

UNIVERZITET U NOVOM SADU
Prirodno-matematički fakultet
Katedra za fiziku

Olga Krstić-Šešelja

APSOLUTNO ODREĐIVANJE AKTIVNOSTI IZVORA Co^{60} i Bi^{207}
UZ UPOTREBU SCINTILACIONIH DETEKTORA
I $\gamma-\gamma$ KOMBINACIJE

Zavod za fiziku i matematiku
NOVI SAD
Decembar 1973.

Zahvaljujem profesoru Dr Lazaru Merinkovu za sugestije prilikom izbora teme, kao i za savete u vezi sa izradom.

Izražavam zahvalnost i asistentu Mr Ištvanu Bikitu za pomoć pri radu.

Olga Krstić-Šešelja



SADRŽAJ

	strana
Uvod.....	4
Osmovne teorijske postavke metode koincidentnih registracija.....	7
Detektori i instrumenti.....	15
Izvodjenje eksperimenta.....	20
Zaključak.....	23
Literatura.....	36

U V O D

Predmet ovog rada je apsolutno određivanje aktivnosti izvora metodom koincidencije.

Aktivnost datog radioaktivnog uzorka definiše se kao broj dezintegracija u jedinici vremena. Jedinica radioaktivnosti je kiri /1 C/, koja je definisana kao $3,7 \cdot 10^{10}$ dezintegracija u sekundi.

Merenje aktivnosti se vrši na taj način što se od N raspada, koji se dese u jedinici vremena, registruje N_m impulsa u brojačkom uredjaju, pri čemu je $N_m \neq N$ i te dve veličine povežu relacijom

$$N_m = F \cdot N$$

gde je F faktor srazmernosti manji od jedan, koji predstavlja odnos izmedju broja zabeleženih impulsa i broja dezintegracija.

Tačno poznavanje aktivnosti izvora je potrebno u slučajevima kao što su:

- pravljenje radioaktivnih standarda;
- merenje perioda poluraspada dugoživećih izotopa;

- primena radioizotopa u svrhe terapije, naročito za preperate koji se unose u organizam, itd.

U tim slučajevima faktor F određuje se:

1. pomoću standardnih izvora poznate aktivnosti, koji omogućuju kalibriranje aparature, ili



2. analizom svih činilaca koji ulaze u sastav tog faktora i njihovim određivanjem pomoću niza posebnih eksperimenata.

U prvom slučaju merenje aktivnosti je relativno, a u drugom apsolutno. Drugim rečima, pod apsolutnim merenjem aktivnosti, odnosno pod primarnom standardizacijom aktivnosti izvora, podrazumevamo takva određivanja brzine dezintegracije koja nisu vezane za korišćenje standarda.

Najvažnije metode za apsolutno merenje aktivnosti izvora su pored koincidentne, metoda određjenog prostornog ugla i merenje u punom prostornom uglu 4π .

Metoda određjenog prostornog ugla je instrumentalno najprostija metoda, ali zahteva veliki broj korekcionih faktora i ne odlikuje se velikom tačnošću. Da bi se našla veza izmedju N_m i N obično je potrebno odrediti oko osam korekcionih faktora: F_T - faktor za vreme razlaganja brojačkog uređaja; F_{ef} - faktor za efikasnost brojača; F_{Li} - faktor za lažne impulse; F_G - geometrijski faktor; F_{AP} - faktor za apsorpciju i rasejavanje; F_{SA} - faktor za samoapsorpciju; F_{RP} - faktor rasejavanja u podlozi i F_{SR} - faktor za shemu raspada. U ovom slučaju dobija se relacija:

$$N_m = N \cdot F_T \cdot F_{ef} \cdot F_{Li} \cdot F_G \cdot F_{AP} \cdot F_{SA} \cdot F_{RP} \cdot F_{SR} \dots$$

Pri merenju u punom prostornom uglu 4π izvor se unosi u osetljivu zapreminu specijalno konstruisenog brojača, tako da sve čestice koje izadju iz izvora prolaze kroz brojač. Tu je geometrijski faktor jednak jedinici. Takođe otpadaju svi faktori koji se odnose na apsorpciju i rasejavanje izvan preparata. Od korekcionih faktora ostaju samo oni koji se odnose na sam brojač / F_T , F_{ef} i F_{Li} /, na samoapsorpciju / F_{SA} / i, eventualno, na apsorpciju u podlozi izvora / F_{AP} / . Merenja u 4π geometriji mogu da se vrše i unošenjem gasnog izvora u GM ili proporcionalni brojač, ili rastvaranjem uzorka u tečnom scintilatoru.

Koincidentno merenje aktivnosti izvora biće u sledećoj glavi detaljnije opisano.

Sve pomenute metode imaju dobre i loše strane i ograničenu oblast primene. One se međusobno dopunjaju i kontrolišu. Najuniverzalnija je 4π metoda, najtačnija je koincidentna, a instrumentalno je najjednostavnija metoda odredjenog prostornog ugla.

OSNOVNE TEORIJSKE POSTAVKE METODE KOINCIDENTNIH REGISTRACIJA

Koincidentna merenja su najpre vršili H. Geiger i E. Marsden /1910./, koji su tada istraživali radioskične nizove. Koincidentna merenja radi apsolutnih standardizacija vršili su prvi H. Geiger i A. Warner /1924./. Oni su koincidentna merenja u to vreme izvodili vizuelnom metodom koja je bila "svršenija" od dotedašnjih. Dva odvojena posmatrača bila su povezana sa dva telegrafска тастера на којима су не зависно, притиском, signalizirali opservaciju. Tasteri су били povezani са три пера: за сваки тaster по једно pero и pero за jednovremene signale - koincidencije. Nekoliko година касније W. Bothe /1929./ je predložio jeden elektronski uredaj u kome су се mogle vršiti identifikacije koincidencija i pre registrovanje. Ova predložena tehnika, u нешто модификованим облику, користи се и данас.

U literaturi se помиње да је koincidencija jedna од најбољих метода на пољу apsolutne standardizacije. Може се применити на $\alpha - \beta^1$, $\beta - \beta^1$, $\gamma - \gamma^1$, $\gamma - \beta^1$ sheme raspada.

У наредном излагању биће дате основне идеје koincidentne metode, која је eksperimentalno proverена у овом раду на Co^{60} и Bi^{207} .

У меренjima dveju ili više nezavisnih pojava

koje mogu da imaju jednovremeni karakter, a takođe i u nekim višekanalnim analizama ili drugim složenijim sistemima mernih kompleta, može se uopšteno uzeti da postoji jedan /konačan/ broj detektora koji su uključeni u sistem za merenje, tj. brojanje emisija što ih radioaktivna jezgra emituju. Merenje se vrši na taj način, što se sakupljaju informacije u toku jednog poznatog vremenjskog perioda, u toku kojeg su detektori nezavisno vršili registracije događaja. Detektori su povezani preko elektronskih kola tako da pored nezavisnih registracija svake grane dobijamo i ukupan broj registrovanih koincidencija.

Posmatrajmo dve uskcesivne zračenja /A i B/, koja se emituju u koincidenciji - što znači da je kašnjenje izmedju emisija dva zraka vrlo malo u poređenju sa vremenom razlaganja koincidentnog kola /ovo će biti detaljnije opisano u poglavljiju o detektorima i instrumentima/. Da bi se obezbedilo merenje potrebna su dve detektora, koji su osetljivi svaki na po jedno zračenje. Tako se dobijaju tri podatka, koje daju A-registrator, B-registrator i registrator koincidencija, tj. C-registrator.

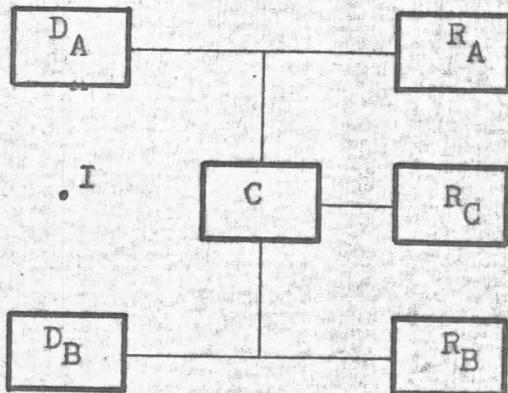
Na tablici I prikazani su mogući događaji registracije, a sl.1 predstavlja principijelu shemu ap-

vrsta registracije	1	2	3	4	5	6	7	8
A -registrator	+	+	+	+	0	0	0	0
B -registrator	+	+	0	0	+	+	0	0
C -registrator	+	0	+	0	+	0	+	0

tablica I

rature za A - B koincidencije.

Kako se iz tablice I vidi, postoji osam mogućih kombinacija koje mogu važiti za tri registratora. Razmotrimo svaki ponosob. Kao što je napred rečeno, sem radioaktivni izvor daje "jednovremeno" A-kvant praćen B-



slike 1

kvantom. Ako A i B-detektori detektuju te kvante istovremeno, onda se, prema pretpostavci, mora u C-registratoru registrovati i koincidencija. Taj uslov zadovoljava samo prva kombinacija - kolona jedan. Međutim, može se dogoditi da jedan impuls, recimo u A-grani, još uvek traje nakon jedne dezintegracije, kada se pojavi impuls, recimo u B-grani, od druge dezintegracije, što tekodje izaziva koincidenciju. Tako stvorena koincidencija se zove slučajna, za razliku od prave, koja potiče od jedne dezintegracije jezgra. Obe ove mogućnosti su obuhvaćene u koloni 1. Prema tome ova kolona obuhvata sve koincidencije, a pošto su za nas interesantne samo prave, slučajne moramo eliminisati. Dalje, u koloni pod 2 vidimo da ne postoji mogućnost koincidentnih registracija, iako je registracija bilo i u A i u B-grani. Ovo je posledica neusaglašenog kašnjenja u granična kola, pa dva kvanta koja potiču od iste dezintegracije ne mogu da se sretnu u okviru istog vremenskog razlaganja koincidentnog kola. Kolone 3, 5 i 7 pokazuju da se registracije u koincidentnoj grani vrše, mada nije bilo istovremenih registracija u obema granama - što nema osnova. Konstrukcija koincidentnih kola mora apsolutno isključiti mogućnosti navedene pod 3, 5 i 7. Taj problem se u principu sada već dosta lako rešava. Kolo treba napraviti tako da ne daje nikakve koincidentne signale, dok se jednovremeno ne javi signal i u A i u B-grani registratora. Na taj način se lako izbegavaju slučajevi navedeni pod 3, 5 i 7, koji se kao nemogući odbacuju i dalje ne razmatraju.

Potrebno je pružiti još neke dopunske informa-

cije o prirodi raspada radioaktivnog izvora kojeg merimo, kao i o konstrukciji celokupne merne aparature. Odnosno, moramo imati garantiju da će se radioaktivni raspad detektovati /preko odgovarajuće emisije/ jednim detektrom i biti registrovan odgovarajućim skalerom, nezavisno od registracije bilo koje druge čestice, koja se registruje drugim detektorom. Tek ako imamo tako obezbedjene instrumentalne uslove, možemo tvrditi da dve detekcije i registracije koje su međusobno nezavisne postoje, pa je i verovatnoća da će se takve dve registracije istovremeno izvršiti svakako jednaka proizvodu parcijalnih verovatnoća za svaki od tih dogadjaja.

Ovo razmatranje se odnosi na jednu dezintegraciju. za svaku dezintegraciju u prostoru, koja se dogodi u tački $/x, y, z/$ i vremenu t , verovatnoća registriranja koincidencija je:

$$P_C/x, y, z, t/ = \mathcal{E}_A/x, y, z, t/ \cdot \mathcal{E}_B/x, y, z, t/ \quad /1/$$

gde su sa $\mathcal{E}_A/x, y, z, t/$ i sa $\mathcal{E}_B/x, y, z, t/$ označene verovatnoće za detekciju u A, odnosno B-detektoru ili kancu.

Verovatnoća da se dogodi registracija A-kvanta, a da pri tome nije istovremeno registrovan i B-kvant označimo sa P_A i ona je jednaka:

$$\begin{aligned} P_A/x, y, z, t/ &= \mathcal{E}_A/x, y, z, t/ \cdot [1 - \mathcal{E}_B/x, y, z, t/] = \\ &= \mathcal{E}_A/x, y, z, t/ - \mathcal{E}_A/x, y, z, t/ \cdot \mathcal{E}_B/x, y, z, t/ = \\ &= \mathcal{E}_A/x, y, z, t/ - P_C/x, y, z, t/ \quad . \end{aligned} \quad /2/$$

Odavde se može zaključiti da je verovatnoća detekcije samo A-kvanta srazmerna celokupnoj verovatnoći za A-detekciju umanjenoj za verovatnoću jednovremenih dogadjaja.

Na sličan način se dobija da je verovatnoća da se dogodi registracija B-kvanta, a da tada nije istovremeno registrovan i A-kvant:

$$\begin{aligned} P_B/x, y, z, t/ &= \mathcal{E}_B/x, y, z, t/ \cdot [1 - \mathcal{E}_A/x, y, z, t/] \\ &= \mathcal{E}_B/x, y, z, t/ - P_C/x, y, z, t/ \quad . \end{aligned} \quad /3/$$

Izvedene relacije vrede samo za tačkasti izvor, jer je problem dezintegracije razmatran kao dogadjaj u jednoj dotoj tački. Pored toga, u izvodjenju se ne pominje promena radioaktivnosti od tečke do tačke, pa zato ovo važi samo za konstantnu, homogenu, radioaktivnost izvora.

Pošto je krajnji cilj ovog rada bio nalaženje efektivnosti izvora koincidentnom metodom, u narednom izlaganju biće obradjene teorijske osnove takvog nalaženja efektivnosti.

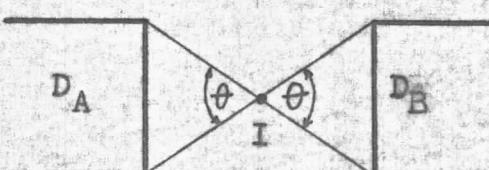
Osnovna formula koincidentne metode za merenje efektivnosti izvora se lako razvija. Posmatrajmo dva suke cestivna zračenja /A i B/ koja se emituju u koincidenciji i pretpostavimo da ima N zrake tipa A, koji se emituju po jedinici vremenskog intervala i N zrake tipa B. Ako su dva detektora tako smeštena da je jedan osetljiv samo na zračenje A, a drugi samo na B, registrovane vrednosti u svakom detektoru, n_A i n_B su:

$$n_A = N \cdot \xi_A \quad \text{i} \quad n_B = N \cdot \xi_B , \quad /4/$$

gde su ξ_A i ξ_B efikasnosti detektora uključujući i prostorni ugao i unutrašnju efikasnost detektora. Verovalnoća dobijanja istovremenih impulsa srazmerna je proizvodu $\xi_A \cdot \xi_B$, pa je vrednost koincidencije:

$$n_C = N \cdot \xi_A \cdot \xi_B . \quad /5/$$

Odavde zaključujemo da je broj koincidencija linearno srazmeran intenzitetu izvora i kvadratu efikasnosti, odnosno kvadratu unutrašnje efikasnosti detektora i kvadratu prostornog ugla $/\theta/$ pod kojim izvor "vidi" detektor /sl. 2/.



slike 2

2/.

Iz ovih formula može se na jednostavan način

dobiti aktivnost izvora:

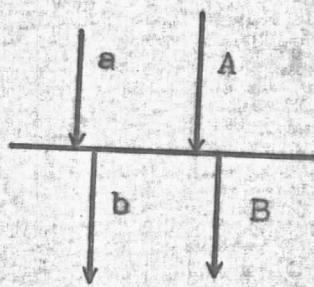
$$N = \frac{n_A \cdot n_B}{n_C},$$

/6/

odakle vidimo da za njegovo izračunavanje u idealnim uslovima nije potrebno poznavanje efikasnosti detektora i prostornog ugla.

Medjutim, gore spomenute idealne okolnosti retko se postižu u praksi. Obično ne postoji mogućnost takvog uređenja u kome su oba detektora osetljiva samo na jedno zračenje. Zato se mora izvršiti ispravka za osetljivost detektora A na radijaciju detektora B i obrnuto. Slučajne koincidencije, koje su posledica konačnog vremenskog razlaganja koincidentnog kola, moraju se oduzeti od totalno dobijene vrednosti koincidencije. Takođe je potrebno izvršiti korekciju za tzv. "lažne" koincidencije, koje u slučaju $\gamma - \gamma$ koincidencija potiču od Compton-ovog rasjemanja.

Da bi se što jasnije definisao pojam intenziteta koincidencije $a \wedge b$ dve radijacije a i b, potrebno je posmatrati slučaj kada one trenutno prete jedna



slika 3

drugu /sl.3/; središnji nivo nepaja se sa a /a označava i prelaz i njegov intenzitet/ i sa drugim radijacijama totalnog intenziteta A, a raspada se sa b i sa drugim radijecijama totalnog intenziteta B. U većini

slučajeva koji su zanimljivi za ovaj postupak, svi prelazi /bilo α , β ili γ / događaju se u raspodu sa početnog nivoa preko nekog međustanja do konačnog /osnovnog/ nivoa. Medjunivoi se raspadaju sa toliko kvarata, koliko na njih dolazi:

$$a + A = b + B \quad / \text{Kirchoff-ov zakon} / . \quad /7/$$

Intenzitet koincidencije je tada:

$$\langle a b \rangle = \frac{ab}{a+A} = \frac{ab}{b+B}$$

/8/

i definiše se kao broj koincidencije po raspodu.

Pretpostavimo da je prelez a registrován u detektoru 1 sa efikasnošću $\xi_a^{(1)}$, a da je $\xi_b^{(2)}$ slično definisano. To posmatramo u uredjenju u kome su upotrebljena obe detektora, neosetljiva na druge radijacije. Tada je broj impulsa registrovanih u obe detektora u vremenu T, pri upotrebi izvora konstantne jačine od N raspada po jedinici vremena:

$$n_a = \xi_a^{(1)} \cdot a \cdot N \cdot T \quad i \quad n_b = \xi_b^{(2)} \cdot b \cdot N \cdot T \quad . \quad /9/$$

Pretpostavimo sada da je uglovna korelacija izmedju a i b izotropna i da je efikasnost koincidencije jednaka 1 /tj. svaki koincidentni par preleza registrovanih u obe detektora je odbrojan. Registrovani broj koincidencija je tada:

$$n_{ab} = \xi_a^{(1)} \cdot \xi_b^{(2)} \cdot \langle a b \rangle \cdot N \cdot T \quad . \quad /10/$$

Medutim, koincidencije se mere aparaturom sa vremenom rezlaganja koincidencija, $\bar{\tau}$, većim u poređenju sa malim kašnjenjem izmedju a i b. Iz tog razloga javlja se izvestan broj slučajnih koincidencija kada relecijske a i b slučajno prate jednu drugu unutar vremena $\bar{\tau}$. Broj slučajnih koincidencija u okolnostima pomenutim ovde je:

$$n_{ab}^{sl} = 2\bar{\tau} \frac{n_a n_b}{T} = 2\bar{\tau} \xi_a^{(1)} \xi_b^{(2)} ab N^2 T \quad . \quad /11/$$

/Strogo govoreći, broj slučajnih koincidencija je

$$n_{ab}^{sl} = \frac{2\bar{\tau}/n_a - n_{ab}/\cdot/n_b - n_{ab}/}{T},$$

medutim razlika je uglavnom zanemarljiva./

Ako jednačine /9/ i /10/ posmatramo u jedinici vremena, dobijamo:

$$n_a = \xi_a^{(1)} \cdot a \cdot N$$

$$n_b = \xi_b^{(2)} \cdot b \cdot N$$

$$n_{ab} = \xi_a^{(1)} \cdot \xi_b^{(2)} \cdot \langle a b \rangle \cdot N \quad .$$

Iz njih se može izraziti aktivnost izvora:

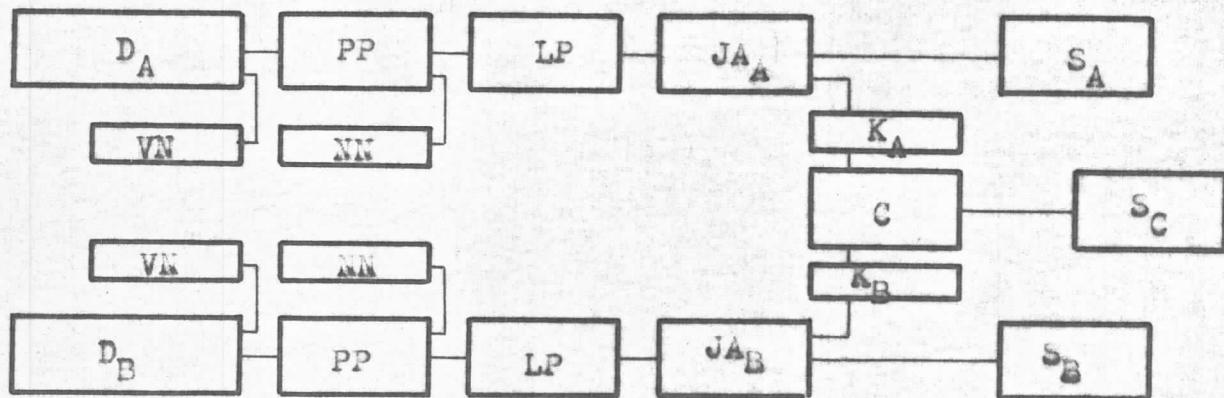
$$N = \frac{n_a n_b}{n_{ab}} \cdot \frac{\langle a b \rangle}{a.b}$$

DETEKTORI I INSTRUMENTI

Shematski prikaz aparature dat je na sl.4, sa koje se vidi da postoji dve grane. Svaka grana ima scintilecioni detektor / D_A i D_B /, koji je priključen na izvor napajanja visokog napona /VN/ i na pretpojačavač /PP/. Prepojačavač se napaja iz izvora niskog napona /NN/. Na prepojačavač je priključen linearni pojačavač /LP/, na koji se nadovezuje jednokanalni analizator /JA/ i skaler, kojim se završava svaka grana ponaosob / S_A i S_B /. Jednokanalni analizatori povezani su preko uređaja za kašnjenje / K_A i K_B / za koincidentni uređaj /C/, koji čini vezu izmedju grana A i B. Na koincidentni uređaj je priključen treći skaler / S_C /.

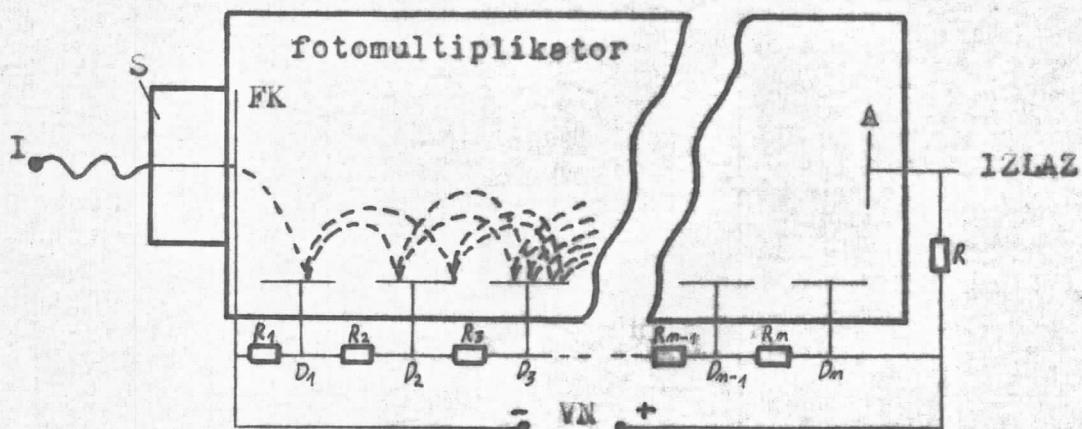
Scintilacioni detektor se sastoji iz scintilatora /kristala/ i fotomultiplikatora. Princip rada tog uređaja, koji je prikazan na sl.5, je sledeći. Čestica ili γ -zrak prolazi kroz kristal i izaziva emisiju fotona. Ovi dopiru do fotomultiplikatora, čiji je zadatak da od polaznih fotona proizvede električne impulse. To se postiže serijom elektroda, izmedju kojih postoji električno polje, koje se dobija pomoću rezdelnika napona. Gradijent polja raste od fotokatode ka anodi i na taj način se ubrzavaju i multiplikuju elektroni. Fotoni izbijaju elektrone iz prve elektrode /fo-





PRINCIPIJELNA SHEMA KOINCIDENTNOG KOLA
UPO TREBLJENOG U EKSPERIMENTU

slika 4



SCINTILACIJSKI BROJAČ

S - scintilator

I - izvor zračenja

A - anoda

FK - fotokatoda

D₁ - D_n - dinode

R₁ - R_n - otpori na razdelniku napona

VN - visoki napon

slika 5

tokatode/, koji se kreću ka sledećoj, a svaki elektron je u stanju da u njoj izbací po tri do pet elektrona. Ovi se kreću dalje i svaki ponovo izbacuje nove elektrone. Na taj način, polazeći od jednog elektrona može se dobiti 10^6 - 10^9 elektrona. Ovi predstavljaju dovoljno veliki impuls za odašiljanje u elektronski deo, gde se on meri i odbrojava.

Značajna osobina scintilacionog detektora je proporcionalnost. Broj fotona stvorenih u scintilatoru pri detekciji zračenja proporcionalan je energiji detektovanog zračenja. Analizom amplituda ovih impulsa mogu da se, prema tome, odrede energije detektovanog zračenja, odnosno identifikuju izotopi.

Linearni pojačavači su elektronski uređaji koji u svom radnom opsegu pojačavaju amplitude svih impulsa konstantnim faktorom, linearno. Koriste se u slučajevima kada je potrebno impulse posle pojačanja klasifikovati po amplitudama i iz tog izvoditi neke zaključke, pri čemu se tokom pojačanja ne menja međusobni odnos amplituda.

Amplitudski diskriminatori i analizatori su elektronski instrumenti koji vrše diskriminaciju impulsa po amplitudama. U ovu grupu spadaju jednokanalni analizatori i integralni diskriminatori. Jednokanalni analizatori imaju dva nivoa diskriminacije, koji daju izlezni impuls uvek kada na ulaz dodje impuls čija je amplituda u kanalu između dva nivoa. Integralni diskriminatori daju na izlazu impuls uvek kada na ulaz dodje impuls čija je amplituda veća od predodredjenog nivoa diskriminacije.

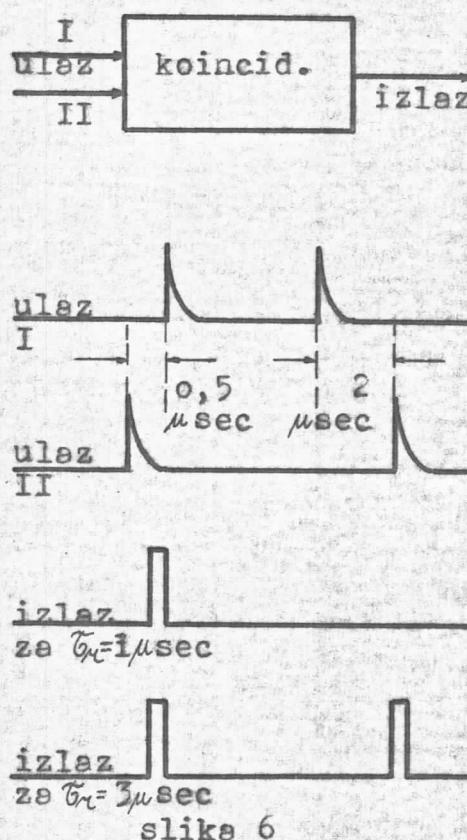
Skaleri služe za odbrojavanje impulsa. U ovom eksperimentu korišćeni su skaleri sa elektronskim cevima, koje su obavljale funkciju brojanja impulsa i pokazivale broj primljenih impulsa. Prema načinu rada ovi skaleri spadaju u dekadne, kod kojih je broj primlje-

nih impulsa prikazan direktno u decimalnom sistemu. Kapacitet brojanja, odnosno maksimalni broj impulsa koje jedan skaler može da registruje, iznosi 10^5 impulsa.

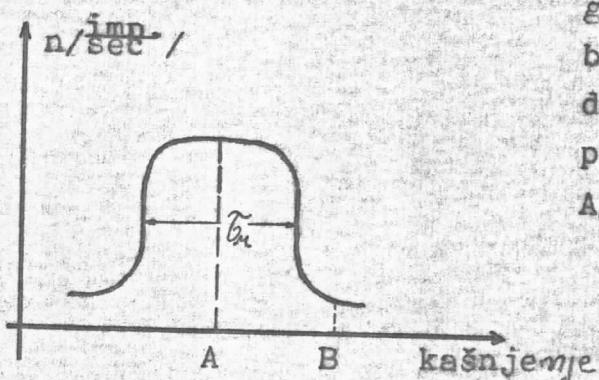
Koincidentni uređaj se koristi za određivanje koincidencija merenjem istovremenosti u pojavljivanju dva impulsa. Kao kriterijum za

reagovanje instrumenta uzima se dolaženje impulsa na ulaze u toku određenog vremenskog intervala \bar{t}_r . Ovaj vremenski interval koji predstavlja granično vreme kašnjenja izmedju dva impulsa na ulazima, pri kojem dolazi do promene u načinu reagovanja uređaja definiše vreme razlaganja /sl.7/. Na sl.6 je prikazano reagovanje dvostrukog koincidentnog uređaja za isti vremenski redosled dolaženja impulsa na oba ulaza, a za dva različita vremena razlaganja. Vreme razlaganja obično je određeno u samom uređaju i u tom slučaju ne zavisi od amplituda i oblika ulaznih impulsa. S obzirom na sistem primenjen u jednom uređaju, vreme razlaganja može biti različito u veoma širokim granicama. Kao spori uređaji smetraju se obično oni čije je vreme razlaganja reda veličine $\bar{t}_r \sim 10^{-5}$; sa $10^{-7} < \bar{t}_r < 10^{-5}$ sec obični; a sa $10^{-8} < \bar{t}_r < 10^{-7}$ brzodejstvujući i sa $\bar{t}_r < 10^{-9}$ sec prebrzodejstvujući uređaji.

Pored koincidentnog uređaja u eksperimentu je korišćen i uređaj za kašnjene, pomoću kojeg se prema potrebi ubacivalo kašnjenje u jednu od



slike 6



slika 7

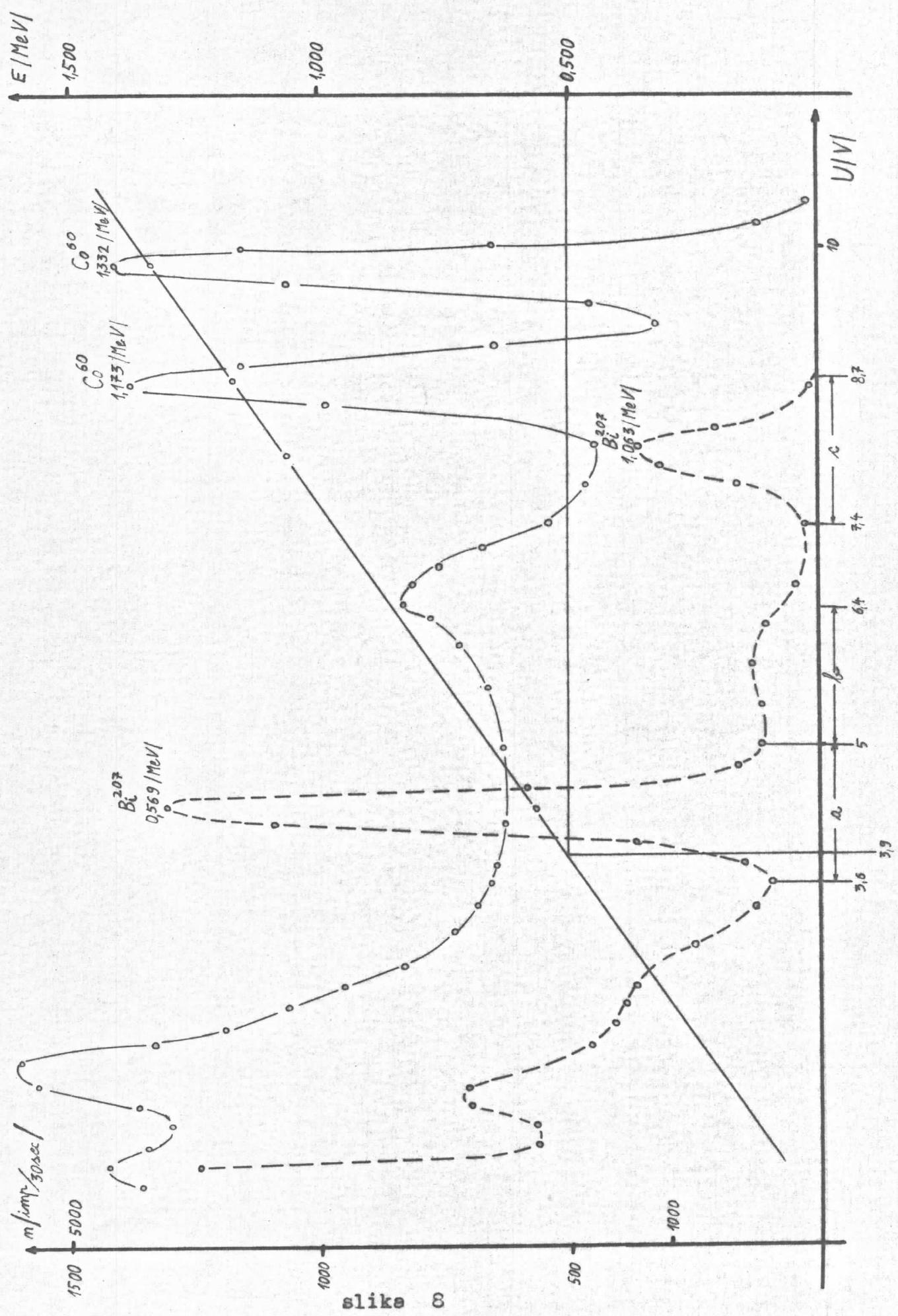
grena /sl.7/, tako da se dobijao odbroj slučajnih koincidencija /tačka B/, ili odbroj pravih koincidencija /tačka A/.

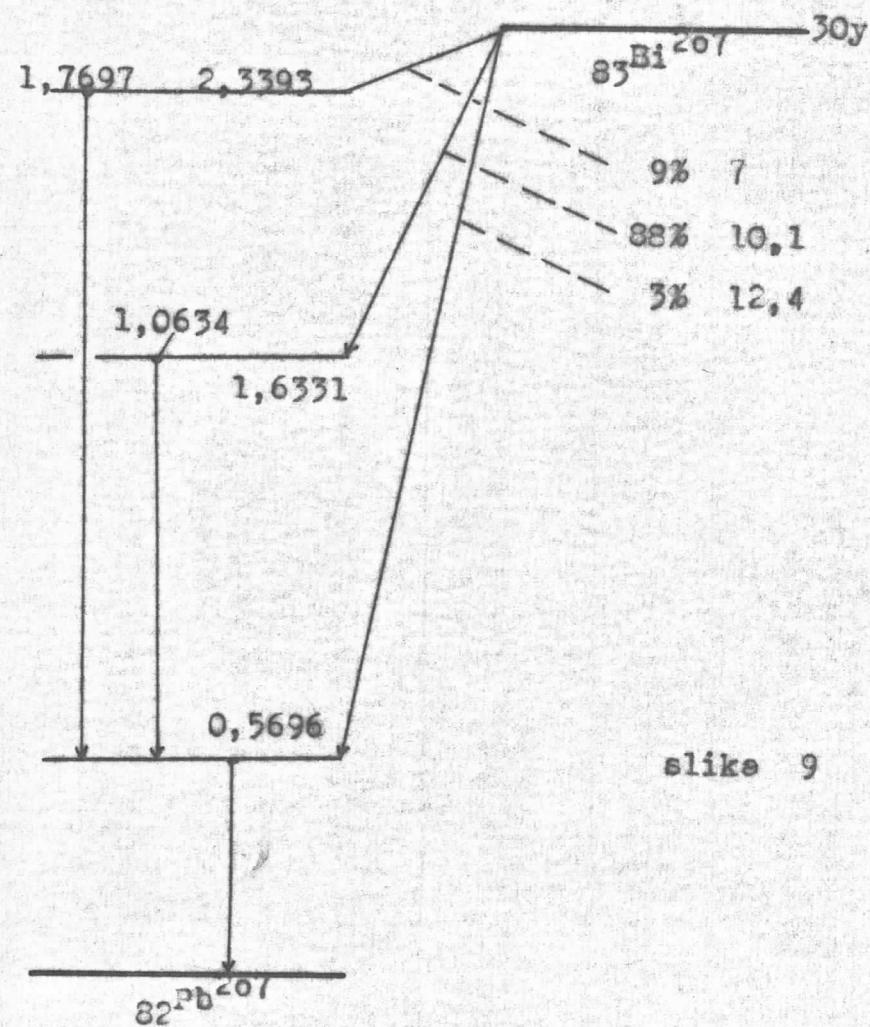
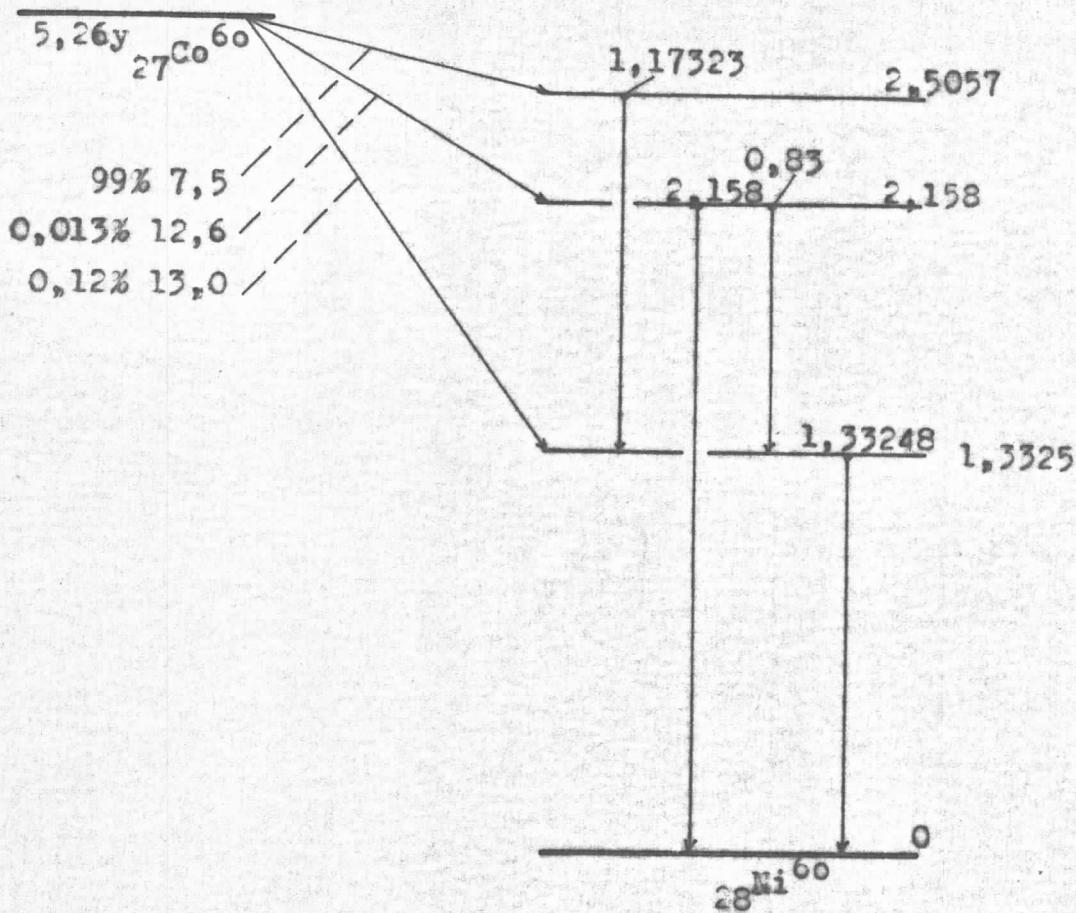
IZVODJENJE EKSPERIMENTA

Cilj eksperimenta je bio odredjivanje apsolutne aktivnosti radioaktivnih izvora Co^{60} i Bi^{207} metodom $\gamma-\gamma$ koincidencija pomoću scintilačionog detektora.

Pre svega je bilo potrebno proveriti linearnost svake grane i izvršiti kalibraciju spektrometra. To je izvedeno snimanjem spektara Co^{60} i Bi^{207} /sl.8/, ravnomernim pomeranjem nivoa jednokanalnog analizatora za korak koji je odgovarao veličini kanala /veličina kanala je bila 0,2 V, pa je i korak toliko iznosio/. Posle više izvršenih merenja odredjene su optimalne vrednosti za visoki napon i linearni pojačavač. /Visoki napon je u jednoj grani iznosio 1400 V, a u drugoj 1300 V. Vrednosti na linearnom pojačavaču podešene su u prvoj grani na $P_G = 1$ i $P_F = 40$, a u drugoj na $P_G = 1$ i $P_F = 50$; P_G označava grubu, a P_F finu regulaciju pojačanja./

Da bi se izvršila kalibracija spektrometra i proverila linearnost potrebno je poznavati energije fotopikova. Te energije su pročitane iz sheme raspada na sl.9, sa koje se vidi da su energije fotopikova Co^{60} : 1,173 MeV i 1,332 MeV, a Bi^{207} : 0,569 MeV i 1,063 MeV. Sada je trebalo konstruisati kalibracionu krivu. Na de-toj apscisnoj osi, koja predstavlja visinu praga selektora, gde se javlja maksimum linije, ucrtna je tačka na ordinatnoj osi koja je srazmerna energiji linije. Drugim



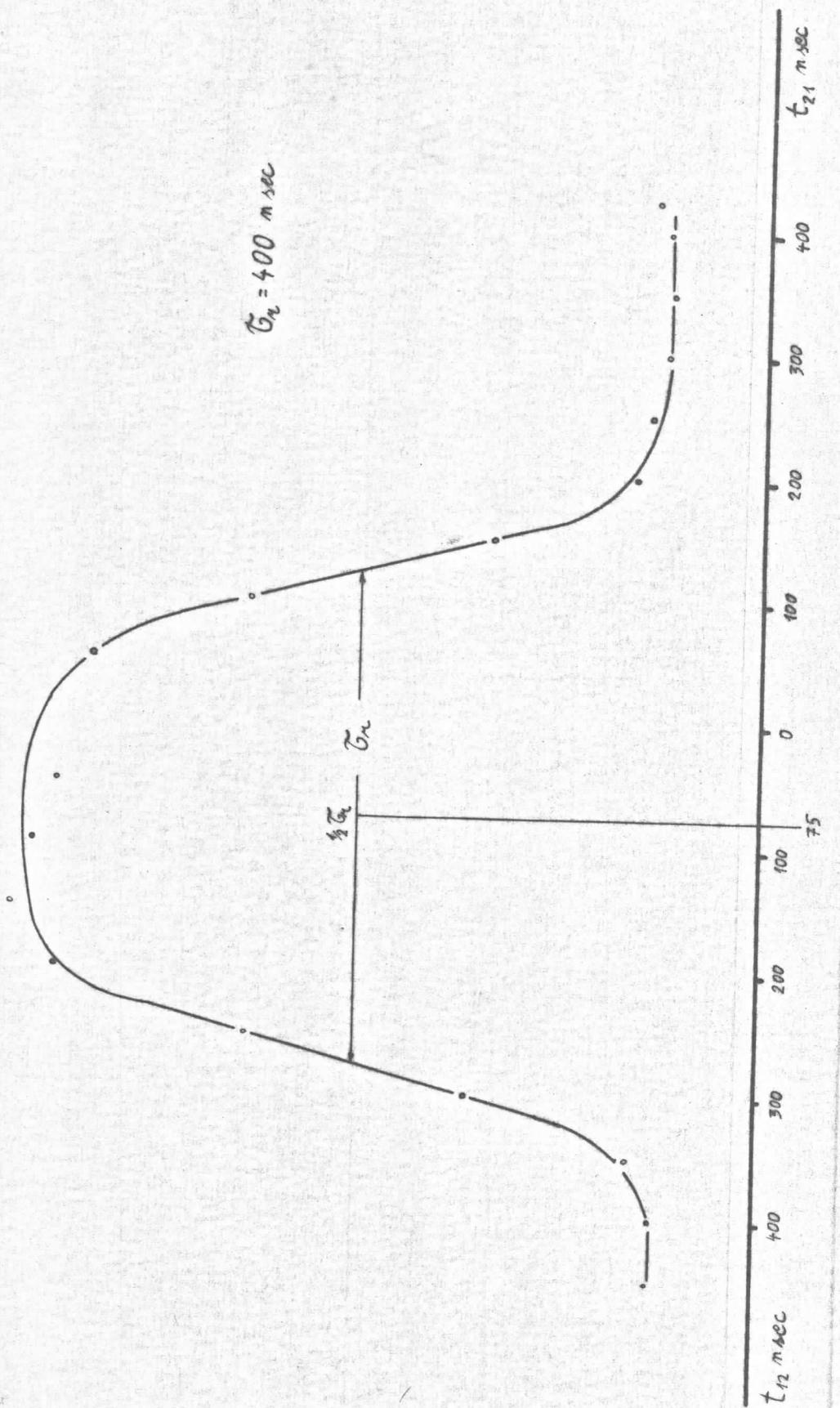


rečima, apscisna osa ostaje ista kao i za spekter/na pr. u voltima selektora/, a ordinatnu osu menjamo tako da umesto intenziteta nanosimo poznatu energiju linije u KeV-ima ili MeV-ima. Energetska skala ordinatne ose može da se odabere proizvoljno, ali se tada više ne sme menjati.

Ako sve kalibracione tačke leže na istoj liniji, to znači da je spektrometar ispravan. Kod kalibrisnog spektrometra energija nepoznate linije odmah se očitava kao ordinata one tačke gde se sekutu kalibraciona prava i simetrala odgovarajuće fotolinije. Može se i obrnuto odrediti kanal jednokanalnog analizatora koji odgovara određenoj energiji, što je iskorišćeno u ovom eksperimentu za tzv. odsecanje nekih energija.

Pre nego što se pristupilo koincidentnom merenju, bilo je potrebno odrediti vreme razlaganja koincidentnog uređaja /sl.10/. Prvo je ubacivano kašnjenje u jednu granu u odnosu na drugu i to za po korak od 50 nsec. Zatim su izmenjene uloge, tj. kašnjenje je ubacivano u drugu granu. Svako merenje je trajalo 1 min. Na osnovu ovog merenja je dobijen grafik na kome je na apscisnoj osi naneseno kašnjenje, a na ordinati odbroj impulsa u jednoj minuti. Iz grafika se može pročitati vrednost vremena razlaganja, koja se dobija na poluvisini ove krive. Ona u ovom slučaju iznosi 400 nsec, odnosno $4 \cdot 10^{-7}$ sec i na tej način uvrštava ovaj uređaj u obične koincidentne uređaje. Naleženjem sredine ove krive može se zaključiti koliko kašnjenje je potrebno ubaciti u neku od grana da bi impulsi istovremeno stigli u koincidentni uređaj /u eksperimentu je zakašnjena jedna granica za 75 nsec u odnosu na drugu/. Takođe se može odrediti koliko je kašnjenje potrebno ubaciti u jednu od grana da bi se dobio odbroj samo slučajnih koïncidencija /u eksperimentu je vrednost tog kašnjenja mogla da bude veća od 400 nsec, pa je ubacivano kašnjenje od $1/\mu\text{sec}/$.

Posle navedenih postupaka moglo se pristupiti



slika 10

semom merenju $\gamma - \gamma$ koincidencija. To merenje može se izvesti integralno i diferencijalno. Integralnom metodom meri se ceo spektar, s tim što se na neki način odstrane lažne koincidencije, koje potiču od Compton-ovog rasejanja γ -zraka, i to upotrebom integralnog diskriminatora, odnosno upotrebom olovne zaštite. Kod diferencijalne metode se jednokanalnim analizatorom "isecaju" samo fotopikovi čije koincidencije tražimo.

Merenje sa Co^{60}

1. Geometrija 180° /bez praga diskriminacije/.

Ovo je integralni metod u kome su detektori bili postavljeni pod uglom od 180° , odnosno kristali su bili suočeni jedan prema drugom tako da su im osovine bile u istoj liniji. Razdvojeni su za otprilike jedan dijametar kristala i izvor / Co^{60} / je stavljen u njihovu blizinu - u ravni na pola puta između njih.

Ako sa N označimo računstvu aktivnost izvora, sa n_1 i n_2 odbroje - vrednosti registrovane prvim i drugim sistemom scintilacione detekcije respektivno; sa ϵ_1 i ϵ_2 totalne efikasnosti za prvi sistem detekcije γ -zraka od $1,173 \text{ MeV}$ i $1,332 \text{ MeV}$ respektivno; sa ϵ'_1 i ϵ'_2 su obeležene efikasnosti drugog sistema detekcije; a sa n_c vrednost $\gamma - \gamma$ koincidencije; dobija se:

$$n_1 = N / \epsilon_1 + \epsilon_2 /$$

$$n_2 = N / \epsilon'_1 + \epsilon'_2 /$$

$$n_c = N / \epsilon_1 \epsilon'_2 + \epsilon_2 \epsilon'_1 /$$

$$N = \frac{n_1 n_2}{n_c} \cdot \frac{\epsilon_1 \epsilon'_2 + \epsilon_2 \epsilon'_1}{(\epsilon_1 + \epsilon_2) (\epsilon'_1 + \epsilon'_2)}$$

Pošto se energije ovih γ -zraka malo razlikuju, možemo uzeti aproksimativno da su:

$$\epsilon_1 \approx \epsilon_2 = \epsilon \quad \text{i} \quad \epsilon'_1 \approx \epsilon'_2 = \epsilon'$$

pa je:

$$N = \frac{n_1 n_2}{n_c} \cdot \frac{\epsilon \epsilon' + \epsilon \epsilon'}{2 \epsilon \cdot 2 \epsilon'}$$

i konačno dobijamo:

$$N = \frac{n_1 n_2}{2n_c}$$

što predstavlja formulu po kojoj se u ovoj geometriji može izračunati aktivnost izvora.

Na tablici II su prikazani rezultati ovog merenja.

n_1 imp.	n_2 imp.	n_{c+s} imp.	n_s imp.	n_c imp.	$N/\mu C/$	$\Delta N/\mu C/$
2155070	2247141	29530	2777	26753	2,06	$\pm 0,0126$
3930193	3939212	78052	9278	68774	2,5	$\pm 0,0098$
4713598	4444832	91229	11191	80038	2,9	$\pm 0,0105$
4756346	4450135	91297	11319	79978	2,98	$\pm 0,0106$

/ n_1 -odbroj u skaleru 1; n_2 -odbroj u skaleru 2; n_{c+s} -odbroj pravih i slučajnih koincidencija; n_s -odbroj slučajnih koincidencija; n_c -odbroj pravih koincidencija; N -aktivnost izvora; N -greška merenja./

tablica II

Izvršeno je četiri merenja. Svako je trajalo 20 minuta. Broj pravih koincidencija / n_c / se dobijao tako što su prvobitno registrovane sve koincidencije / n_{c+s} /, a zatim od totalnog broja oduzimane slučajne / n_s /, čiji se odbroj dobio ubacivanjem kašnjenja od 1 μsec u neku od grana.

U poslednjoj koloni se malaze greške svakog merenja, koje su izračunate na sledeći način:

$$\Delta N = \sqrt{\left(\frac{\partial N}{\partial n_1}\right)^2 \Delta n_1^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial n_2}\right)^2 \Delta n_2^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial n_c}\right)^2 \Delta n_c^2}$$

$$N_1 = n_1 t, \quad N_2 = n_2 t, \quad N_c = n_c t$$

$$\Delta N_1 = \sqrt{N_1}, \quad \Delta N_2 = \sqrt{N_2}, \quad \Delta N_c = \sqrt{N_c}$$

$$N = \frac{N_1 N_2}{2tN_c}$$

$$\Delta N = \sqrt{\frac{1}{2tN_c} N_2^2 N_1 + N_1^2 N_2 + \frac{(N_1 N_2)^2}{N_c}}$$

Srednja vrednost svih merenja aktivnosti izvora iznosi:

$$\bar{N} = 2,61 \mu\text{C}/\text{.}$$

Srednja standardna devijacija se računa na sledeći način:

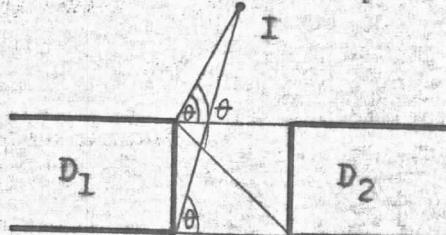
$$\frac{1}{\sigma_N^2} = \frac{1}{\Delta N_1^2} + \frac{1}{\Delta N_2^2} + \frac{1}{\Delta N_3^2} + \frac{1}{\Delta N_4^2}$$

i iznosi

$$\sigma_N = 0,0053 \mu\text{C}/\text{.}$$

2. Geometrija 180° /sa pragom diskriminacije/.

Postupak pri merenju je potpuno isti kao u prethodnom slučaju, s tim što je merenje vršeno sa pragom diskriminacije. Za ovekav položaj izvora /sl.11/ uglovi rasipanja γ -zreka koji izazivaju slučajne koincidencije kreću se između 70° i 180° . Da bi se eliminisale lažne koincidencije,



izračunata je energija rasutih γ -zreka po formuli:

slika 11

$h\nu/\text{MeV}/$	θ	$h\nu'/\text{MeV}/$
1,332	70°	0,49
1,332	180°	0,214
1,172	70°	0,467
1,172	180°	0,21

tablica III

Iz tablice III vidimo da su energije rasutih γ -zreka manje od 0,5 MeV, pa ih dizajnjem nivoa diskriminacije ne kašel koji odgovara toj energiji i u jednoj i u drugoj grani eliminisemo. Konkretno, u jednoj grani je bilo potrebno diti nivo diskriminacije na 3,9 V, a u drugoj na 3,80 V, što se odredjivalo iz snimljenog spektra.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \delta(1 - \cos \theta)}$$

$$\delta = \frac{h\nu}{mc^2}$$

Iz tablice III vidimo da su energije rasutih γ -zreka manje od 0,5 MeV, pa ih dizajnjem nivoa diskriminacije ne kašel koji odgovara toj energiji i u jednoj i u drugoj grani eliminisemo. Konkretno, u jednoj grani je bilo potrebno diti nivo diskriminacije na 3,9 V, a u drugoj na 3,80 V, što se odredjivalo iz snimljenog spektra.

Na tablici IV prikazani su rezultati merenja.

$n_1^{imp.}$	$n_2^{imp.}$	$n_{c+s}^{imp.}$	$n_s^{imp.}$	$n_c^{imp.}$	$N/\mu C/$	$\Delta N/\mu C/$
2984590	3131305	24003	5193	18810	5,58	$\pm 0,040$
3086649	2540848	19684	4058	15626	5,61	$\pm 0,045$
2989274	2512229	18308	3844	14466	5,87	$\pm 0,048$
2922326	2510130	18483	3775	14708	5,73	$\pm 0,046$

tablica IV

Srednja vrednost aktivnosti izvora iznosi:

$$\bar{N} = 5,647 \mu C ,$$

a srednja standardna devijacija

$$\sigma_N = 0,022 \mu C$$

3. Geometrija 90° /bez Pb-zaštite/. Ovo je takođe integralni metod, ali su u njemu detektori postavljeni pod uglom od 90° . Aktivnost izvora je računata po istoj formuli kao u prethodnim slučajevima, a takođe su i korekcije za slučajne koincidencije vršene na isti način. Rezultati su dati u tablici V.

$n_1^{imp.}$	$n_2^{imp.}$	$n_{c+s}^{imp.}$	$n_s^{imp.}$	$n_c^{imp.}$	$N/\mu C/$	$\Delta N/\mu C/$
1042618	1010222	3774	664	3110	3,8	$\pm 0,0581$
1252231	1253373	5344	935	4409	4,08	$\pm 0,0604$
1454993	1528664	7853	1222	6631	3,79	$\pm 0,0464$
1053531	1006462	3407	633	2774	4,37	$\pm 0,0804$

tablica V

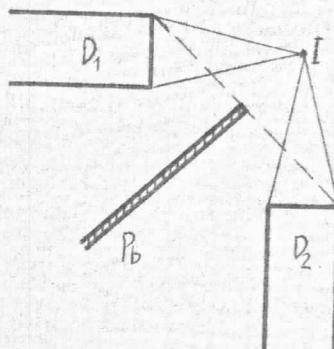
Srednja vrednost aktivnosti izvora je:

$$\bar{N} = 4,01 \mu C ,$$

a srednja standardna devijacija iznosi:

$$\sigma_N = 0,0291 \mu C .$$

4. Geometrija 90° /sa Pb-zaštitom/. Na sl.12 prikazana je geometrija za ovaj slučaj. Pb-zaštita postavljena je tako da zakloni detektore da ne bi jeden drugog "videli", odnosno da eliminiše rasute γ -zrake. Korekcija za slučajne koincidencije se i u ovoj geomet-



slika 12

riji vršile na isti način kao prethodnim slučajevima.

Na tablici VI su prikazani rezultati merenja.

Srednja vrednost aktivnosti izvora je:

$\bar{N} = 4,56 \mu\text{C}$,
a srednja standardna devijacija iznosi:

$$\tilde{\sigma}_N = 0,0363 \mu\text{C}$$

n_1^{izm}	n_2^{izm}	n_{c+s}^{izm}	n_s^{izm}	n_c^{izm}	$N/\mu\text{C}/$	$\Delta N/\mu\text{C}/$
1449822	1502712	6307	1264	5043	4,8	$\pm 0,0675$
1229576	1167618	4619	887	3732	4,34	$\pm 0,0721$
1226554	1166731	4371	880	3491	4,62	$\pm 0,0804$
1233098	1167112	4550	858	3692	4,49	$\pm 0,0721$

tablica VI

Da bi se pokazalo koliko je efikasna Pb-zaštita za resuto γ -zračenje, koje potiče od γ -zraka energije 1,332 MeV i 1,173 MeV, dole je prikazana apsorpcija Pb-zaštite debljine 0,2 cm, kolika je i bila ta vrednost u ovom eksperimentu.

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} d \cdot \rho}$$

$$\frac{I}{I_0} = 0,878$$

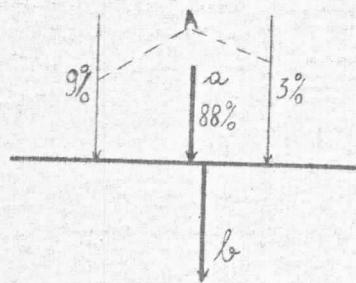
Ovo je obračunato samo za fotopikove, tako da moramo imati u vidu da je efekat ove Pb-zaštite mnogo manji.

Merenje sa Bi^{207}

Geometrija 180°. Ovo merenje je diferencijel-nog tipa. Izvor je bio postavljen izmedju detektora, a jednokanalnim analizatorima su "isečani" iz celokupnog spektra samo fotopikovi i to u svakoj grani po jedan. Njihovim dovodenjem u koincidentni uredaj dobijene su

koincidencije izmedju energija γ -zraka od 0,569 MeV i 1,063 MeV. Vrednosti za širine kanala u jednokanalnim analizatorima pročitane su sa snimljenih spektara /sl.8/. /Donji nivo kanala je u ovoj grani koja je registrovala energiju od 1,063 MeV bio postavljen na 7,4 V, a širina mu je iznosila $c = 1,3$ V; donji nivo kanala u grani koja je registrovala energije od 0,569 MeV bio je postavljen na 3,6 V, a širina mu je iznosila $a = 1,4$ V./ Ispod ovog poslednjeg fotopika postoji izvesten uticaj fone, koji potiče od Compton-ovog efekta i on utiče na dobijanje većeg odbroja u ovom kanalu. Taj uticaj je eliminisan oduzimanjem registrovanih koincidencija /koje se dobijaju paralelnim pomeranjem kanala /a/ za njegovu širinu, tako da donji deo kanala bude postavljen na prethodnu gornju vrednost kanala /c/ / od vrednosti prethodno registrovanih koincidencija. Slučajne koincidencije se koriguju uvodjenjem kašnjenja u jednu granu, od $1\mu\text{sec}$ za svako merenje.

Formula po kojoj je u ovom slučaju izračunata aktivnost izvora se izvodi na sledeći način. Koristi se shema raspada za Bi^{207} /sl.9/. Ta shema može se jednostavnije prikazati na sl.13, uz označku sa a i b pre-



laza koji su za nas interesantni i sa unošenjem procentualnih vrednosti za sve prelaze na taj nivo. a i b, kao što je ranije rečeno, označavaju i prelaz i njegov intenzitet.

slika 13
zakona je:

Na osnovu Kirchoff-ovog

$$a + A = b + B \quad / B = 0 /$$

pa je

$$a + A = b ,$$

a intenzitet koincidencije se može napisati u obliku:

$$\langle a | b \rangle = \frac{ab}{a+A}$$

Ako se N označimo broj raspada u jedinici vremena, u grani 1 je registrovan broj:

$$n_1 = \varepsilon_a^{(1)} a N ,$$

a u grani 2:

$$n_2 = \varepsilon_b^{(2)} b N .$$

Broj koincidencija je dat formulom

$$n_c = \varepsilon_a^{(1)} \varepsilon_b^{(2)} b > N ,$$

pa kada zamenimo gornje jednačine u ovu, sledi:

$$n_c = \frac{n_1}{a N} \frac{n_2}{b N} < a b > N ,$$

pa je aktivnost:

$$N = \frac{n_1 n_2}{n_c} \frac{< a b >}{ab} .$$

Pošto je :

$$\frac{< a b >}{ab} = \frac{\overline{ab}}{\overline{a+A}} = \frac{1}{\overline{a+A}} = \frac{1}{0,88+0,11} = \frac{1}{0,99} \approx 1 ,$$

konačno se dobije

$$N = \frac{n_1 n_2}{n_c} ,$$

što predstavlja formulu po kojoj su u ovom slučaju izračunate koincidencije.

U tablici VII dati su podaci iz eksperimenta.

$n_{1 \text{ imp.}}$	$n_{2 \text{ imp.}}$	$n_{c+s \text{ imp.}}$	$n_s^p \text{ imp.}$	$n_c^p \text{ imp.}$	$n_{c+s}^f \text{ imp.}$	$n_s^f \text{ imp.}$	$n_c^f \text{ imp.}$	$n_c^{\text{imp.}}$	$N/\mu C/$	$\Delta N/\mu C/$
992712	3447790	16620	1777	14843	675	499	176	14667	5,25	$\pm 0,0425$
950433	3581136	16364	1859	14505	593	449	144	14361	5,33	$\pm 0,0452$
987795	3558380	17185	1918	15267	713	443	270	14997	5,27	$\pm 0,0426$
987705	3538140	17238	1922	15316	833	490	343	14973	5,25	$\pm 0,0436$

/ Sa gornjim indeksom p označeni su odbroji koincidencija pikova sa fonom - "a" sa sl.8 - a sa f su označeni odbroji koincidencija sa fonom - "b" sa sl.8 - dok su čiste koincidencije bez fone označene sa n_c i dobijene su iz razlike $n_c^p - n_c^f$. /

tablica VII

Greška je izračunata po formuli:

$$\Delta N = \frac{1}{tN_c} \sqrt{N_2^2 N_1 + N_1^2 N_2 + \left(\frac{N_1 N_2}{N_c} \right)^2}$$

Svako merenje je trajalo 20 minuta, a slučajne koincidencije su korigovane kao u prethodnim slučajevima.

Srednja vrednost aktivnosti izvora je:

$$\bar{N} = 5,275 \mu C$$

a srednja standardna devijacija iznosi:

$$\sigma_N = 0,0219 \mu C$$

ZAKLJUČAK

Valjanost eksperimenta sa Co^{60} može se donekle proveriti, pošto je taj izvor prethodno bio kalibriran i to 12. 5. 1970., pri čemu je vrednost aktivnosti iznosila $N_0 = 6,8 \mu\text{C}$. Preračunata vrednost aktivnosti izvora na dan 30. 10. 1973., kada je vršen eksperiment, iznosi $N_t = 4,398 \mu\text{C} \approx 4,4 \mu\text{C}$. Pomoću ove računski dobijene prave aktivnosti izvora, N_t , mogu se odrediti apsolutne greške izvršenih merenja. Međutim, treba imati u vidu da ovako izračunata "prava" vrednost nije potpuno tačna, jer je kalibracija na N_0 izvršena relativno davno, tako da greške može iznositi $\pm 10\%$ od vrednosti N_t . I tako, apsolutne greške srednjih vrednosti u geometriji 180° bez prega diskriminacije i sa njim iznose $1,79 \mu\text{C}$ i $1,24 \mu\text{C}$ respektivno. Odavde se može zaključiti da je bolji rezultat dobijen u slučaju kada je upotrebljen energetski prag, kojim su eliminisane lažne koincidencije.

Uporedjujući srednje vrednosti ova dva merenja vidimo da je manja vrednost dobijena u merenju bez praga diskriminacije / $\bar{N} = 2,61 \mu\text{C}$ / nego u onom sa pragom / $\bar{N} = 5,647 \mu\text{C}$ /. Objasnjenje te razlike leži u činjenici što se u slučaju merenja sa pragom registruje manji broj koincidencija nego u slučaju bez praga diskriminacije, kod kojeg pored pravih ulaze i lažne koincidencije u detektore. Kako je broj koincidencija obrnuto sazmeran akti-

vnosti izvora i vrednost aktivnosti bez praga je manja od vrednosti sa pragom diskriminacije.

Vrlo verovatan uzrok greške u rezultatu geometrije 180° je nestabilnost napona u uredjajima, pogotovo što samim tim i nivo diskriminacije, koji je postavljen tako da odseca energije manje od $0,5 \text{ MeV}$, nije bio stabilan. To sam ustanovila na osnovu činjenice što se snimljeni spektar u jednoj grani pomerao pre i posle merenja, tako da se i nivo diskriminatora pomerao i odsecao višu ili nižu energiju. Na taj način je postojala mogućnost da broj registrovanih dezintegracija bude manji ili veći od prave vrednosti, zbog uticaja neeliminisanih lažnih koincidencija, ili zbog odsecanja energije koje su učestvovali u formiranju pravih koincidencija. Tako je dobijena, u ovom slučaju, veća vrednost za aktivnost izvora od računski dobijene vrednosti.

U geometriji 90° uticaj nestabilnog napona nije bio u toj meri, kao gore, odlučujući za eliminaciju lažnih koincidencija, pošto su one eliminisane "spolje", Pb-zaštitom. Međutim, ova Pb-zaštita nije u stanju da eliminiše sve lažne koincidencije, pogotovo ne ona debljime $0,2 \text{ cm}$ - kakva je upotrebljena u eksperimentu. Po red toga, Pb-zaštita može da deluje i kao "reflektor", odnosno da nazad vraća rasute γ -zrake i na taj način povećava broj lažnih koincidencija. Bez obzira na sve te nedostatke, uticaj Pb-zaštite je značajan, jer je apsolutna greška uz njeno korišćenje $/0,16 \mu\text{C}/$ manja od apsolutne greške u merenju bez zaštite $/0,39 \mu\text{C}/$.

Kao i u gornjem razmatranju o geometriji 180° i ovde je srećanjem vrednost aktivnosti izvora veća u slučaju kada su eliminisane lažne koincidencije $/\bar{N} = 4,26 \mu\text{C}/$ nego kada su i one učestvovali u računu $/\bar{N} = 4,01 \mu\text{C}/$, što se može obrazložiti na sličen način.

Izvor Bi²⁰⁷ nije bio kalibriran, tako da nisam mogla da izračunam apsolutnu grešku kojom je odredjena

eksperimentalnu vrednost aktivnosti tog izvora. Ova metoda, u principu, daje prilično tačne vrednosti, ali se može primeniti samo na izvore čiji su spektri slični spektru Bi²⁰⁷, odnosno ako fon ispod fotopikova nije velik, tako da se pikovi lako mogu "iseći" jednokanalnim analizatorom i tako "čisti" uvoditi u koincidenciju.



LITERATURA

1. Alpha-, Beta- and Gamma-Ray spectroscopy, editor Kai Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1965.
2. George W. Ficken, JR., American Journal of Physics, 40/11 /1972/, 1698.
3. Dj. N. Bek-Uzerov /1968/. Merenje broja raspada radioaktivnih izotopa metodom registracije jednovremenih dogodjaja, disertacija, Beograd.
4. Dr Aleksandar V. Milojević, Vladeta V. Urošević, Milan V. Kurepa /1963/. Principi i metode primene radioaktivnih izotopa u industriji, Naučna Knjiga, Beograd.
5. Ivan Draganić /1962/. Radioaktivni izotopi i zračenja, knjiga I, opšti pojmovi, Naučna Knjiga, Beograd.
6. Ivan Draganić /1968/. Radioaktivni izotopi i zračenja, knjiga II, radne tehnike, Naučna Knjiga, Beograd.
7. Fizičeskij enciklopedičeskij slovarj /tom četvrtiј/, Izdateljstvo "Nauka" 1963, Moskva.