kratkom vremenskom intervalu dt broj atoma koji se raspadne iznosi dN tako da je brzina raspada data jednačinom:

$$- \frac{dN}{dt} \quad (\text{I. 1})$$

Kako je brzina raspada proporcionalna ukupnom broju atoma N , sledi:

$$- \frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (\text{I. 2})$$

pri čemu je λ konstanta kojoj su Rutherford i Soddy dali ime radiosktivna konstanta - konstanta proporcionalnosti. Konstanta λ označava koji se deo od ukupnog broja prisutnih radiosktivnih atoma raspadne u jedinici vremena.

Integracijom jednačine (I. 2) dobiva se:

$$\ln \frac{(N_t)}{(N_0)} = - \lambda t \quad (\text{I. 3})$$

ili u odgovarajućem eksponencijalnom obliku:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{I. 4})$$

pri čemu je N_0 broj prisutnih atoma u nekom proizvoljnom, nultom vremenu, a N_t broj koji preostaje posle isteka vremena t .

n Jednačina (I. 4) izražava osnovni zakon raspada radioaktivnih atoma.

I. 2. Period poluraspada

Karakteristična osobina radioelementa je period poluraspada. Po definiciji, to je vreme za koje se raspade polovina od prvobitno prisutnog broja radioaktivnih stoma. Period poluraspada, nezavisan je od količine prisutnog radioaktivnog elementa, zbog eksponencijalne prirode raspada.

Iz jednačine (I. 4) zamenom

$$N_t = \frac{N_0}{2} \quad \text{i} \quad t = T_{1/2} \quad \text{sledi:}$$

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (\text{I. 5})$$

logaritmovanjem dobivamo

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (\text{I. 6})$$

Iz jednačine (I. 6) vidi se medjusobni odnos radioaktivne konstante i perioda poluraspada.

Brojne vrednosti za period poluraspada kreću se u ogromnom vremenskom intervalu, od milionitih delova sekunde do biliona godina.

I. 3. Apsolutni i relativni broj raspada

U jednačini (I. 4) figuriše broj neraspadnitih atoma N_t , međutim, u praktičnom radu sa radioaktivnim supstancama obično se ne računa sa brojem atoma N_t , već sa brojem raspada u jedinici vremena.

Registrovan broj raspada nekog radioaktivnog elementa u jedinici vremena predstavlja absolutnu brzinu raspada, tj. $\frac{dN}{dt}$.

Ova veličina je jednaka proizvodu iz konstante raspada λ i prisutnog broja radioaktivnih atoma N , tj.

$$-\frac{dN}{dt} = A = \lambda N \quad (\text{I. 7})$$

Ako početnu aktivnost u trenutku $t=0$ označimo sa A_0 , a aktivnost po isteku vremena t sa A_t dobivamo:

$$\begin{aligned} A_t &= \lambda N_t = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \\ A_t &= A_0 e^{-\lambda t} \end{aligned} \quad (\text{I. 8})$$

Medjutim, u praktičnom radu, stvaran broj raspada obično se ne meri absolutno, već se odrđuje veličina proporcionalna λN .

Merenjem raspada nekog radioaktivnog elementa uredjajima za detekciju, registrujemo određeni broj impulsa R , koji je proporcionalan brzini raspada odnosno apsolutnoj aktivnosti A .

$$R = EA = E \lambda N \quad (\text{I. 9})$$

gde je E koeficijent proporcionalnosti i zavisi od :

- vrste uredjaja za detekciju
- efikasnosti pojedinih detektora za datu vrstu i energiju zračenja
- geometriskih uslova.

II. NUKLEARNE NESTABILNOSTI

Radioaktivnost se pojavljuje kod onih jezgara gde je nepovoljan odnos broja neutrona prema protonima, ili gde jezgro ima dinamičku nestabilnost. Transformacija jezgra praočena je emisijom čestica. Po vrsti emitovanih čestica, te transformacije se dele na alfa, beta i gama raspada. Svaka od njih predstavlja spontani proces, u kome jezgro postaje stabilnije, tj. energija veze mu raste.

II. 1. Beta raspad

Beta nestabilnost može da dovede do tri procesa:



Beta minus (β^-) raspad dogadja se kod jezgara kod kojih je neutron u višku. U jezgru koje pretrpi β^- raspad neutron se transformiše u proton, β^- česticu i antineutrino. Neutron koji je pre raspada bio u jezgru, posle raspada postaje proton koji takođe ostaje u jezgru. Prema tome menja se i jezgro i atom



Čestice β^- i $\bar{\nu}$ oslobadaju se iz jezgra sa znatnim energijama i sačinjavaju radioaktivna zračenja. Neutrino je čestica koja nesmetano prolazi kroz veoma debele slojeve materije, pa prema tome i kroz brojače, što znači da je ovi ne registruju.

Višak energije koji se oslobadja prilikom β^- raspada odnose β^- čestica i antineutrino. β^- čestice neće

imati istu energiju u svakom pojedinom raspodu jedne te iste vrste jezgra, jer neutrino odnosi deo energije koji takođe nije uvek isti. To je razlog što β^- - čestice sa nekog radioaktivnog izotopa imaju kontinuiran spektar energija.

Ako β^- - raspod vodi na osnovno stanje novog jezgra, kaže se da imamo čist β^- - raspod. Međutim, češći su slučajevi kada β^- - raspod ne vodi na osnovno stanje, već na izvesna pobudjena stanja novog jezgra. Tada dolazi do emisije fotona gama zračenja koja obično tako brzo sledi emisiju β^- - čestice (manju od miliarditog dela sekunde) da su praktično i β^- i gama zraci jednovremeni.

Beta plus (β^+) je obrnut β^- - raspodu. Promene u jezgru i atomu su sledeće:



β^+ čestica je pozitron (pozitivni elektron). I ovde je zbog neutrina spektar β^+ čestica kontinuiran.

Elektronski zahvat je tip raspada pri kojem je krajnja promena jezgra ista kao kod β^+ raspada. Jezgro zahvata jedan od atomskih elektrona gde dolazi do reakcije

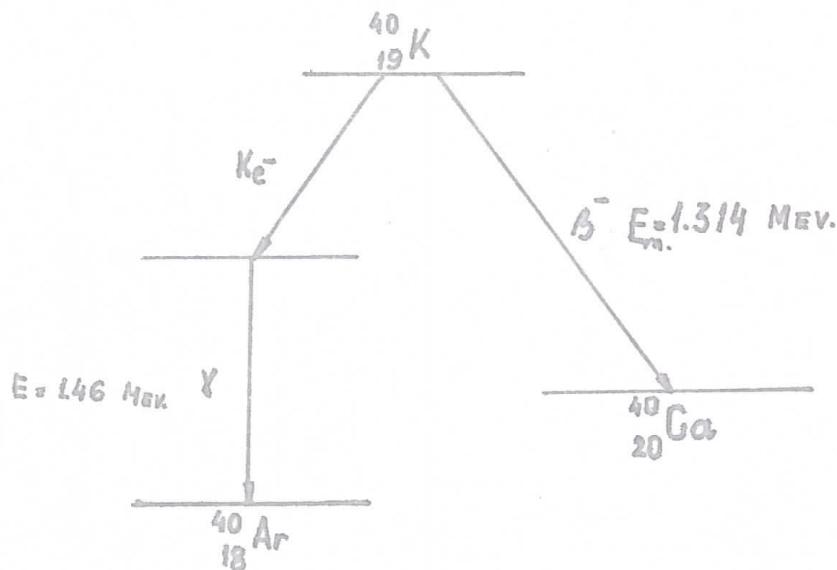


U slučaju elektronskog zahvata nema nikavog zračenja iz jezgra (sem neutrina koji ne može da se detektuje). Atom pruža jedinu evidenciju da se zahvat dogodio, jer se praznina u elektronskoj lusci, nastala zahvatom elektrona, popunjava drugim elektronima, što je propraočeno emisijom X - zračenja.

II. 2. Šema raspada ${}^{40}\text{K}$

Radioaktivni element korišćen u eksperimentu ovog rada ${}^{40}\text{K}$. Njegova šema raspada koja pokazuje β^- - raspod u ${}^{40}\text{Ca}$ i elektronski zahvat (K_{e^-}) koji vodi u jedno ekscitovanje.

no stanje ${}^{40}\text{Ar}$ iz koga sledi jedna γ emisija, prikazana je na slici 1.



SL. 1

Prikazana šema raspada ${}^{40}\text{K}$ priklučuje γ zrake uz dezintegraciju putem elektronskog zahvata koji vodi do ${}^{40}\text{Ar}$ a ne uz β^- raspad koji dovodi do ${}^{40}\text{Ca}$.

Razlozi za ovo su sledeći:

a) Merene energije β^- i γ zraka pokazuju da je E_γ zraka veća od $E_{\max} \beta^-$ zraka, a budući da ima mnogo više β^- zraka nego γ zraka u raspodu ${}^{40}\text{K}$, γ zraci se nemogu uklopiti u kaskadu sa β^- zracima. Ako bi bilo tako moralo bi da postoji jedno pobudjeno stanje ${}^{40}\text{Ca}$, koje bi emisijom γ zraka prešlo u osnovno stanje ${}^{40}\text{Ca}$, dok bi ostali deo te kaskade išao direktno u osnovno stanje. Međutim, ovi paralelni procesi su nemogući jer je $E_{\beta^-} < E_\gamma$.

b) Broj elektronskih zahvata i γ emisija u raspodu ${}^{40}\text{K}$ su jednaki što ukazuje da postoji samo jedan γ zrak za svaki elektronski zahvat, i da svi elektronski zahvati vode u pobudjena stanja ${}^{40}\text{Ar}$ koji uz γ emisiju prelazi u osnovno stanje.

III. APSOLUTNO β - ODBROJAVANJE

Za β - absolutno odbrojavanje koristi se Geiger-Müllerov (G-M) brojač sa liskunskim prozorom.

Od svih gasnih detektora, G-M brojač ima najveću osetljivost i daje najveći impuls. Dovoljno je da čestica proizvede koji par jona u aktivnoj zapremini pa da se dobije impuls od 0.1 - 1 volta.

Većina merenja β - zračenja sa G-M cevima su merenja relativnog odbrojavanja. Za detaljnija određivanja u proizvodnji izotopa, određivanju perioda poluraspada, potrebno je znati absolutni odnos dezintegracije.

Broj impulsa β - emitera koje dobijamo merenjem sa G-M brojačem zavisi od efikasnosti brojača, geometrije, apsorpcije zračenja u vazduhu i prozoru brojača i od faktoara koji izražavaju efekte rasejanja.

U idealnom slučaju, u kojem, nema ni rasejanja ni apsorpcije broj čestica odbrojanih brojačem je jednak broju čestica emitovanih od strane izvora pomnožen sa geometrijskim faktorom G i efikasnosti brojača ϵ ,

$$R = EA \quad \text{gde je} \quad E = \epsilon G \quad (\text{III. 1})$$

U svakom praktičnom slučaju dolazi do rasejanja i apsorpcije tako da broj čestica koje ulaze u brojač nije više samo funkcija geometrije to je sada:

$$R = A \epsilon G f_w f_a f_b f_h f_s \quad (\text{III. 2})$$

gde je

R - izmereni broj impulsa u minuti

A - absolutni broj dezintegracije u minuti

ϵ - efikasnost brojača za β - detekciju

G - geometrijski faktor

f_w - efekt apsorpcije β - zračenja u vazduhu i prozoru G-M brojača

f_a - efekt rasejanja u vazduhu

f_b - faktor porasta u broju odbroja usled odbijanja od podloge

f_h - faktor efekta rasejanja u zidovima oklopa

f_s - faktor efekta rasejanja i apsorpcije β - čestice usled mase izvora.

G - geometrijski faktor dat je odnosom izmedju prostornog ugla Ω pod kojim izvor "vidi" detektor i punog prostornog ugla 4π . Ako je b - poluprečnik prozora brojača, a - rastojanje od izvora do detektora a c - poluprečnik izvora, geometrijski faktor G se može izraziti po formuli Blachmann-a (dodatak 1).

$$G = \frac{\Omega}{4\pi} = 0.5 \left[1 - \frac{1}{(1+\beta)^{1/2}} - \frac{3}{8} \frac{\beta \gamma}{(1+\beta)^{5/2}} - \gamma^2 \left[-\frac{5}{16} \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{7/2}} + \frac{35}{64} \left(\frac{\beta^2}{1+\beta} \right)^{9/2} - \dots \right] \right] \text{(III. 3)}$$

gde je

$$\beta = \frac{b^2}{a^2} \quad \text{i} \quad \gamma = \frac{c^2}{a^2}$$

f_w - faktor za apsorpciju u vazduhu i prozoru brojača definisan je odnosom broja impulsa pri datoј debljinи apsorbera i broja impulsa koji bi se dobio pri nultoj debljini apsorbera.

f_a - faktor predstavlja uticaj rasejanja β - čestice u vazduhu. Raste sa povećanjem rastojanja izvora odbrojača, a smanjuje se sa povećanjem energije β - emitera.

f_b - faktor rasejanja od podloge predstavlja odnos izmedju broja registrovanih impulsa dobiven za neki uzorak meren na podlozi i broja registrovanih impulsa dobivenih za isti uzorak meren bez podloge

$$f_b = \frac{\text{broj impulsa /min sa podlogom}}{\text{broj impulsa /min bez podloge}}$$

Faktor f_b zavisi od debljine podloge i od upotbeljenog materijala.

f_h - faktor zavisi od energije β - emitera i od udaljenosti izvora od brojača.

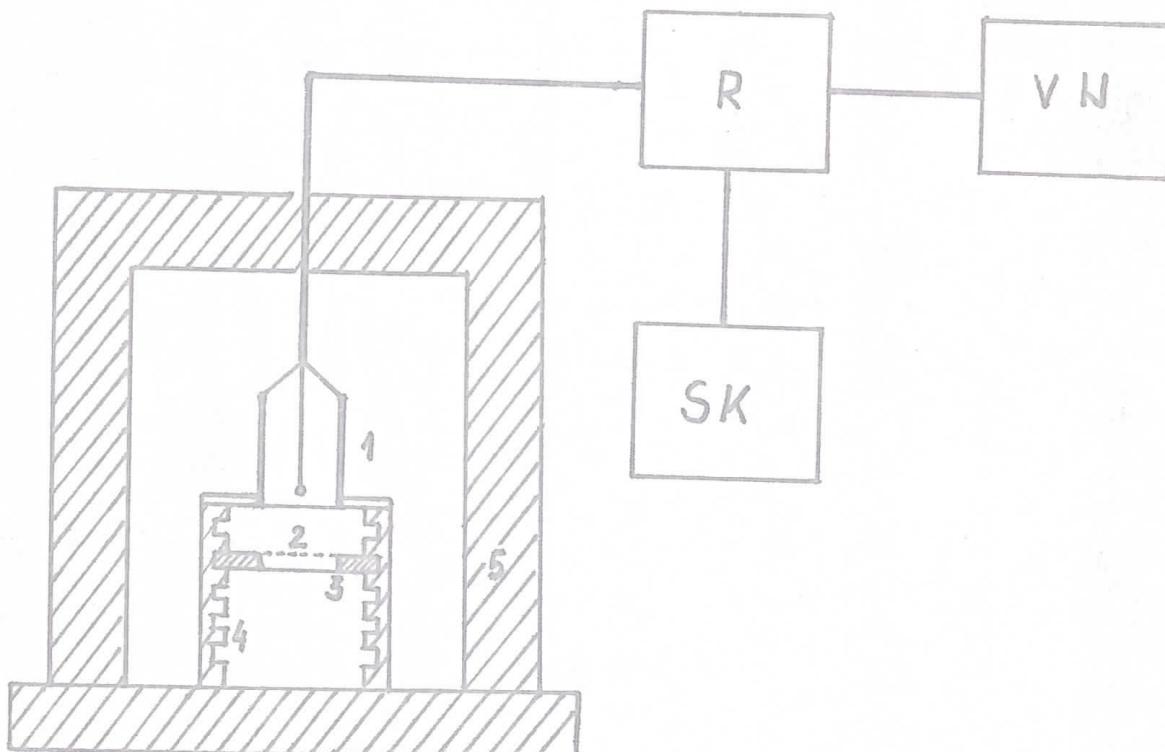
f_s - faktor uzima se u obzir kod izvora sa određenom debljinom. Određuje se grafički, naime crta se kriva

broja impulsa u zavisnosti od debljine izvora u mgr/cm^2 a
sam faktor je

$$f_s = \frac{\text{broj impulsa/min kod gustog izvora}}{\text{broj impulsa/min kod nultog izvora}}$$

IV. EKSPERIMENT

Šematski prikaz eksperimentalne opreme korišćene u apsolutnom β - odbrojavanju ovog rada data je na slici 2.



SL. 2

- 1 - G-M brojač sa liskunskim prozorom
- 2 - radioaktivni izvor (KCl)
- 3 - držač izvora (kontejner)
- 4 - postolje za držače
- 5 - olovni oklop
- SK - skaler
- VN - visoki napon

IV. 1. Odrđivanje karakteristika G-M brojača

Osnovne karakteristike G-M brojača su:

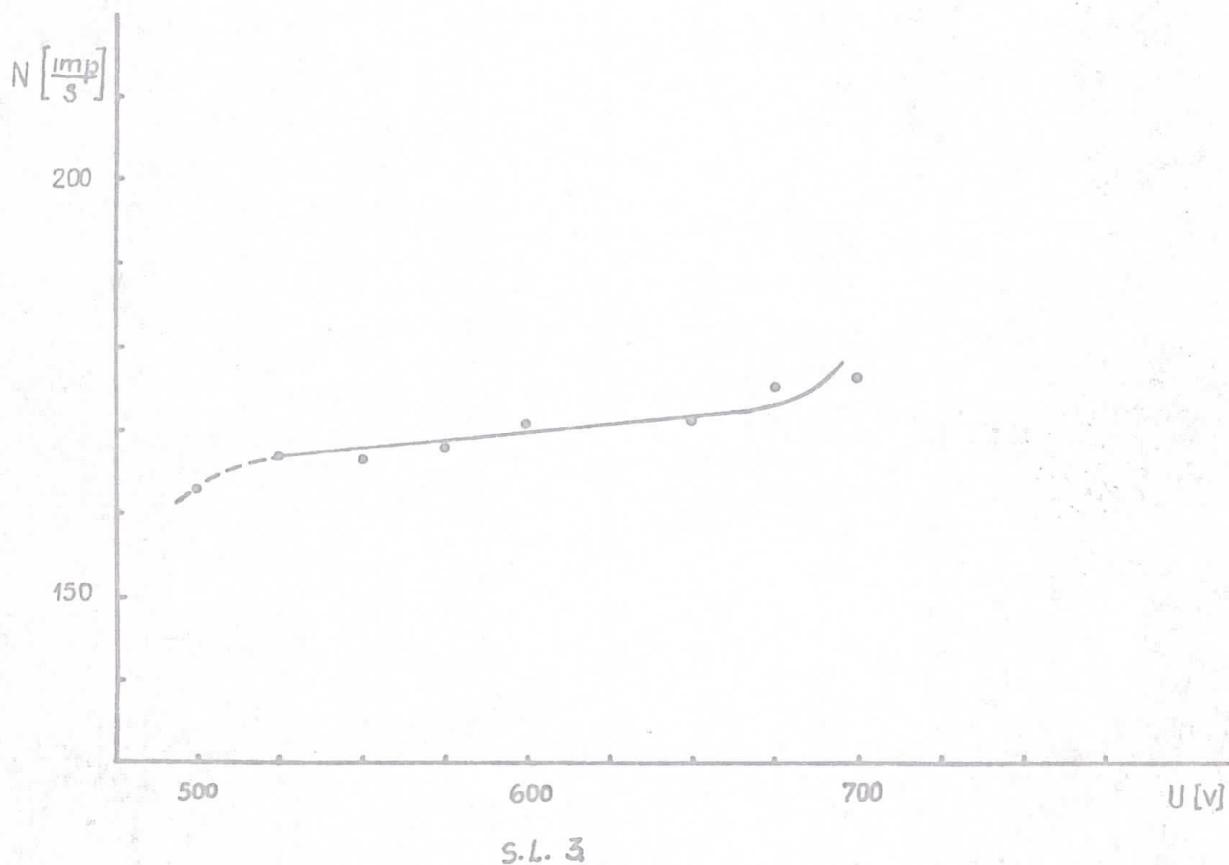
- a) početni napon
- b) dužina i nagib platoa
- c) život brojača
- d) radni napon
- e) mrtvo vreme
- f) vreme oporavljanja

IV. 1. 1. Snimanje krive platoa brojača

Deo krive u kojem pri većim naponima broj impulsa u jedinici vremena ostaje konstantan, naziva se platoom G-M brojača.

Kriva platoa G-M brojača daje podatke o početnom napomu, radnom naponu, dužini i strmini platoa brojača.

Kriva platoa (sl. 3) dobivena je merenjem broja impulsa u funkciji visokog napona.



Relativna standardna greška pri merenju impulsa u funkciji napona nije bila veća od 1%.

Dužina platoa kao što se vidi na slici 3 iznosi
 $\Delta V = 150V$

Ako se posmatraju snimljeni podaci za krivu platoa, vidi se da broj impulsa u jedinici vremena nije stalan za napone koji odgovaraju platom brojača. Fluktuacije, u odboru, do kojih dolazim pri potpuno ispravnim merenjima, potiču od statističke prirode radioaktivnog raspada. No, i pored, ovih fluktuacija u rezultatima javlja se stalna tendencija porasta broja impulsa pri radu sa većim vrednostima visokog napona. Ovo je posledica pojavljivanja lažnih impulsa izazvanih naknadnim jonizacijama u brojaču. Plato brojača nije, prema tome, potpuno horizontalan, već ima mali nagib. Relativni nagib platoa daje prosečnu procentualnu promenu u broju primanih impulsa za određeni prirastaj visokog napona. Odnosno, strmina platoa data je izrazom:

$$S = \frac{2(N_2-N_1)}{(N_2+N_1)} \cdot \frac{100}{(V_2-V_1)} \%$$

Izračunata strmina platoa krive G-M brojača je:

$$S = \frac{N}{N_S} \frac{100}{\Delta V} \% = (0.0274 \pm 0.0038) \% \cdot \frac{1}{V}$$

Napon koji odgovara platu G-M brojača i sa kojim pri određenom merenju brojač treba da radi, je radni napon. Radna tačka se obično usvaja u onom delu platoa koji odgovara nižim naponima, s tim da bude udaljena od početka platoa toliko da rad kompleta ostane pouzdan imajući u vidu kvalitet upotrebljenih instrumenata i moguće promene karakteristika brojača sa starenjem i temperaturom.

Radni napon korišćen u kasnijim merenjima iznosio je 600V.

IV. 1. 2. Mrtvo vreme G-M brojača

Pod mrtvim vremenom cevi podrazumeva se vremenski razmak u kojem brojač posle jedne izvršene detekcije nije u stanju da registruje zračenje, odnosno, ostaje neosetljiv. Mrtvo vreme se javlja kao posledica prisustva pozitivnih jona nastalih tokom stvaranja lavine u okolini anode.

Mrtvo vreme (τ) G-M brojača izračunava se metodom dva izvora:

$$\tau = \frac{N_1 + N_2 - (N_{1,2} + N_0)}{N_{1,2}^2 - (N_1^2 + N_2^2)}$$

gde su:

N_1 i N_2 - broj impulsa/min standardnih izvora ponaosob

$N_{1,2}$ - broj impulsa/min kada su izvori zajedno

N_0 - osnovna aktivnost (fon)

Na osnovu izmerenih podataka N_1 , N_2 , $N_{1,2}$, N_0 mrtvo vreme G-M brojača je:

$$\tau = (164 \pm 1.87) \mu \text{sec}$$

IV. 2. Odredjivanje perioda poluraspada ^{40}K

Period poluraspada ^{40}K u odnosu na β^- raspad može se odrediti absolutnim merenjem β^- aktivnosti.

Pri absolutnom merenju aktivnosti bilo kog β^- emitera najveće poteškoće predstavlja apsorpcija β^- zračenja u samom izvoru. Efekt apsorpcije u samom izvoru se može izbeći ili pravljjenjem vrlo tankih izvora (što je izvodljivo samo u slučaju izvora velike specifične aktivnosti) ili merenjem aktivnosti sa izvorima različitih debljina, i ekstrapolacijom na nultu debljinu dobijamo korigovanu aktivnost (što je i radjeno u ovom eksperimentu).

Takodje da bi se svelo na minimum rasejanje usled odbijanja od podlage, korišćeni su kontejneri od plastike, i približno se može uzeti da je ovaj faktor jednak jedinici.

Na osnovu geometrijskih uslova, efekt rasejanja u vazduhu i u zidovima oklopa je zanemarljiv, naime, i ovi faktori su približno jednaki jedinici.

Eksperimentalno je pokazano da pri prolazu kontinuiranog β^- zračenja kroz materiju dolazi do eksponentijalnog smanjenja intenziteta snopa:

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{S} (xs)} \quad (\text{IV. 1.})$$

gde je:

$\frac{\mu}{S}$ - maseni apsorpcioni koeficijent je empirijski parametar dat u obliku

$$\frac{\mu}{S} = 17 \left\{ E_{\max} [\text{MeV}]^{-1.43} \right\} \left[\frac{c_w^2}{gr} \right] \quad (\text{IV. 2.})$$

(xs) - debljina apsorbera izražena u $\left[\frac{gr}{c_w^2} \right]$

E - maksimalna energija β^- zračenja.

Odnos $\frac{I}{I_0}$ predstavlja faktor efekta apsorpcije zračenja, koji može da se odredi teorijski i eksperimentalno, snimanjem apsorpacione krive.



Apsorpciona kriva snima se tako što se ubacuju apsorberi od aluminijuma sukcesivno izmedju izvora i detektora, i crta broj impulsa u funkciji ukupne debljine apsorbera (uključujući i vazduh i liskunski prozor G-M brojača). Odnos ekstrapolisanog broja impulsa na nultu debljinu apsorbera i broja impulsa koji odgovara debljini prozora i vazduha je korigovan broj impulsa.

U izvodjenju ovog eksperimenta snimana je i apsorpciona kriva u vazduhu i prozoru brojača. Međutim, fluktuacija u broju impulsa za različite debljine apsorbera su bile veoma velike, tako da nije užet u obzir eksperimentalno određen faktor za apsorpciju u prozoru i vazduhu, već teorijski izračunat na osnovu formule (IV. 1 i IV. 2).

Izračunat faktor apsorpcije u vazduhu i prozoru iznosi 0.95.

U okviru eksperimentalne opreme korišćeni su kontejneri od plastike dijametra 3.2 cm i dubine 0.034 ± 0.344 cm. Debljina dna svih kontejnera je ista, a unutrašnjost svakog kontejnera je pravilnog cilindričnog oblika. Svaki kontejner punjen je ravnomerno sa dobro isitnjem analitičkim reagensom KC1. Posle punjenja spoljašnja površina kontejnera je pažljivo očišćena i izmerena. Debljina uzorka se izražava u gr/cm^2 . Kako je dijametar za sve kontejnere isti, masa svakog od njih je mera njihove debljine.

Napunjeni kontejneri stavljeni su u postolje na rastojanju 2cm od ~~između~~ prozora G-M brojača. Vreme trajanja brojanja impulsa iznosilo je oko jedan čas a pojedina brojanja iznosila su oko dva časa.

Odbroji su registrovani pomoću skalera.

Da bi se dobili pravi impulsi, pre i posle svakog merenja aktivnosti ^{40}K , merena je osnovna aktivnost (fon) i njegova srednja vrednost oduzimana je od aktivnosti ^{40}K .

Kako je apsorpcija zračenja u izvoru eksponenci-

jalnog karaktera crta se grafik (sl. 4), logaritam broja impulsa po jedinici mase i jedinici vremena u funkciji mase KCl. Dobija se približno prava koja se ekstrapoliše na nultu debljinu. Ekstrapolisana vrednost broja impulsa dobivena je na računaru, metodom najmanjih kvadrata, na osnovu izmerenih podataka (tabela 1) i iznosi

$$\frac{n_0}{G} = 14.57 \pm 1.02 \left[\frac{\text{imp}}{\text{gr s}} \right]$$

Vrednost specifične aktivnosti i period poluraspada ^{40}K su odredjeni na sledeći način.

Iz zakona radioaktivnosti (I. 4) izvodi se izraz za period poluraspada

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} = \frac{0.693}{\left| \frac{dN}{dt} \right|} N \quad (\text{IV. } 3.)$$

Kako je period poluraspada ^{40}K vrlo velik, ne mogu se primetiti nikakve promene u vrednosti $\frac{dN}{dt}$, pa se određivanjem broja radioaktivnih jezgara u izvoru N, i apsolutnim merenjem aktivnosti $\frac{dN}{dt}$, određuje period poluraspada.

Broj radioaktivnih jezgara ^{40}K u m [gr] praha KCl je

$$N = \frac{m N_0 p}{M \text{ loo}} \quad (\text{IV. } 4.)$$

gde je:

p = 0.0118 procenat prisutnosti ^{40}K u prirodnom K

N_0 - Avogadrov broj

M - molekulska težina KCl

m - masa KCl

Apsolutna aktivnost se može izračunati iz izmerenog broja impulsa u jedinici vremena na sledeći način:

$$\frac{dN}{dt} = R / \epsilon G \quad (\text{IV. } 5.)$$

gde je:

ϵ - efikasnost brojača

G - geometrijski faktor

Na osnovu formula (IV. 3, IV. 4, IV. 5) izraz $\text{at } T_{1/2}$

je:

$$T_{1/2} = \frac{0.693 N_0 p \epsilon G}{M N_0 100} \quad (\text{IV. 6.})$$

Ali merenjem specifične aktivnosti $R/m = n_0$ izraz za $T_{1/2}$ postaje:

$$T_{1/2} = \frac{0.693 N_0 p \epsilon G}{M N_0 100} \quad (\text{IV. 7})$$

Veličine koje figurišu u jednačini (IV. 7) imaju sledeće vrednosti:

$$M(KCl) = 74.56$$

$$p = 0.0118$$

$$N_0 = 6.025 \cdot 10^{23}$$

$$G = 0.0713$$

$$\frac{N_0}{G} = 14.57 \pm 1.02$$

$$\epsilon \approx 1$$

Geometrijski faktor G dobijen je na osnovu formule (III. 3)

$$G = 0.5 \left[1 - \frac{1}{(1+\beta)^{1/2}} - \frac{3}{8} \frac{\beta \gamma}{(1+\beta)^{5/2}} - \gamma^2 \left(-\frac{5}{16} \left(\frac{\beta}{1+\beta} \right)^{3/2} + \frac{35}{64} \left(\frac{\beta^2}{1+\beta} \right)^{9/2} \right) + \dots \right]$$

gde je:

$2a$ = 20mm rastojanje izvora od prozora brojača

$2b$ = 27,8mm prečnik prozora brojača

$2c$ = 32mm prečnik izvora

Efikasnost G -M brojača za β -zračenje može se približno izračunati po formuli \mathbb{R} (dodatak 2 ref. 10)

$$\mathbb{R} = 1 - \left[\frac{ds \sin \theta - \cos \theta + e^{-\alpha \theta_0}}{(d^2 + 1)(1 - \cos \theta)} \right]$$

koja predstavlja verovatnoću registracije elektrona koji udje u brojač.

$$d = \frac{I_p l}{2 \theta_0 \sin \theta_0}$$

gde je:

I - specifična jonizacija (broj jonskih parova po 1cm)

p - pritisak u [at]

l - dužina puta elektrona kroz osetljivu zapreminu [cm]

Θ_0 - ugao koji zaklapa osa brojača sa pravom koja prolazi kroz centar izvora i periferije prozora brojača.

Izračunata efikasnost G-M bfojača za β -detekciju $\mathcal{E} = 0.999 \approx 1$.

Vrednost parcialnog perioda poluraspada ^{40}K do bivena ovom metodom iznosi:

$$T_{1/2} = (1.45 \pm 0.10) \cdot 10^9 \text{ godina}$$

Z A K L J U Č A K

Rezultat dobiven u ovom eksperimentu za period poluraspada ^{40}K u granicama greške slaže se sa rezultatima drugih autora (tabela 2). Naime, merenja perioda poluraspada ^{40}K kreću se u intervalu od ($1.20 \pm 1.78 \cdot 10^9$ godina), sa srednjom vrednošću od $1.44 \cdot 10^9$ godina.

T A B E L A 2

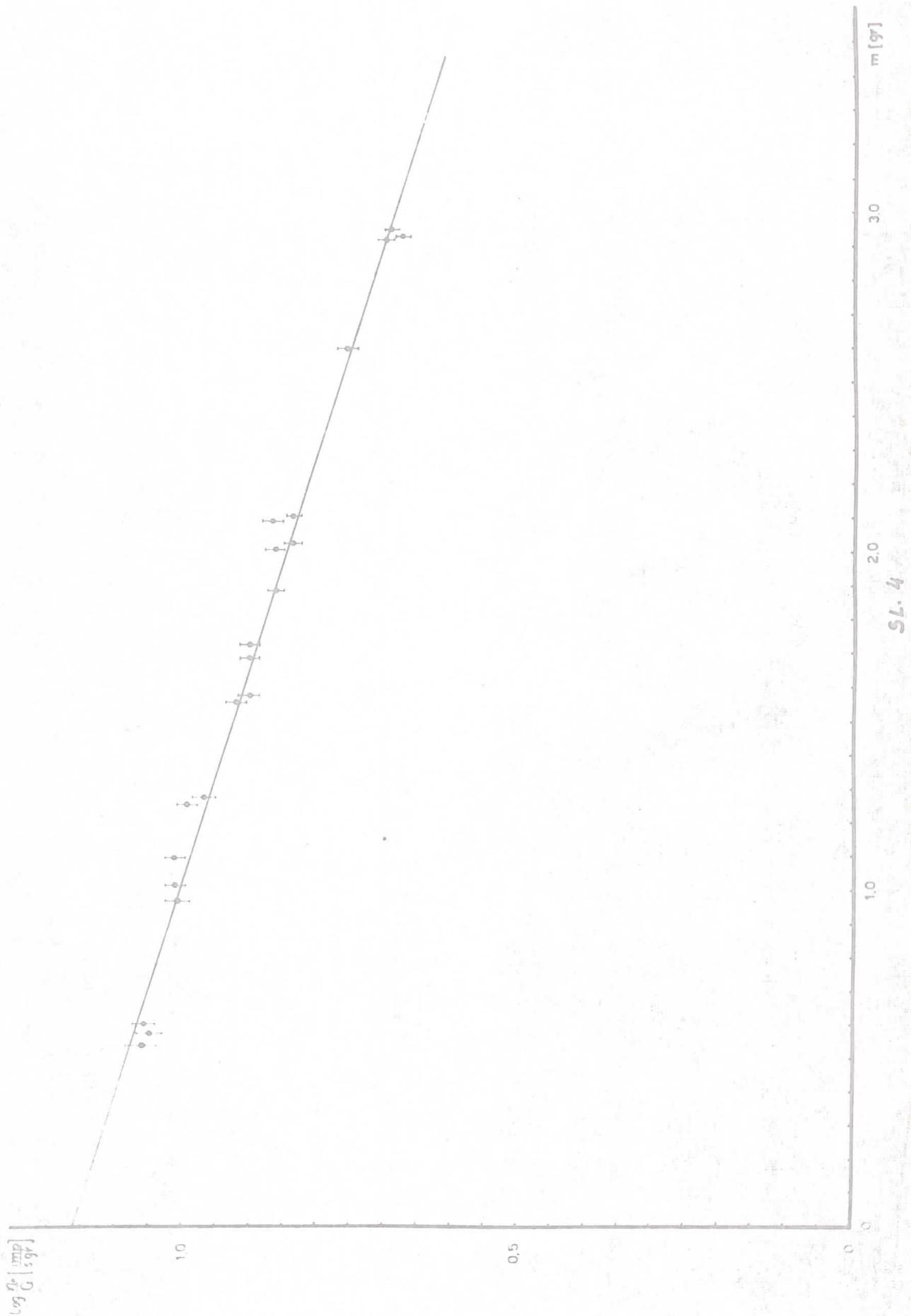
Period poluraspada ^{40}K pri β^- -emisiji

$T_{1/2}$ $\cdot 10^9$ g.	referenca
1.42 ± 0.05	2
1.27 ± 0.05	3
1.40 ± 0.08	4
1.30 ± 0.07	5
1.34 ± 0.05	6
1.51 ± 0.09	1

Nepouzdanost metode apsolutnog β -odbrojavanja je u određivanju korekcionih faktora. Zbog toga jedna od važnih dimenzija je, omogućiti eksperimentalne uslove pri kojima su ovi faktori korekcije približno jednakim jedinicama.

T A B E L A 1

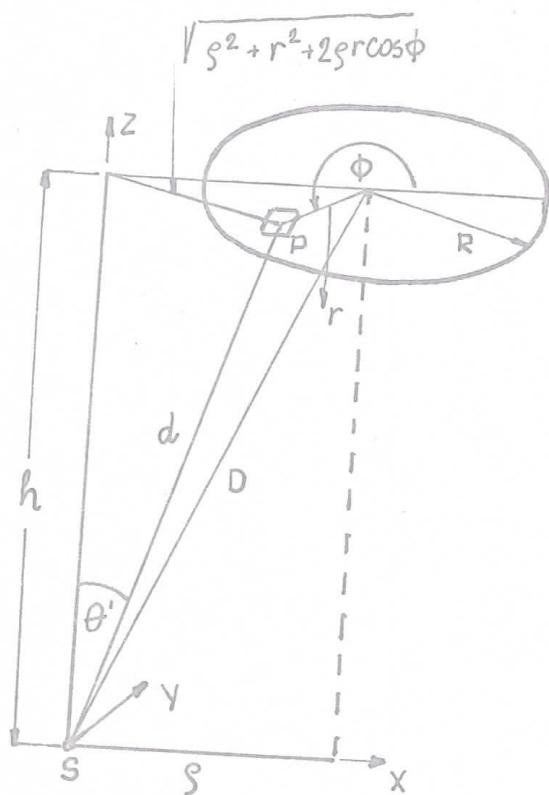
$m \pm \Delta m(\text{gr})$	R[imp]	t[sec]	$\frac{n_o}{G} \pm \Delta \frac{n_o}{G}$ [imp grs]	$\log \frac{n_o}{G} \pm \Delta \log \frac{n_o}{G}$
0.4602 ± 0.0007	6000	7892.6	11.0617 ± 0.4614	1.04376 ± 0.0181
0.5390 ± 0.0007	3000	3565.5	11.4642 ± 0.5105	1.05918 ± 0.0193
0.5402 ± 0.0007	3000	3623.6	11.2650 ± 0.5021	1.05154 ± 0.0189
0.5719 ± 0.0007	3000	3542.1	11.1332 ± 0.4810	1.04610 ± 0.0187
0.6056 ± 0.0007	6000	6823.1	11.3169 ± 0.3758	1.05346 ± 0.0144
0.9653 ± 0.0007	3000	2784.9	10.1178 ± 0.3394	1.00475 ± 0.0145
1.0280 ± 0.0007	6000	5226.0	10.1626 ± 0.2622	1.00647 ± 0.0112
1.0923 ± 0.0007	3000	2550.7	10.1809 ± 0.3225	1.00775 ± 0.0137
1.2462 ± 0.0007	6000	4765.2	9.6928 ± 0.2300	0.98641 ± 0.0102
1.2697 ± 0.0007	3000	2496.7	9.1374 ± 0.2594	0.96080 ± 0.0122
1.5508 ± 0.0007	3000	2350.7	8.1907 ± 0.2440	0.91328 ± 0.0128
1.5687 ± 0.0007	3000	2389.4	7.7798 ± 0.2370	0.89092 ± 0.0131
1.6822 ± 0.0007	6000	4478.0	7.8920 ± 0.1781	0.89719 ± 0.0097
1.7190 ± 0.0007	3000	2252.2	7.8695 ± 0.2272	0.89592 ± 0.0125
1.8646 ± 0.0007	6000	4476.4	7.1248 ± 0.1612	0.85272 ± 0.0098
2.0024 ± 0.0007	3000	2152.2	7.1150 ± 0.2019	0.85217 ± 0.0122
2.0036 ± 0.0007	3000	2211.8	6.9312 ± 0.1991	0.83967 ± 0.0124
2.0168 ± 0.0007	3000	2223.7	6.7363 ± 0.1977	0.82840 ± 0.0127
2.0833 ± 0.0007	3000	2656.6	7.3492 ± 0.2033	0.86623 ± 0.0119
2.0959 ± 0.0007	6000	4288.9	6.7503 ± 0.1472	0.82930 ± 0.0094
2.5942 ± 0.0007	3000	2135.6	5.6283 ± 0.1570	0.75035 ± 0.0121
2.9183 ± 0.0007	3000	2140.3	4.9873 ± 0.1388	0.69784 ± 0.0120
2.9245 ± 0.0007	3000	2169.3	4.6746 ± 0.1388	0.66969 ± 0.0128
2.9454 ± 0.0007	3000	2138.7	4.9467 ± 0.1290	0.69425 ± 0.0112
3.5680 ± 0.0007	3000	2203.2	3.7433 ± 0.1122	0.56146 ± 0.0129



DODATAK 1

Izvodjenje geometrijskog faktora - G

Geometrijski faktor G izveo je Nelson Blachmann
(ref. 10) koristeći sledeću sliku



- R - poluprečnik prozora brojača
 h - normalno rastojanje od prozora do izvora
 D - rastojanje od date tačke S do centra prozora
 ρ - normalno rastojanje od date tačke S do ose prozora
 r - poluprečnik od centra prozora do tačke P
 d - rastojanje od date tačke S do površinskog elementa
 $rd dr d\phi$
 ϕ - nadijalni ugao tačke P
 θ' - ugao izmedju d i h

Prema slici vidimo da je

$$d = \sqrt{h^2 + \rho^2 + r^2 + 2\rho r \cos\phi} \quad a \quad \cos\theta' = \frac{h}{d}$$

Element prostornog ugla obuhvaćen površinskim elementom $rdrd\phi$ u tački S dat je izrazom

$$d\Omega = \frac{\cos\theta' r dr d\phi}{d^2} = -\frac{h}{d^2} r dr d\phi$$

Vrši se integracija po r i to u granicama od $r = 0$ do $r = R$ da bi dobili pun ugao obuhvaćen izvorom.

$$\Omega = 2h \int_0^{\pi} \left[\frac{\ell^2 + \rho^2}{(\ell^2 + \rho^2 - \rho^2 \cos^2\phi) \sqrt{\ell^2 + \rho^2}} - \frac{\rho R \cos\phi + \ell^2 + \rho^2}{(\ell^2 + \rho^2 - \rho^2 \cos^2\phi) \sqrt{\ell^2 + \rho^2 + R^2 + 2\rho R \cos\phi}} \right] d\phi$$

$$\text{sada je } D = \sqrt{\ell^2 + \rho^2} \Rightarrow \ell = D \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{D^2}}$$

$$\text{neka je } \ell = \frac{2RD}{D^2 + R^2}$$

Integracijom prvog člana dobijamo:

$$\Omega = 2\pi - \frac{2\sqrt{1 - (\frac{\rho}{D})^2}}{\sqrt{1 + (\frac{R}{D})^2}} \int_0^{\pi} \frac{1 + \left(\frac{R}{D}\right)\left(\frac{\rho}{D}\right) \cos\phi}{\left[1 - \left(\frac{\rho}{D}\right)^2 \cos^2\phi\right] \left[1 + \ell\left(\frac{\rho}{D}\right) \cos\phi\right]^{1/2}} d\phi$$

Za izračunavanje integrala drugog člana potrebno je da se podintegralni član razvije u stepenima od $(\frac{\rho}{D})$ i time dobijamo

$$\Omega = 2\pi \left\{ 1 - \frac{\sqrt{1 - (\frac{\rho}{D})^2}}{\sqrt{1 + (\frac{\rho}{D})^2}} \left[1 + \frac{1}{2} \left(A_2(b) - \frac{R}{D} A_1(b) \right) \right] \left(\frac{\rho}{D}\right)^2 + \frac{3}{8} \left(A_4(b) - \frac{R}{D} A_3(b) \right) \cdot \left(\frac{\rho}{D}\right)^4 + \frac{5}{16} \left(A_6(b) - \frac{3}{D} A_5(b) \right) \left(\frac{\rho}{D}\right)^6 + \frac{35}{128} \left(A_8(b) - \frac{R}{D} A_7(b) \right) \left(\frac{\rho}{D}\right)^8 + \dots \right\}$$

gde je:

$$A_1(b) = \frac{1}{2} b$$

$$A_2(b) = \frac{3}{8} b^2 + 1$$

$$A_3(b) = \frac{5}{16} b^3 + \frac{1}{2} b$$

$$A_4(b) = \frac{35}{128} b^4 + A_2(b)$$

$$A_5(b) = \frac{63}{256} b^5 + A_3(b)$$

$$A_6(b) = \frac{231}{1024} b^6 + A_4(b)$$

$$A_7(b) = \frac{429}{2048} b^7 + A_5(b)$$

$$A_8(b) = \frac{6435}{32768} b^8 + A_6(b)$$

U praksi upotrebljava se približna jednačina

$$\Omega = 2\pi \left\{ 1 - \frac{\ell}{\sqrt{\ell^2 + R^2}} \left[1 + \frac{3}{4} \frac{\ell^2 R^2}{(\ell^2 + R^2)} \left(\frac{S}{\ell} \right)^2 \right] \right\}$$

naime srednja vrednost prostornog ugla zahvaćen tačkama uniformno rasporedjenim po kružnom području poluprečnika S na rastojanju h od prozora poluprečnika R data je integracionom jednačinom

$$\bar{\Omega} = \frac{\int_0^S \Omega 2\pi S dS}{\int_0^S 2\pi S dS} = 2\pi \left\{ 1 - \frac{\ell}{\sqrt{\ell^2 + R^2}} \left[1 + \frac{3}{8} \frac{\ell^2 R^2}{(\ell^2 + R^2)^2} \left(\frac{S}{R} \right)^2 \right] \right\}$$

Geometrijski faktor G dat je kao odnos prostornog ugla $\bar{\Omega}$ obuhvaćenog prozorom brojača i ukupnog prostornog ugla 4π

$$G = \frac{\bar{\Omega}}{4\pi} = 0.5 \left\{ 1 - \frac{\ell}{\sqrt{\ell^2 + R^2}} \left[1 + \frac{3}{8} \frac{\ell^2 R^2}{(\ell^2 + R^2)^2} \left(\frac{S}{R} \right)^2 \right] \right\}$$

DODATAK 2

Verovatnoća odbroja β - čestice u brojaču

Na osnovu Poisson-ovog zakona slučajnih sekvenci (ref. 10) verovatnoća da jedna β - čestica prodje kroz brojač i ^{ne}proizvede jedan jonski par (elektron - pozitivan jon) iznosi

$$e^{-Ilp}$$

a verovatnoća da se čestica registruje iznosi

$$1 - e^{-Ilp}$$

gde je I - specifična primarna ionizaciona energija za gas u brojaču

l - dužina putanje elektrona tj. dužina putanje od ulaska elektrona u cev pa sve dok ne pogodi zid cevi

p - pritisak gasa u brojaču

Putanja elektrona l data je jednačinom:

$$l = \frac{R - h \tan \theta}{\sin \theta} = \frac{R(1 - \frac{\tan \theta}{\tan \theta_0})}{\sin \theta}$$

$$\frac{R}{R} = \tan \theta_0$$

gde je

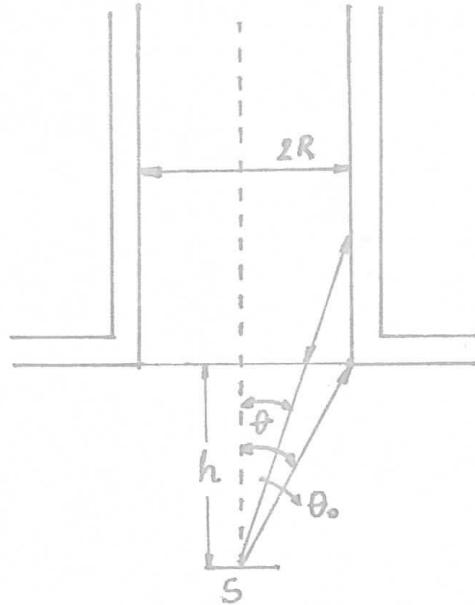
R - poluprečnik prozora brojača

h - rastojanje izvora od prozora brojača

θ - ugao koji zaklapa osa brojača sa putanjom elektrona

θ_0 - ugao koji zaklapa osa brojača sa pravom koja prolazi kroz centar izvora i periferije prozora brojača

Geometrija ovakvog slučaja data je na slici



Ukupna verovatnoća da se β^- čestice ne registruju je

$$1-P = \frac{\int_0^{\theta_0} e^{-IP\ell} 2\pi \sin \theta d\theta}{\int_0^{\theta_0} 2\pi \sin \theta d\theta}$$

Za grublja izračunavanja izvršena je aproksimacija

$$\ell = \frac{R(1 - \frac{\theta}{\theta_0})}{\sin \theta_0} \quad (\theta_0^2 < \frac{\pi^2}{4})$$

Koristeći aproksimaciju

$$1 - P = \frac{e^{-\frac{IPR}{\sin \theta_0}} \int_0^{\theta_0} e^{\frac{IPR \theta}{\theta_0 \sin \theta_0}} \sin \theta d\theta}{1 - \cos \theta_0}$$

neka je

$$d = \frac{IPR}{\theta_0 \sin \theta_0}$$

tada je

$$1 - P = \frac{e^{-d\theta_0} [e^{d\theta} (ds \sin \theta - \cos \theta)] \Big|_0^{\theta_0}}{(d^2 + 1) (1 - \cos \theta_0)}$$

ili

$$P = 1 - \left[\frac{ds \sin \theta_0 - \cos \theta_0 + e^{-d\theta_0}}{(d^2 + 1) (1 - \cos \theta_0)} \right]$$

P - predstavlja ukupnu verovatnoću registracije elektrona koji udje u brojač. Iz formule 1 - P vidi se da je taj izraz obrnuto srazmeran d , tako da porast u pritisku ili $\frac{R}{Q}$ (tj. u rastojanju izvora od prozora) izraz $\frac{1}{P}$ približno je jednak jedinici.



REFERENCE

1. R.W. Stout - Phys. Rev 75. 1107
2. W.R. Faust - Phys. Rev 78 624 (1950)
3. G.A. Sawyer and M.L. Wiedenberk - Phys. Rev. 79 490 (1950)
4. N.K. Soha and J.B. Gupta Proc - Nat. inst. Sci- India 26 A 486 (1960)
5. G.A. Brinkman A.H.W. Aten Ir. and J.T. Vemhoer - Physica 31. 1305 (1965)
6. W.R. Smythe and A. Aemmendinger - Phys. Rev. 51. 178 (1939)
7. J.J. Floyd and L.B. Bovest - Phys. Rev. 75. 1106 (1949)
8. B.P. Burtt - Nukleonics 5. 28. (1949)
9. A.V.H. Mosket R.L. Macklin and H.W. Schmitt Oak Ridge National Laboratory Report ORNL - 2170 November 1956
10. L.R. Zumwalt 115. At Energy Comm. A.E.C.U. - 567 (1950)
11. Rriedlander - Kennedy - Nuklearna i Radiohemija
12. Ivan Draganić - Radioaktivni izotopi i zračenja kniga I i II