



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNOMATEMATIČKI FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Dušan Mrđa

# **Analiza metoda redukcije fona germanijumskih spektrometara**

-doktorska disertacija-

Novi Sad, 2007. godina

*Neizmernu zahvalnost na svesrdnoj pomoći u toku istraživanja i izrade ovog rada dugujem dr Ištvanu Bikitu.*

*Zahvaljujem se dr Miroslavu Veskoviću , dr Ivanu Aničinu , dr Jaroslavu Slivki i svim zaposlenim na Katedri za nuklearnu fiziku, Departmana za fiziku u Novom Sadu, na korisnim savetima i podršci koju su mi pružili.*

*N.Sad,  
27.03.2007.*

*Mrđa Dušan*

# SADRŽAJ

Uvod.....	1
<b>1. Komponente fona i pasivno šticeenje germanijumskih spektrometara.....</b>	<b>2</b>
<b>1.1 Gama-zračenje iz neposrednog okruženja u kojem se nalazi detektorska zaštita.....</b>	<b>3</b>
<b>1.2 Uticaj radona na fonski spektar .....</b>	<b>8</b>
<b>1.3 Radioaktivnost u konstrukcionim materijalima detektora.....</b>	<b>10</b>
<b>1.4 Radionečistoće u materijalu zaštite.....</b>	<b>12</b>
1.4.1 Određivanje koncentracije aktivnosti Pb-210 u izgrađenoj olovnoj zaštiti.....	13
1.4.2 Određivanje sadržaja Pb-210 u uzorku olova.....	15
1.4.3 Procena doprinosa zakočnog zračenja fonskom gama spektru usled prisustva Pb-210 u olovnom štitu.....	16
1.4.3.1 Verovatnoća emisije elektrona iz $\beta$ -raspada Bi-210.....	18
1.4.3.2 Transport elektrona kroz materijal zaštite.....	20
1.4.3.3 Verovatnoća emisije zakočnog zračenja.....	22
1.4.3.4 Efekti samoapsorpcije i detektovani spektar zakočnog zračenja.....	24
<b>1.5 Karakteristike fonskih spektara konstruisane Pb zaštite na Departmanu za fiziku u Novom Sadu ( DFNS ).....</b>	<b>30</b>
<b>1.6 Zaštita gama spektrometarskog sistema niskofonske laboratorije u Podgorici.....</b>	<b>38</b>
<b>1.7 Uticaj kosmičkog zračenja na fon germanijumskih spektrometara.....</b>	<b>42</b>
1.7.1 Redukcija fonskog odbroja zbog prisustva pokrovnog sloja zemljišta/stena.....	48
1.7.1.1 Niskofonska laboratorija Instituta za fiziku u Zemunu.....	49
1.7.1.2 Duboka podzemna laboratorija LSM.....	52
<b>2. Aktivna zaštita germanijumskih spektrometara.....</b>	<b>56</b>
<b>2.1 Spektrometar sa potiskivanjem komptonskih događaja.....</b>	<b>56</b>
2.1.1 Karakteristike aktivno šticeenog HPGe spektrometra primenom NaI( Tl ) detektora na DFNS.....	60
<b>2.2 Par-spektrometar .....</b>	<b>67</b>
<b>2.3 Primeri par-spektara.....</b>	<b>68</b>
<b>2.4 Detektorski sistem sa veto detektorima.....</b>	<b>69</b>
2.4.1 Veto sistem germanijumskog spektrometra na Departmanu za fiziku u Novom Sadu.....	71
2.4.1.1 Ispitivanje osobina plastičnih scintilacionih detektora i energijska kalibracija spektara.....	78
2.4.2 Testiranje aktivne zaštite germanijumskog spektrometra na DFNS.....	82
2.4.2.1 Analiza postignutih rezultata.....	85

2.4.2.2 Testiranje gubitaka događaja u spektru ispitivanog uzorka usled primene aktivne zaštite.....	88
2.4.2.3 Neutronima indukovane gama linije u fonskom spektru i analiza efekta aktivnog štita.....	89
2.4.2.4 Izmene u sistemu aktivno šticeenog germanijumskog spektrometra u cilju njegovog poboljšanja i analiza vremenskih spektara.....	92
2.4.2.5 Provera antikoincidentnog rada sistema nakon izvršenih izmena.....	97
2.4.3 Rezultati aktivno šticeenih gama spektrometarskih sistema realizovanih u različitim laboratorijama u svetu.....	102
<b>2.5 Mogućnosti primene aktivno šticeenog germanijumskog spektrometra na DFNS u koincidentnom režimu rada.....</b>	<b>108</b>
2.5.1 Ispitivanje produkcije karakterističnog X-zračenja u različitim materijalima pod dejstvom kosmičkih miona.....	108
2.5.1.1 Eksperimentalna postavka i dobijeni rezultati.....	109
2.5.1.2 Predlog eksperimentalne postavke u slučaju određivanja preseka za produkciju X-zračenja u direktnoj interakciji miona sa metom.....	114
2.5.2 Prikupljanje i analiza koincidentnih spektara multiparametarskim sistemom MPA-3 .....	115
<b>2.6 Monte-Karlo simulacija spektra GMX detektora uzrokovanog dejstvom kosmičkih miona.....</b>	<b>120</b>
<b>Zaključak.....</b>	<b>122</b>
<b>Literatura.....</b>	<b>125</b>

## Uvod

Neakceleratori eksperimenti u fizici današnjice imaju veoma važnu ulogu. Ovo je posebno izraženo nakon zastoja u finansiranju izgradnje visokoenergetskih akceleratora. Kao drastičan primer, može se navesti obustavljanje izgradnje superprovodnog superkolajdera (SSC) u Teksasu, SAD, u oktobru 1993. godine. Mogli bismo reći da se ponavlja situacija od pre pedesetak godina, kad su prvi podaci o različitim vrstama čestica dobijeni izučavanjem kosmičkog zračenja.

Sa jedne strane kosmičko zračenje u interakciji sa materijom na Zemlji dovodi do procesa čije izučavanje omogućuje prikupljanje novih saznanja o fundamentalnim interakcijama u prirodi. Sa druge strane, kosmičko zračenje, ali i zračenje koje nastaje kao posledica radioaktivnog raspada nestabilnih izotopa predstavlja veliku smetnju niskofonskim eksperimentima čija je svrha potraga za WIMP-ovima, odnosno eksperimentima vezanim za retke nuklearne procese koji se spontano dešavaju u određenom materijalu (npr. dvostruki beta raspad). Stoga obezbeđivanje uslova za niskofonska merenja u gama spektrometriji ima izuzetan značaj, ali nije jednostavan zadatak.

Prvi korak je izbor odgovarajuće lokacije za smeštaj gama spektrometrijskog sistema. Postoje dve osnovne grupe sistema u odnosu na njihovu prostornu poziciju:

- sistemi u laboratorijama na površini Zemlje
- sistemi u podzemnim laboratorijama.

Ova poslednja mogućnost može se realizovati u vidu plitko ukopanih laboratorija (15-20 mwe) ili dubokih podzemnih laboratorija (> 500 mwe). U pogledu redukcije uticaja kosmičkog zračenja, odnosno miona, veoma je značajno postaviti sistem na određenu dubinu ispod površine Zemlje.

Zatim, detektor se mora opkoliti materijalima visoke gustine, visokog rednog broja i visoke radiočistoće (pasivna zaštita), kako bi se redukovao intenzitet zračenja iz zemaljskih radioaktivnih izvora u okruženju detektora.

Da bi se uticaj miona na poluprovodnički detektor smanjio u površinskoj laboratoriji, neophodno je opkoljavanje pasivne zaštite posebnim zaštitnim detektorima (veto) koji predstavljaju aktivni štit. Naravno, primena aktivnog štita i u podzemnoj laboratoriji, može dodatno da redukuje fon osnovnog detektora. Veto detektori rade u antikoincidentnom režimu sa osnovnim detektorom i elektronski odbacuju istovremene događaje u oba detektora.

Jedna vrsta aktivnog štita (Compton suppression), izrađena po principu "aktivna zaštita unutar pasivne zaštite", bila je operativna nekoliko godina u Laboratoriji za nuklearnu fiziku u Novom Sadu. Izrada pasivnog štita oko novog Ge GMX detektora, kao i postavljanje i podešavanje sistema aktivne zaštite, rezultiralo je vrhunskim niskofonskim gama spektrometerskim sistemom u ovoj laboratoriji.

Dve osnovne logičke celine izdvajaju se u ovom radu:

- komponente fona i pasivno šticeenje germanijumskih spektrometara
- primena aktivne zaštite u redukciji fonskih događaja

U prvom delu ovog rada analiziraju se svi izvori koji daju doprinos fonskom spektru germanijumskih detektora. Akcenat se stavlja na ispitivanje prisustva Pb-210 u izrađenom olovnom štitu, sa posebnim osvrtom na analizu intenziteta zakočnog zračenja njegovog potomka, Bi-210. Dobijeni rezultat upoređuje se sa merenim vrednostima doprinosa zakočnog zračenja. Ovo razmatranje ima veliki značaj, budući da se bremsstrahlung ne može

redukovati primenom aktivne zaštite oko pasivnog štita. Potom se prikazuju rezultati postignuti u redukciji fona primenom pasivnih štitova.

Zatim se prelazi na analizu redukcije fonskih događaja Ge detektora primenom NaI(Tl) anularnog detektora kao aktivnog štita, pri čemu su oba bila smeštena unutar gvozdene komore debelih zidova.

U nastavku se opisuje realizacija složenog veto sistema koji se sastoji od 5 plastičnih scintilacionih detektora oko pasivnog štita, uključujući proveru njihovih radnih karakteristika i navode elektronske sheme povezivanja svih drugih komponenti u jedinstven antikoincidentni sistem sa germanijumskim GMX detektorom u osnovi. Sledi razmatranje podešavanja rada sistema i optimizacija njegovih osobina. Ostvareni rezultat upoređuje se sa osobinama nekih drugih sistema aktivne zaštite realizovanih u niskofonskim laboratorijama u svetu.

U poslednjem poglavlju analizira se rad sistema u koincidentnom režimu i njegova primena u istraživanju X- fluorescentnog zračenja indukovano kosmičkim mionima u različitim materijalima. Konačno, prikazana je akvizicija i obrada podataka multiparametarskim sistemom pri koincidentnom režimu rada detektora.

## **1. Komponente fona i pasivno šticeenje germanijumskih spektrometara**

Konstrukcija dobre pasivne zaštite i nadgradnja aktivnog štita za poluprovodnički HPGe detektor zahteva detaljno poznavanje porekla i karakteristika fona u odsustvu ispitivanog uzorka. Spektu fona Ge detektora doprinos daju sledeće komponente:

- 1) Gama zračenje iz okruženja u kojem se nalazi detektorska zaštita [1]
- 2) Radioaktivnost u konstrukcionim materijalima detektora
- 3) Radionečistoće u materijalu štita
- 4) Kosmičko zračenje
- 5) Radon i njegovi potomci

Kritična tačka je stepen radiočistoće detektorske konstrukcije. Njegova dostignuta vrednost je bitna za unapređenje merenja redukcijom ostalih komponenti fona. Niskofonske konfiguracije različitih proizvođača mogu da imaju različit kvalitet. Za postizanje osetljivosti od mBq/kg ili niže pažljiva selekcija materijala za komponente detektora od strane proizvođača je esencijalna.

Osnovna usavršavanja detekcije su moguća u iterativnim koracima izrade sledećeg osetljivijeg spektrometarskog sistema od materijala selektovanih pomoću prethodnog spektrometarskog sistema.

Efekat kosmičkih zraka zavisi od nadmorske visine površinske laboratorije u kojoj je smešten spektrometarski sistem, karakteristika svih plafonskih slojeva iznad zaštite detektora, ali i od dimenzija zaštite i vrste materijala od kojeg je zaštita izrađena.

$^{222}\text{Rn}$ , odnosno njegovi potomci predstavljaju značajan izvor radioaktivnosti distribuirane u vazduhu. Koncentracija aktivnosti  $^{222}\text{Rn}$  može da varira drastično od jedne lokacije do druge, ali postoje promene sa vremenom i na jednoj istoj lokaciji. Obzirom na to da je Rn gas i to inertan, on je na spisku komponenti fona ( 1 - 5) izdvojen posebno, iako predstavlja sastavni deo komponente 1.

Neutroni iz prirodnih fisijih i ( $\alpha, n$ ) reakcija postaju značajni kod ekstremno niskih brzina brojanja.

Iskustvo je pokazalo da za Ge kristal date veličine i uzorak mase od oko 1 kg, potiskivanje komponente 1 omogućuje merenja koncentracije aktivnosti reda Bq/kg; komponenti 2 i 3 oko 10-100 mBq/kg; komponente 4 - oko 1 mBq/kg; komponente 5 (uz realizovnu redukciju 4) zajedno sa veoma dobrom selekcijom materijala (2 i 3) - oko 100  $\mu\text{Bq/kg}$ . Dugačka vremena merenja –do nekoliko sedmica preduzimaju se radi postizanja najveće osetljivosti.

## 1.1 Gama-zračenje iz neposrednog okruženja u kojem se nalazi detektorska zaštita

Prirodno prisutna radioaktivnost potiče prvenstveno od 3 poznata prirodna radioaktivna niza čiji su rodonačelnici  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  i  $^{235}\text{U}$ , kao i od  $^{40}\text{K}$  [ 2 ]. Radioizotopi  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  i  $^{235}\text{U}$  imaju ekstremno duge periode poluraspada koji su nekoliko redova veličine duži od perioda poluraspada onih njihovih potomaka sa najdužim periodima poluraspada. To za posledicu ima uspostavljanje sekularne radioaktivne ravnoteže pri kojoj je aktivnost svakog potomka jednaka aktivnosti rodonačelnika niza. Međutim, neki potomak može da nastane kao rezultat dezintegracije pretka koji se raspada i nekim drugim kanalom raspada. Aktivnost nastalog potomka je tada konstantan deo aktivnosti rodonačelnika niza i zavisi od verovatnoće raspada njegovog pretka po kanalu raspada u kojem posmatrani potomak nastaje. U realnim uslovima se javljaju slučajevi gde dolazi do narušavanja ravnoteže zbog različitih hemijskih osobina rodonačelnika niza u odnosu na članove niza, tj. njegove potomke. To znači da različita rastvorljivost radionuklida (npr.  $^{238}\text{U}$  i  $^{226}\text{Ra}$ ) može dovesti do njihovog separisanja zbog nejednakog ispiranja iz stena ili zemljišnih slojeva u kojima se nalaze. Potpuna ravnoteža između  $^{238}\text{U}$  i  $^{222}\text{Rn}$ , odnosno njegovih potomaka ne može se očekivati imajući u vidu da je Rn inertan gas koji u većoj ili manjoj meri emanira iz matrice u kojoj se generiše. Sa stanovišta uticaja na fon germanijumskih spektrometara značajno je napomenuti da raspon energija emitovanih gama kvanata od strane članova prirodnih radioaktivnih nizova obuhvata energije od 46.5 keV ( $^{210}\text{Pb}$  - niz  $^{238}\text{U}$ ) do 2614.5 keV ( $^{208}\text{Tl}$  - niz  $^{232}\text{Th}$ ).

Izotopska obilnost uranijumovih izotopa u prirodi je sledeća:

$^{238}\text{U}$	99.2739 %
$^{235}\text{U}$	0.7204 %
$^{234}\text{U}$	0.0057 %

Uranijuma u Zemljinoj kori ima oko  $2.4 \times 10^{-4}$  % .

Izotop  $^{232}\text{Th}$  jedini je izotop Th koji se nalazi u prirodi, tj. njegova izotopska obilnost je 100%. U litosferi je zastupljen sa  $7.5 \times 10^{-4}$  %.

Prirodni kalijum se sastoji od tri izotopa i to dva stabilna i jednog radioaktivnog. Stabilni izotopi su  $^{39}\text{K}$  ( 93.2581 % ) i  $^{41}\text{K}$  ( 6.7302 % ), a radioaktivni  $^{40}\text{K}$  ( 0.0117%) sa periodom poluraspada  $T_{1/2}=1.28 \times 10^9$  god. Od svih raspada jezgara  $^{40}\text{K}$ , samo u 10.5 % slučajeva emituju se gama-kvanti energije  $E_\gamma=1460.8$  keV . Vrlo često, ova linija je jedna od osnovnih fonskih komponenti.

U Zemljinoj kori ima 2.1 % K, što je veoma visoko učešće.

Na fon niskofonskog gama-spektrometskog sistema utiće sadržaj prirodnih radionuklida u zemljištu, odnosno stenama koje su prisutne na mestu na kojem je sistem, odnosno zaštita detektora locirana. Tabela 1. sadrži podatke o srednjim koncentracijama aktivnosti nekih radionuklida u zemljištima pojedinih regiona u svetu.

*Tabela 1. Srednje koncentracije aktivnosti radionuklida u zemljištu*

Radionuklid	Vojvodina	Indija	Egipat	Istanbul	Stromboli (Italija)
$^{232}\text{Th}$	53±8	104±77	6±3	35±7	68±1
$^{238}\text{U}$	51±9	34±11	13±9	27±11	100±11
$^{40}\text{K}$	554±92	217±145	433±130	322±87	754±9

Od radionuklida koji ne pripadaju prirodnim serijama  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{232}\text{Th}$ , pomenut je jedino  $^{40}\text{K}$ . Međutim, u prirodi se javljaju i drugi radionuklidi koji ne pripadaju serijama :  $^{50}\text{V}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{123}\text{Te}$ ,  $^{138}\text{La}$ ,  $^{144}\text{Nd}$ ,  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{148}\text{Sm}$ ,  $^{174}\text{Hf}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{187}\text{Re}$ ,  $^{186}\text{Os}$ ,  $^{190}\text{Pt}$ . Njihov uticaj na fon niskofonskih gama-spektrometskih sistema daleko je manji od uticaja članova pomenutih serija , kao i uticaja  $^{40}\text{K}$ , obzirom na njihovu malu zastupljenost u okruženju, ali i činjenicu da se uglavnom ne radi o gama emiterima.

Pod dejstvom neutronske komponente kosmičkih zraka, u višim slojevima atmosfere dolazi do nuklearnih reakcija sa mikrometeoritima i prašinom , pri čemu nastaju kosmogeni radionuklidi :  $^3\text{H}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Al}$ ,  $^{32}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{33}\text{P}$ ,  $^{35}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{39}\text{Ar}$ ,  $^{81}\text{Kr}$ . Obzirom da dospevaju i u niže slojeve atmosfere, mogu u izvesnoj meri da utiču na fon niskofonskih sistema u gama-spektrometriji - prvenstveno  $^7\text{Be}$  (  $T_{1/2}=53.3$  dana,  $E_{\gamma}=477.6$  keV ).

Antropogeni radionuklidi se uglavnom javljaju kao produkti fisije i aktivacije. Nihov veliki deo potiče od testova nuklearnog oružja u atmosferi, najviše u periodu 1952-1962. Vremenom je aktivnost ovih radioizotopa opala na niski nivo. Međutim, usled Černobilske katastrofe 1986. godine, značajne količine antropogenih radionuklida rasute su iznad nekih delova Evrope. Radionuklidi veštačkog porekla koji najčešće mogu biti prisutni u okruženju su  $^{137}\text{Cs}$  i  $^{134}\text{Cs}$ ( Tabela 2.).

Treba napomenuti da iako je  $^{90}\text{Sr}$  (  $T_{1/2}=28.8$  god.) čisti beta emiter , zakočno zračenje uzrokovano elektronima koje emituje ovaj izotop (  $Q_{\beta}=546$  keV ), kao i njegov potomak  $^{90}\text{Y}$  (  $Q_{\beta}=2284$  keV ), daje doprinos intenzitetu kontinuumu fonskog spektra.



Tabela 2. Karakteristike veštačkih radionuklida  $^{137}\text{Cs}$  i  $^{134}\text{Cs}$ .

Radionuklid	Period poluraspada [godine]	Tip raspada	Energija [MeV]	Potomak
$^{137}\text{Cs}$	30.17	$\beta$	$\gamma$ 0.6617;85.1%	$^{137}\text{Ba}$
$^{134}\text{Cs}$	2.06	$\beta$	$\gamma$ 0.5633;8.38% $\gamma$ 0.5693;15.43% $\gamma$ 0.6047;97.6% $\gamma$ 0.7958;85.4% $\gamma$ 0.8019;8.73%	$^{134}\text{Ba}$

Planiranje izrade kvalitetnog niskofonskog sistema uključuje i selekciju građevinskog materijala koji se ugrađuje u podlogu, zidove i plafon niskofonske laboratorije . U Tabeli 3. su navedeni primeri analiziranih građevinskih materijala sa povećanim sadržajem prirodnih radionuklida. Upotreba ovakvih materijala u okruženju detektorske zaštite mora se izbeći, tj potrebno je upotrebljavati građevinske komponente sa sniženim sadržajem radionuklida, što se može utvrditi gama spektrometrijskom analizom odgovarajućih uzoraka.

Tabela 3. Izmerene vrednosti koncentracije aktivnosti radionuklida u građevinskim materijalima

Materijal	Koncentracija aktivnosti [Bq/kg]			
	$^{238}\text{U}$	$^{226}\text{Ra}$	$^{232}\text{Th}$	$^{40}\text{K}$
Granit	420±120	340±40	14.3±2.0	930±70
Keramičke pločice (1)	< 200	131±6	144±6	730±70
Keramičke pločice (2)	< 190	231±15	73±7	370±50
Sirovina za keramiku	520±50	831±17	155±14	550±60
Kaolinizirani granit	170±60	107±4	116±4	1070±60
Frita	< 240	357±18	55±5	640±60
Repromaterijal za keramiku	480±60	346±17	55±7	660±60
Cirkonsko brašno	680±60	2400±500	390±60	< 120

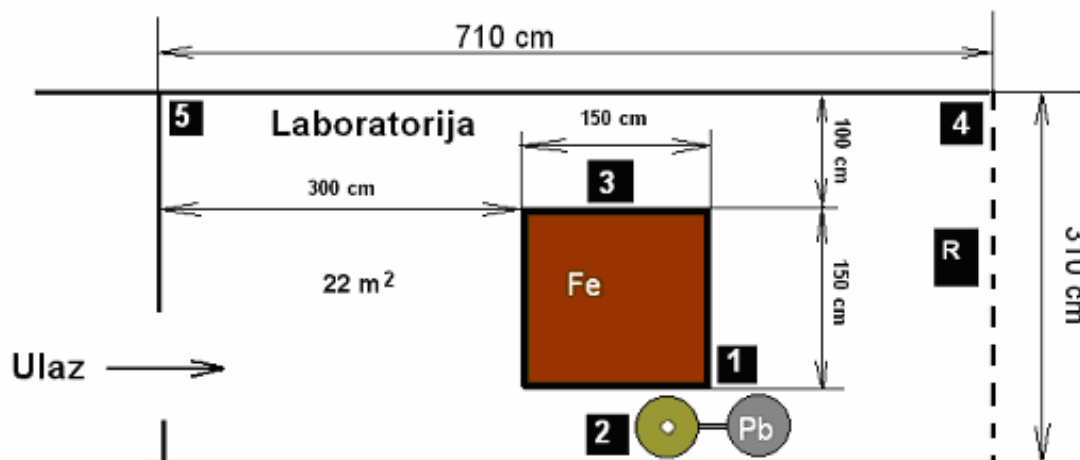
Dobar primer građevinskog materijala sa niskom koncentracijom aktivnosti radionuklida predstavlja ispitivani granit sa nalazišta u Panami ( Tabela 4.).

Tabela 4. Izmerene koncentracije aktivnosti radionuklida u granitu iz Paname

Radionuklid	Koncentracija aktivnosti [Bq/kg]
$^{238}\text{U}$	< 27
$^{232}\text{Th}$	2.4±1.1
$^{226}\text{Ra}$	< 5
$^{40}\text{K}$	37±19

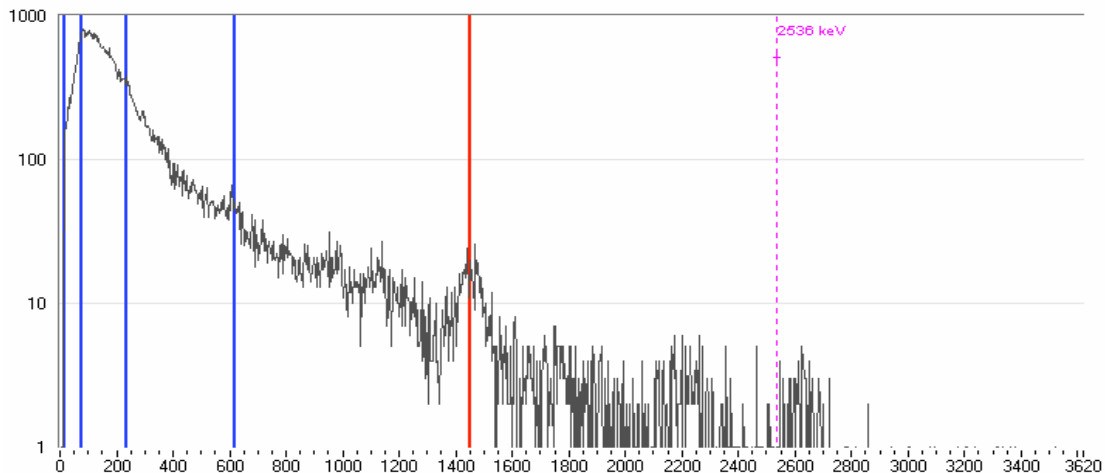
Ovaj materijal bi mogao biti vrlo pogodan sa stanovišta radiočistoće za oblaganje unutrašnjosti laboratorije za niskofonsku gama-spektrometriju.

Položaj Pb zaštite u laboratoriji Katedre za nuklearnu fiziku Departmana za fiziku u Novom Sadu vidljiv je na Sl. 1., a bio je direktno uslovljen raspoloživim prostorom u vreme izrade štita ( 2003. godina ).



Sl.1. Skica laboratorije

Pomoću prenosnog NaI spektrometra ( EXPLORANIUM GR-135) snimljeni su spektri na različitim pozicijama u laboratoriji i međusobno upoređeni integralni odbroji da bi se videlo kako oni odražavaju distribuciju radionuklida unutar prostorije. Pozicije ( 1-5 ) na kojima su snimljeni spektri ucrtane su na Sl.1., dok je izgled tipičnog spektra vidljiv na Sl. 2.



Sl. 2. Spektar snimljen EXPLORANIUM-om unutar laboratorije

U Tabeli 5. su prikazani ukupni odbroji u spektrima zabeleženi na navedenim pozicijama tokom vremena  $t = 600$  s na intervalu 0-3620 keV.

Tabela 5. Integralni odbroji u spektrima snimljenim u laboratoriji

POZICIJA U LAB.	ODBROJ	NAPOMENA
1	65 241	direktan kontakt detektora EXPLORANIUM sa podlogom
1	65 507	direktan kontakt detektora EXPLORANIUM sa podlogom
2	62 494	direktan kontakt detektora EXPLORANIUM sa podlogom
3	48 806	direktan kontakt detektora EXPLORANIUM sa podlogom
4	72 575	detektor EXPLORANIUM na ormanu ; ~ 2 m iznad poda
5	47 995	detektor EXPLORANIUM na stolu ; ~ 0.8 m iznad poda

Na poziciji **1** , spektar je snimljen 2 puta radi provere reproducibilnosti merenja. Merenjem integralnog odbroja na jednoj poziciji u dvorištu DFNS u direktnom kontaktu detektora sa zemljištem dobijena je vrednost 71 704 cts. Ovaj podatak upoređen sa podacima iz Tabele 5. ukazuje na činjenicu da u podlogu , odnosno zidove laboratorije , nisu ugrađeni materijali sa povećanim sadržajem radionuklida.

## 1.2 Uticaj radona na fonski spektar

Radioaktivni element Rn, koji ima izotope u nizu Th i oba niza U, zaslužuje posebnu pažnju pošto je gas ( spada u grupu plemenitih gasova ). Izotopi Rn navedeni su u Tabeli 6.

Tabela 6. Izotopi radona

Niz	Izotop	Period poluraspada
<sup>232</sup> Th	<sup>220</sup> Rn	54.5 s
<sup>235</sup> U	<sup>219</sup> Rn	3.92 s
<sup>238</sup> U	<sup>222</sup> Rn	3.82 d

Rn se vazдушnim ili vodenim putem može preneti daleko od mesta formiranja. To se prevashodno odnosi na <sup>222</sup>Rn zbog njegovog relativno dugog perioda poluraspada. Zbog toga je njegov uticaj na fon Ge detektora najizrazitiji i to putem produkata njegovog raspada <sup>214</sup>Pb i <sup>214</sup>Bi koji predstavljaju izrazite  $\gamma$  emitere.

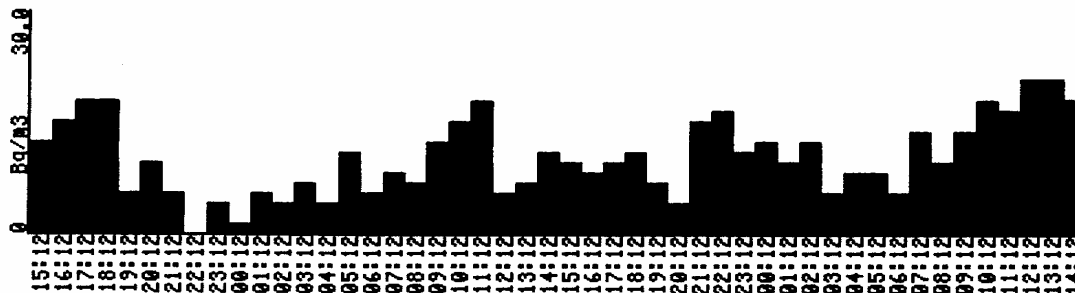
Koncentracija Rn u prostoriji u kojoj je smešten gama-spektrometerski sistem zavisi od više faktora:

- vrste građevinskog materijala
- sastava tla na kojem leži građevina
- koncentracije Rn u vodovodnoj vodi
- meteoroloških uslova
- ventilacije prostorije

Ukoliko se ne preduzmu posebne mere, Rn iz vazduha dospeva u unutrašnjost zaštite niskofonskih sistema, gde će mu koncentracija biti slična onoj u laboratorijskoj prostoriji. Prosečna koncentracija Rn koju možemo očekivati u laboratoriji je 50-100 Bq/m<sup>3</sup>. U prostorijama sa slabom ventilacijom nisu retke vrednosti od nekoliko stotina Bq/m<sup>3</sup>. Oblaganje unutrašnjosti prostorije Al limom, uz odgovarajuću ventilaciju, može dovesti do znatnog smanjenja koncentracije Rn [ 3 ].

Doprinos Rn fonu detektora je proporcionalan koncentraciji Rn u vazduhu , kao i zapremini vazdušnog prostora koji opkoljava detektor.

U cilju utvrđivanja koncentracije <sup>222</sup>Rn unutar laboratorije , kao i promene koncentracije tokom određenog intervala vremena, izvršeno je merenje pomoću uređaja RAD7- Electronic Radon Detector , koji je u osnovi alfa-spektrometar. Merenje je trajalo ukupno 48 h ( 29-31.12.2003. ), a rezultati koji su beleženi na svakih sat vremena su grafički prikazani na Sl.3. Izmerena srednja vrednost konc. <sup>222</sup>Rn iznosi 10.6±5.3 Bq/m<sup>3</sup>, dok maksimalna vrednost ne prelazi 30 Bq/m<sup>3</sup>. Položaj uređaja RAD7 tokom merenja označen je sa " R " na Sl. 1.



Sl.3.. Vrednosti koncentracije  $^{222}\text{Rn}$  u Lab. za nuk. fiz. DFNS

Rezultati merenja pokazuju da je konc.  $^{222}\text{Rn}$  u laboratoriji niska, što se postiže odgovarajućim ventilacionim uređajem ugrađenim u zid laboratorije. Proširenje laboratorije u leto 2006. godine, bez ugradnje dodatnog ventilacionog sistema dovelo je do smanjenja efikasnosti ventiliranja, a time i do izvesnog porasta srednje koncentracije radona :  $22\pm 10 \text{ Bq/m}^3$ .

Varijacije koncentracije aktivnosti radona u vazduhu odražavaju se na fonske spektre detektora koji se nalazi unutar gvozdene zaštite naše laboratorije čija je unutrašnja zapremina  $1 \text{ m}^3$  i gde je izmena vazduha relativno spora. U cilju provere varijacija intenziteta postradonskih spektralnih linija, analizirano je 7 spektara fona GMX HPGe detektora tada smeštenog unutar Fe zaštite snimljenih u periodu januar 2000.-avgust 2001. godine. Rezultati su prikazani u Tabeli 7.

Tabela 7. Intenziteti postradonskih linija u spektrima fona

R.br.	Datum snimanja	R [ c/ks ] ( $E_\gamma= 295 \text{ keV}$ )	R [ c/ks ] ( $E_\gamma= 351 \text{ keV}$ )	R [ c/ks ] ( $E_\gamma= 609 \text{ keV}$ )	vreme snimanja [s]
1	14.01.2000.	$5.77\pm 0.57$	$9.73\pm 0.58$	$7.10\pm 0.39$	242377
2	19.02.2000.	<b><math>3.38\pm 0.73</math></b>	<b><math>6.64\pm 0.66</math></b>	<b><math>5.15\pm 0.45</math></b>	158696
3	03.03.2000.	$5.04\pm 0.76$	$8.06\pm 0.67$	$5.79\pm 0.43$	185894
4	30.07.2000.	$4.26\pm 0.87$	$7.95\pm 0.81$	$6.28\pm 0.60$	99482
5	30.09.2000.	$3.81\pm 0.68$	$5.74\pm 0.66$	$4.88\pm 0.44$	167876
6	16.03.2001.	$6.06\pm 0.67$	$12.17\pm 0.67$	$9.53\pm 0.45$	227816
7	15.06.2001.	$3.97\pm 0.66$	$8.75\pm 0.74$	$6.71\pm 0.51$	153634
8	25.08.2001.	<b><math>7.59\pm 0.67</math></b>	<b><math>13.00\pm 0.63</math></b>	<b><math>11.07\pm 0.51</math></b>	<b>175414</b>

Kao što je vidljivo iz navedene tabele, linije maksimalnog intenziteta su prisutne u spektru br. 8, a minimalnog intenziteta u spektru br.2.

U Tabeli 8. dat je odnos maksimalnog i minimalnog intenziteta postradonskih linija, pri čemu je sa  $R_8$  označen intenzitet linije u spektru br. 8, a sa  $R_2$  intenzitet linije u spektru br. 2.

*Tabela 8. Odnos maksimalnog i minimalnog intenziteta postradonskih linija*

$R_8/R_2$ ( $E_\gamma = 295$ keV)	$R_8/R_2$ ( $E_\gamma = 351$ keV)	$R_8/R_2$ ( $E_\gamma = 609$ keV)
2.25±0.52	1.96±0.22	2.15±0.21

Ovaj rezultat sugerise na potrebu ventiliranja unutrašnjosti štita, budući da metod "ispiranja" gasovitim azotom iz Dewarovog suda nije efikasan kod ovako velikih zapremina.

### 1.3 Radioaktivnost u konstrukcionim materijalima detektora

Najvažniji fundamentalni preduslov za nizak fonski odbroj je pažljiv izbor konstrukcionih detektorskih materijala sa niskom radioaktivnom kontaminacijom. Ova konstatacija odnosi se na proizvođače germanijumskih spektrometara, imajući u vidu da krajnji korisnik ne može da utiče na kvalitet već kupljenog detektora.

Slika 4. prikazuje poprečni presek niskofonskog Ge detektora [ 4 ]. Delovi koji mogu biti najviše kontaminirani su kriosorpcioni materijal i delovi pretpojačavača. Aktivni ugalj koji se koristi kao kriosorpcioni materijal ima nisku koncentraciju  $^{226}\text{Ra}$  (  $\sim 1$  Bq/kg ) i  $^{40}\text{K}$  ( 20 Bq/kg ili niže) ukoliko je načinjen od ljuske kokosovog oraha. Aktivni ugalj visoke radiočistoće ( ECN, Holandija) sadrži manje od 0.3 Bq/kg  $^{226}\text{Ra}$  . On je, ipak, suviše skup da bi se koristio u proizvodnji Ge detektora.

Uticao kriosorpcione supstance na fon Ge detektora redukovan je ugradnjom Pb štita koji zaklanja Ge kristal , pri čemu je još pogodnija situacija kod onih kriostatskih konfiguracija kod kojih osa kristala nema pravac ka kriosorpcionom materijalu.

Kao štampana ploča pretpojačavača koristi se uglavnom poliester pojačan staklenim vlaknima koji ukupno sadrži do 20 Bq/kg  $^{226}\text{Ra}$  ,  $^{208}\text{Tl}$  i  $^{40}\text{K}$ . Preostale staklene ili komponente koje sadrže keramiku , kao tranzistori , otpornici i kondenzatori su takođe kontaminirani. Isto važi za FET sklop( " Field Effect Transistor ") koji je montiran još bliže Ge kristalu. Sa neznatnim gubitkom u rezoluciji , pretpojačavač u zavisnosti od kriostatske konfiguracije , može biti lociran van ose kristala odnosno izvan detektorske zaštite[ 5 ].

Pošto se delovi izrađeni od bakra nalaze u neposrednoj blizini kristala, potrebno je da bakar ima visoku radiočistoću. Elektrolitički Cu sadrži manje od 100  $\mu\text{Bq/kg}$   $^{226}\text{Ra}$  ,  $^{208}\text{Tl}$  i  $^{40}\text{K}$ .

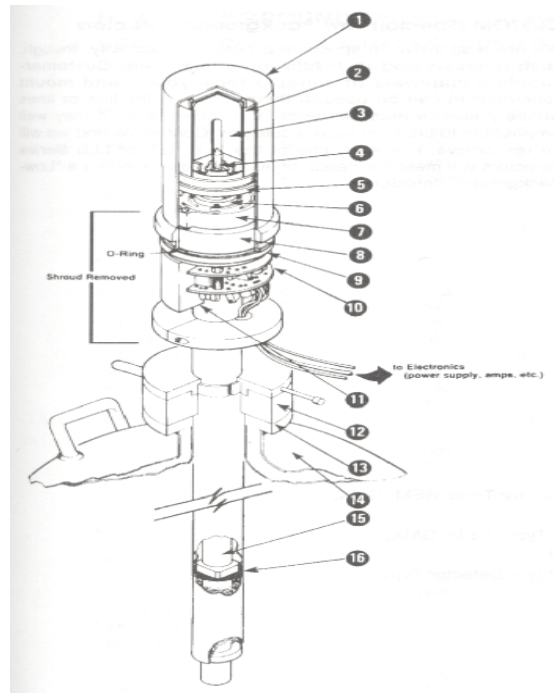
Izolacioni materijali koji su takođe locirani blizu Ge kristala ( teflon npr.) mogu da sadrže do 1 ppm K.

Pažnja se mora posvetiti i spojevima putem kojih se obezbeđuje održavanje visokog napona, odnosno vođenje signala iz detektorskog elementa.

Spoljna kapa detektora proizvodi se od visoko-čistog Mg (  $< 10$  mBq/kg  $^{226}\text{Ra}$  ,  $^{208}\text{Tl}$  i  $^{40}\text{K}$ . Alternativna mogućnost je 99.999% čisti Al sa sadržajem U i Th ispod 1 ppb.

Ulazni prozor kod GMX detektora izrađuje se od berilijuma čistoće 99.8 % ,a može da sadrži značajan nivo primordijalnih radionuklida ( nekoliko ppm ). Bolja mogućnost je upotreba ugljeno-vlaknastog kompozita koji je lak, ali čvrst i praktično bez prisustva radioaktivne kontaminacije.

Konačno, svi naponi u selekciji materijala su uzaludni, ako je zanemarena moguća površinska kontaminacija . Čišćenje površine pojedinih delova detektora moguće je izvršiti kiselinom ili bazom ( bez sadržaja K ) pre nego što oni budu sastavljeni. Čišćenje i sastavljanje delova mora se obavljati pod specijalnim uslovima u "clean room-u".



Sl. 4. Poprečni presek Ge detektora ( "O R T E C", Model CFG-XLB-GEM-SV)

1. Spoljna kapa ( magnezijum galvanizovan niklom), sa berilijumskim prozorom ili prozorom od ugljenih vlakana za GAMMA-X detektor
2. Detektorska montažna kapa ( OFHC bakar-"Oxygen-Free, High-Conductivity)
3. Germanijumski detektorski element
4. Navrtka postolja
5. Postolje ( OFHC bakar )
6. Spona kriogene šipke( OFHC bakar )
7. Termalni izolator ( plastični)
8. Štit (čisto Pb), ~ 2 cm debljine
9. Kriostatska spojka ( nerđajući čelik)
10. Prepojačavač
11. Visokonaponski filter ( sa Al kućištem)

12. Prsten ( guma )
13. Ivica Dewar-ovog suda
14. Dewar-ov sud
15. Kriogena šipka ( OFHC bakar )
16. Kriosorpcioni materijal ( aktivni ugalj )

## 1.4 Radionečistoće u materijalu zaštite

Izuzev retkih i skupih elemenata kao što su volfram ili tantal, postoji veoma ograničen broj materijala koji su pogodni za redukciju gama zračenja iz okruženja detektora. Takvi materijali treba da imaju visok atomski broj i nisku sopstvenu radioaktivnost .

Obzirom na svoju prihvatljivu cenu , mehaničke karakteristike, visok atomski broj i relativno mali presek za interakciju sa neutronima, odnosno formiranje radionuklida putem aktivacije , Pb je najšire upotrebljavan materijal kao zaštita za detektore gama zračenja. Nažalost, njegova sopstvena radioaktivnost, u većini slučajeva nije zanemariva. Priroda i poreklo ove kontaminacije razmatrana je od strane većeg broja autora. Rezultati ovih istraživanja ukazuju na činjenicu da je radioizotop  $^{210}\text{Pb}$ , sa svojim potomcima  $^{210}\text{Bi}$  i  $^{210}\text{Po}$  odgovoran za unutrašnju kontaminaciju olova.  $^{210}\text{Pb}$  ima period poluraspada  $T_{1/2}=22.3$  god., a raspada se  $\beta$  raspadom, sa maksimalnom energijom emitovanih elektrona  $E_{\text{max}}= 63.5$  keV. Dezintegracijom  $^{210}\text{Pb}$  emituju se gama kvanti energije  $E_{\gamma}=46.5$  keV, sa verovatnoćom emisije  $p_{\gamma}= 4.05$  %. Zahvaljući niskim energijama elektrona odnosno gama kvanata, unutar samog olova izražen je efekat samoapsorpcije za pomenuto zračenje. Međutim,  $^{210}\text{Bi}$  emituje elektrone energije  $E_{\text{max}}= 1163$  keV , što dovodi do generisanja zakočnog zračenja u olovu , kao i pojave karakterističnog X-zračenja olova. Maksimum zakočnog zračenja je na oko 170 keV, dok su energije karakterističnih X-zraka Pb 72.8, 75.0, 84.9 i 87.4 keV.  $^{210}\text{Po}$  je alfa emiter čija je energija alfa čestica 5.30 MeV .On emituje gama zrake energije  $E_{\gamma}=803$  keV, slabog intenziteta ( $p_{\gamma}= 0.0011$  % ). Koncentracije  $^{210}\text{Pb}$  u olovu navedene u literaturi kreću se u rasponu od detekcione granice odgovarajućeg detektora , do 2500 Bq/kg. Prosečna vrednost je oko 300 Bq/kg.  $^{210}\text{Pb}$  se javlja kao posledica određenog prisustva minerala uranijuma u kombinaciji sa rudama olova. Zbog velikih razlika u hemijskim osobinama u odnosu na Pb, radioizotopi  $^{238}\text{U}$  i  $^{226}\text{Ra}$  se efikasno separišu u procesu rafinacije. Međutim izotop  $^{210}\text{Pb}$  neizbežno prati olovo , dajući isti odnos  $^{210}\text{Pb}/\text{Pb}$  u ingotima kao u rudi. Takođe, ugalj koji se koristi prilikom proizvodnje olova, doprinosi njegovoj kontaminaciji izotopom  $^{210}\text{Pb}$ , pošto ugalj obično sadrži uranijum u značajnim količinama. Redukcioni procesi bez upotrebe uglja sprečavaju ovaj vid kontaminacije. U današnje vreme je komercijalno dostupno olovo sa koncentracijom aktivnosti  $^{210}\text{Pb}$  manjom od 50 Bq/kg ("Boliden", Švedska ili " Doe Run", USA ), po ceni 2-3 puta većoj u odnosu na obično olovo. Kompanija "Plombum" iz Poljske proizvodi olovo sa 5 Bq/kg  $^{210}\text{Pb}$ . Druga kompanija ( Johnson and Matthey ) proizvodi olovo ( LC2 ) sa oko 0.4 Bq/kg zahvaljujući optimizaciji svakog koraka u procesu proizvodnje[ 5 ]. Ovo olovo se uglavnom proizvodi za elektronsku industriju i suviše je skupo da bi se upotrebljavalo u velikim količinama. Alternativa je staro olovo ( nekoliko perioda poluraspada  $^{210}\text{Pb}$  ). Međutim, dostupnost takvog olova je veoma ograničena, budući da se potencijalni "izvori" kao što su cevi za vodu stare više od 200 godina, ili potonuli stari brodovi retko nalaze. Izuzimajući  $^{210}\text{Pb}$  i njegove potomke , prisustvo kontaminanata U i Th u olovu nije utvrđeno. Sa najvećom osetljivošću određene gornje granice za  $^{226}\text{Ra}$  i  $^{208}\text{Tl}$  su

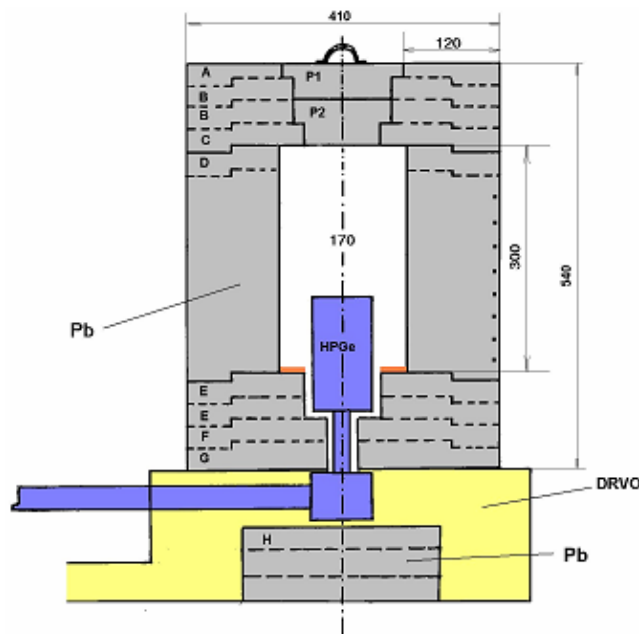


0.25 mBq/kg i 0.29 mBq/kg respektivno, odnosno 0.33 mBq/kg i 0.67 mBq/kg.  $^{40}\text{K}$  meren putem neutronske aktivacione analize je sadržan u LC2 olovu( Johnson and Matthey ) u koncentraciji od oko 0.14 mBq/kg.

#### 1.4.1 Određivanje koncentracije aktivnosti Pb-210 u izgrađenoj olovnoj zaštiti

Kao zaštitni materijal za detektor GMX HPGe relativne efikasnosti 32 % proizvođača "ORTEC" koji se nalazi u Laboratoriji Katedre za nuklearnu fiziku, Departmana za fiziku u Novom Sadu, odabrano je staro Pb dobijeno topljenjem vodovodnih cevi koje više nisu bile u upotrebi. U toku procesa topljenja otklonjene su sve nečistoće koje su se pojavile na površini rastopa. Planirana niskofonska merenja zahtevala su proveru sadržaja Pb-210 u novoizgrađenoj zaštiti, naročito zbog toga što primena aktivnog štita oko pasivne zaštite ne doprinosi redukciji fonske komponente indukovane prisustvom Pb-210.

Zbog velike samoapsorpcije linije od 46.5 keV gama-spektrometrijsko određivanje sadržaja  $^{210}\text{Pb}$  u olovu je složen eksperimentalni problem. U ovom delu rada prikazan je metod koji omogućuje da se koncentracija aktivnosti  $^{210}\text{Pb}$  odredi u već izgrađenim olovnim zaštitama iz fonske linije od 46.5 keV. Šema olovne zaštite u kojoj je određen sadržaj  $^{210}\text{Pb}$  prikazana je na Slici br.5.

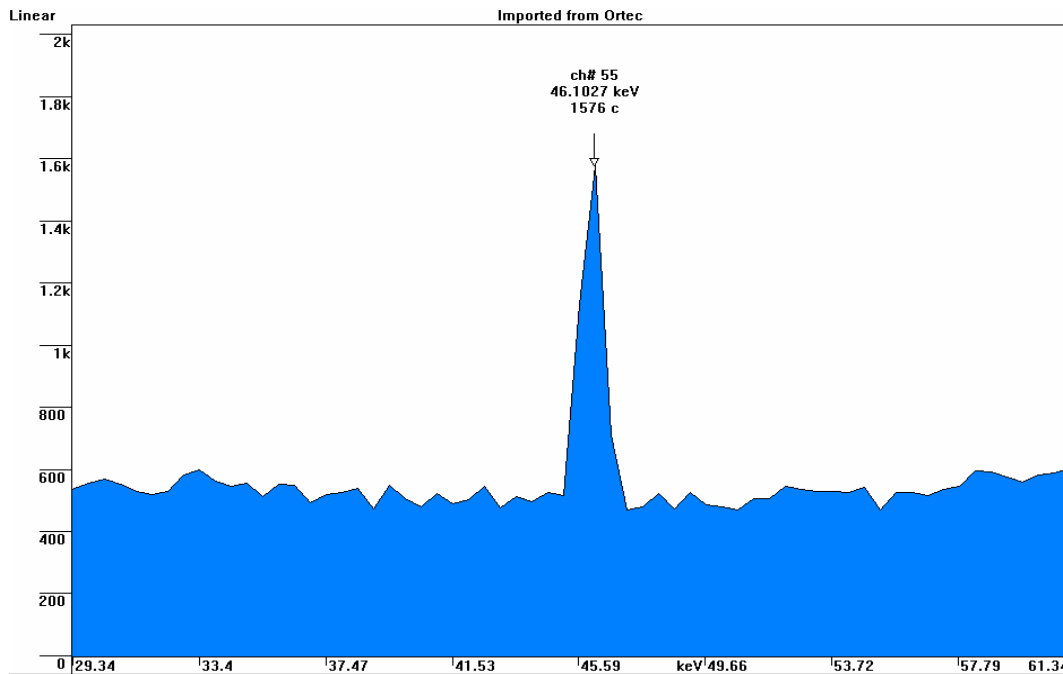


Slika 5. Šema olovne zaštite oko GMX detektora

Apsolutna fotoefikasnost GMX detektora na 46.5 keV-a izmerena je pomoću referentnog izvora SRM (rečni mulj) proizvođača NIST (USA). Za cilindričnu kontaktnu geometriju

izvora dimenzija  $d = 67$  mm i  $h = 62$  mm dobijena je vrednost  $\epsilon_{SRM} = 25(4) \times 10^{-3}$ . Niskoenergetski deo fonskog spektra oko linije od 46.5 keV prikazan je na Slici 6. ( $R_{46.5 \text{ keV}} = 3.42 \pm 0.27$  c/ks). Sa Slike 5. se vidi da se oblik olovne zaštite može veoma dobro aproksimirati geometrijom Marineli jer je efikasnost detekcije za gama zračenje "od dole" za 46.5

keV zanemarljivo mala. Imajući u vidu da je apsorpcija ispitivanog  $\gamma$  zračenja u 1.1 mm olova veća od  $10^5$ , ispitivana olovna zaštita se može aproksimirati sa Marineli sudom prečnika  $D = 172$  mm, visine  $h = 430$  mm i debljine zidova 1.1 mm.



Sl.6. Niskoenergetski deo spektra u okolini linije Pb-210 od 46.5 keV

Efekti različitih geometrija i različitog hemijskog sastava na efikasnost detekcije se mogu izračunati na osnovu dobro testiranog koncepta efektivnog prostornog ugla [ 6 ], odnosno računskog algoritma ANGLE [7,8]. Na osnovu ovog algoritma efikasnost detekcije za opisan Marineli sud se može izraziti kao:

$$\varepsilon_{M,Pb} = \varepsilon_{C,SRM} \frac{\Omega_{M,Pb}}{\Omega_{C,SRM}} \quad (1)$$

gde je  $\Omega_{M,Pb}$  – efektivni prostorni ugao za Marineli sud od olova, a  $\Omega_{C,SRM}$  – efektivni prostorni ugao za cilindrični uzorak SRM. Iz dimenzija i hemijskog sastava uzorka su izračunati efektivni prostorni uglovi:

$$\begin{aligned} \Omega_{C,SRM} &= 0.302 \\ \Omega_{M,Pb} &= 0.012 \end{aligned} \quad (2)$$

Korišćenjem izmerenih vrednosti za  $\Omega_{C,SRM}$  i navedenih vrednosti za  $\Omega$  dobijena je vrednost efikasnosti detekcije za Marinelijev sud:

$$\varepsilon_{M,Pb} = 0.001 \quad (3)$$

Pomoću standardne formule za koncentraciju aktivnosti:

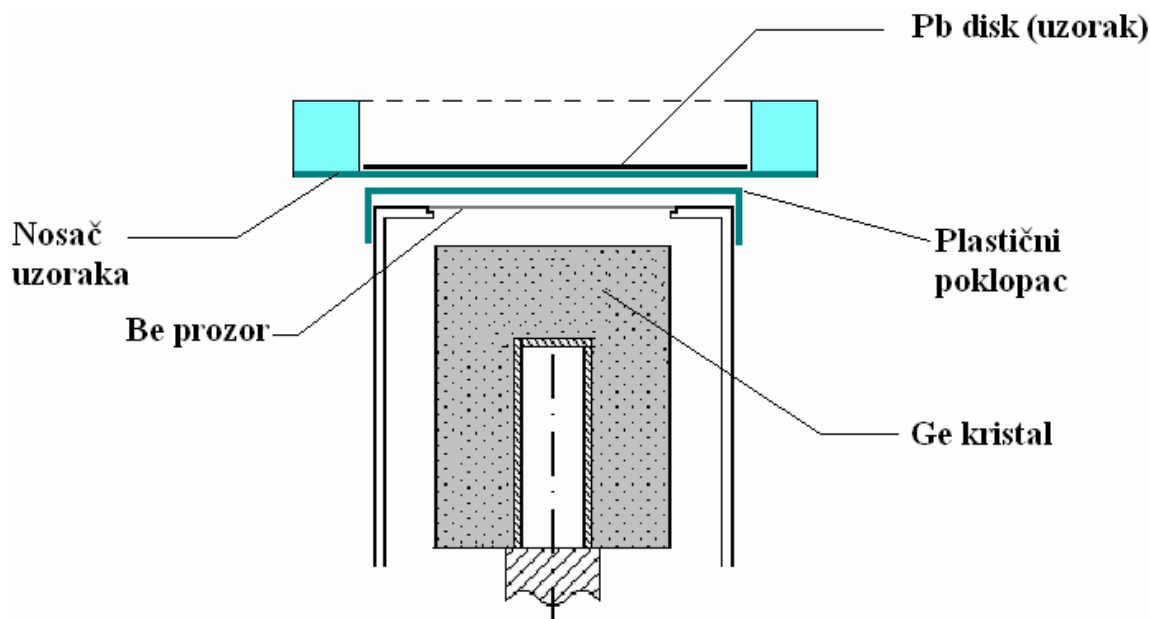
$$A_C = \frac{R}{m \varepsilon_{M,Pb} p_\gamma}, \quad (4)$$

gde je  $R$  – brzina brojanja u vrhu totalne apsorpcije od 46.5 keV ( $R = 3.4 \pm 0.3$  c/ks),  $m$  – masa Marineli suda ( $m = 3.2$  kg),  $p_\gamma$  - apsolutni intenzitet gama prelaza ( $p_\gamma = 0.042$ ), dobijena je koncentracija aktivnosti  $^{210}\text{Pb}$  u olovnoj zaštiti:  $A_C = 25 \pm 5$  Bq/kg .

#### 1.4.2 Određivanje sadržaja Pb-210 u uzorku olova

Da bi se ispitao sadržaj Pb-210 u olovu koje bi se eventualno moglo upotrebiti za izradu štita za novi gama spektrometar, snimljen je spektar uzorka olova na niskofonskom HPGe GMX detektoru , smeštenom unutar ranije opisanog olovnog štita koji je sa unutrašnje strane dodatno obložen slojem 3.5 mm Sn i 0.5 mm Cu, radi redukcije odbroja u niskoenergetskom delu fonskog spektra, o čemu će biti detaljnijeg govora u jednom od narednih poglavlja.

Radi smanjenja efekta samoapsorpcije fotona energije 46.5 keV, uzorak je oblikovan u vidu spljoštenog diska, poluprečnika  $r = 38$  mm i debljine  $d = 1$  mm , čija je masa  $m = 51.5$  g, a smešten je neposredno uz detektor ( Sl. 7.).



Sl.7. Položaj Pb diska tokom snimanja spektra

I u ovom slučaju je primenjena koncepcija efektivnog prostornog ugla za izračunavanje koncentracije aktivnosti Pb-210 u ispitivanom uzorku. Odgovarajuće vrednosti neophodnih parametara za  $E_\gamma = 46.5$  keV su sledeće:

$$\varepsilon_{SRM} = 25(4) \times 10^{-3}$$

$$\Omega_{C,SRM} = 0.302$$

$$\Omega_{Pb\ disk} = 0.105,$$

odakle je dobijena efikasnost detekcije gama kvantata od 46.5 keV za ispitivani Pb-disk :  $\varepsilon_{Pb\ disk} = 8.7 (13) \times 10^{-3}$ .

Iz snimljenih spektara su određene brzine brojanja na datoj energiji u fonu ( vreme snimanja  $t = 1080726$  s ) i sa Pb-diskom( vreme snimanja  $t = 236\ 252$  s ) :

$$R_{fona} = 8.9(11) \times 10^{-4} \text{ c/s}, R_{Pb\ disk} = 16.7(20) \times 10^{-4} \text{ c/s}, \text{ pa je } R = R_{Pb\ disk} - R_{fona} = 7.8(22) \times 10^{-4} \text{ c/s}.$$

Konačno sledi  $A_C = 40 \pm 15$  Bq/kg, što predstavlja relativno nizak sadržaj Pb-210.

Uz produženje vremena merenja moguće je dobiti rezultat sa manjom mernom nesigurnošću. Ipak ovo merenje pokazuje da se relativno jednostavno može utvrditi kvalitet Pb u pogledu upotrebljivosti za pasivni štit .

### 1.4.3 Procena doprinosa zakočnog zračenja fonskom gama spektru usled prisustva Pb-210 u olovnom štitu

Iako  $^{210}\text{Pb}$  emituje samo niskoenergetske gama kvante od 46.54 keV slabog intenziteta ( $p_\gamma = 4.25\%$ ), njegov potomak  $^{210}\text{Bi}$  je gotovo čisti  $\beta^-$  emiter ( $E_{\beta_{max}} = 1.163$  MeV) [ 9 ]. Doprinos tako indukovanog zakočnog zračenja fonu olovom šticeinim Ge detektora bio je eksperimentalno ispitivan od strane Heusser-a [5], ali bez težnje za kvantitativnim objašnjenjem rezultata merenja. To znači da nije analizirano kako određeni sadržaj  $^{210}\text{Pb}$  u olovnom štitu daje odgovarajući mereni intenzitet zakočnog zračenja

Monte-Carlo simulacija zakočnog zračenja  $^{210}\text{Bi}$  i njegove detekcije u slučaju niskofonskih germanijumskih spektrometara okruženih olovnim štitom publikovana je od strane Vojtyla-e [10]. Naglašeno je da kompletno računanje ("puna simulacija") programskim paketom GEANT zahteva veoma dugo vreme koje odgovara mesecima na običnim računarima jer se događaji generišu po celokupnoj zapremini Pb štita. Aproksimativni račun, baziran na generatoru čestica koji produkuje fluks samo sa unutrašnje površine štita je brži oko hiljadu puta ("brza simulacija"), a odstupanje od vrednosti dobijenih punom simulacijom manje je od 2.5 %. Na osnovu podataka navedenih u [ 10 ], formirana je Tabela 9.

Tabela 9. Poređenje rezultata simulacije zakočnog zračenja GEANT-om i eksperimentalnih podataka

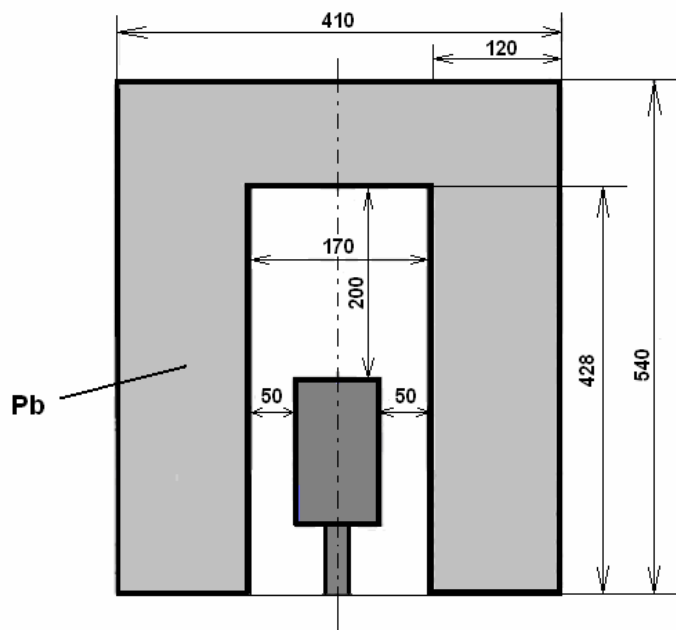
Opis	Eksperimentalana merenja	Simulacija GEANT-om ( zasnovana na površinskom fluksu čestica - brza simulacija )
Zapremina Ge detektora [ cm <sup>3</sup> ]	170	108
Brzina brojanja, [c/min]x10 <sup>-2</sup> , indukovana koncentracijom aktivnosti od 1 Bq/kg Pb-210/Bi-210	15	7.863 ± 0.008
Energetski interval [ keV ]	40-2680	0 -1161

Čak i nakon uzimanja u obzir razlika između zapremina detektora i energetskih intervala datih u Tabeli 9., neslaganje između merenih i izračunatih vrednosti još uvek je značajno.

U ovoj disertaciji je predstavljen alternativni, semiempirijski metod za procenu intenziteta zakočnog zračenja [11 ] na bazi konvencionalnih teorijskih i eksperimentalnih rezultata u nuklearnoj fizici.

Opis doprinosa zakočnog zračenja fonu Ge pektrometra može biti parametrizovan na sledeći način:

1. verovatnoća emisije elektrona
2. transport elektrona kroz materijal zaštite
3. verovatnoća emisije zakočnog zračenja
4. atenuacija zakočnog zračenja u štitu i efikasnosti detekcije



Sl. 8. Pozicija Ge detektora unutar olovnog štita

Ovaj metod je razvijen da opiše intenzitet zakočnog zračenja u fonu "ORTEC"-ovog GMX HPGe spektrometra nominalne efikasnosti 32% (  $V = 160 \text{ cm}^3$  ), indukovano prisustvom  $^{210}\text{Pb} / ^{210}\text{Bi}$ . Sadržaj  $^{210}\text{Pb}$  u olovnom štitu,  $A_C = 25 \pm 5 \text{ Bq/kg}$ , je izmeren [12] na način opisan u poglavlju 1.4.1. Štit ima cilindrični oblik sa spoljnim prečnikom  $\Phi = 410 \text{ mm}$ , zidovima debljine 120 mm, i ukupnom masom  $m = 708 \text{ kg}$  (Sl. 8.).

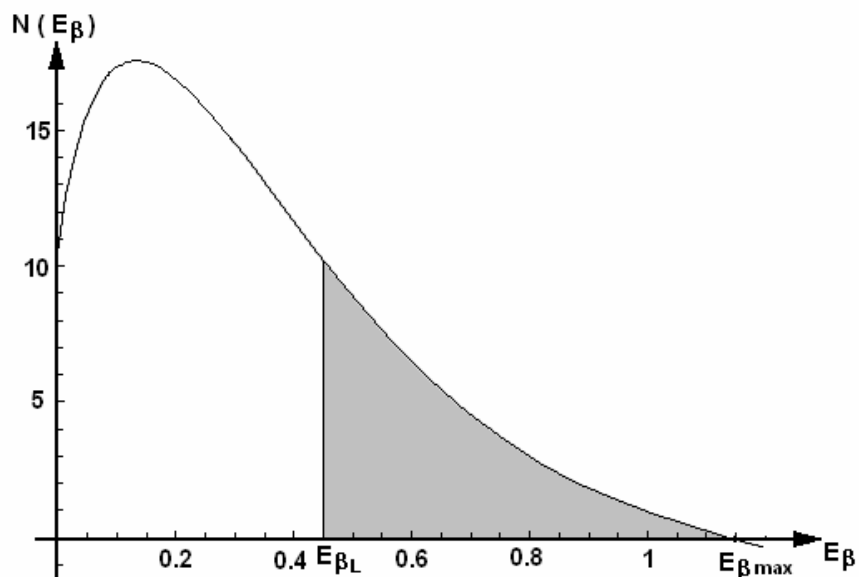
#### 1.4.3.1 Verovatnoća emisije elektrona iz $\beta$ -raspada Bi-210

Koristeći eksperimentalni beta spektar Bi-210 (RaE), koji se često navodi u literaturi u vidu grafika [13,14], nađena je analitička funkcija,  $N(E_\beta)$ , distribucije emitovanih elektrona Bi-210, odnosno verovatnoća emisije po jediničnom intervalu energije.

Kompjuterski program "TableCurve2" [15] je korišten za fitovanje, i rezultat (Sl. 9.) može biti izražen u sledećoj formi :

$$N_\beta(E_\beta) = a + b E_\beta + c E_\beta^{3/2} + d \cdot E_\beta^2 \cdot \ln E_\beta + g e^{-E_\beta}$$

gde su  $a = -1074.2113$ ,  $b = 1307.8285$ ,  $c = -631.69764$ ,  $d = 31.006627$ ,  $g = 1084.6598$ .  $E_\beta$  je kinetička energija elektrona u bezdimenzionim jedinicama relativno u odnosu na 1 MeV.



Sl. 9. Fitovana energijska distribucija elektrona iy raspada Bi-210.  $E_{\beta}$ - kinetička energija elektrona

Ako sa  $N_{\beta t}$  označimo ukupan broj emitovanih elektrona, a sa  $dN_{\beta}$  broj emitovanih elektrona koji imaju energije između  $E_{\beta}$  i  $E_{\beta}+dE_{\beta}$ , tada izraz  $\frac{dN_{\beta}}{N_{\beta t}} = N_{\beta}(E_{\beta})dE_{\beta}$  predstavlja verovatnoću emisije elektrona sa kinetičkom energijom u intervalu  $(E_{\beta}, E_{\beta}+dE_{\beta})$ . Ukupna površina ispod krive na Sl. 9. koja daje ukupnu verovatnoću emisije po radioaktivnom raspadu je normirana na 1. Na ovaj način je iz relacije  $k \int_0^{E_{\beta \max}} N(E_{\beta})dE_{\beta} = 1$  izračunat faktor normiranja  $k=0.107787$ .

Verovatnoća emisije elektrona  $w(E_{\beta L}, E_{\beta \max})$  u energijskom intervalu  $(E_{\beta L}, E_{\beta \max}=1.16)$  je izračunata iz:  $w(E_{\beta L}, E_{\beta \max}) = k \int_{E_{\beta L}}^{E_{\beta \max}} N(E_{\beta})dE_{\beta}$

i ona odgovara markiranoj oblasti ispod krive na Sl. 9.

Donja granica integracije je menjana od 0.05 do 1.10 sa korakom 0.05.

Rezultati računa dati su u Tabeli 10.

*Tabela 10. Verovatnoća emisije elektrona iz raspada Bi-210 sa energijom u određenom energijskom intervalu ( verovatnoća emisije =1 po jednom raspadu jezgra Bi-210)*

<b>Interval</b> ( $E_{\beta L}$ , $E_{\beta \max}$ )	<b>Verovatnoća emisije</b> $w(E_{\beta L}$ , $E_{\beta \max}$ )
0.05, 1.16	0.927
0.07, 1.16	0.892
0.1, 1.16	0.837
0.15, 1.16	0.743
0.2, 1.16	0.650
0.25, 1.16	0.561
0.3, 1.16	0.480
0.35, 1.16	0.405
0.40, 1.16	0.339
0.45, 1.16	0.280
0.5, 1.16	0.228
0.55, 1.16	0.184
0.60, 1.16	0.146
0.65, 1.16	0.114
0.70, 1.16	0.0872
0.75, 1.16	0.0651
0.80, 1.16	0.0471
0.85, 1.16	0.0328
0.90, 1.16	0.0215
0.95, 1.16	0.0130
1.00, 1.16	0.0068
1.05, 1.16	0.00271
1.10, 1.16	0.00051

### 1.4.3.2 Transport elektrona kroz materijal zaštite

Spekar elektrona odgovornih za generisanje zakročnog zračenja ,razlikuje se od spektra emitovanih elektrona zbog toga što elektroni gube određeni deo energije putem jonizacije. Funkciju koja uzima u obzir jonizacione gubitke u olovu označili smo sa  $c(E_{\beta L})$  .



Ona zavisi od početne energije emitovanog elektrona i predstavlja odnos radijacionih i jonizacionih gubitaka:  $c(E_{\beta L}) = \left( \frac{dE_{\beta L}}{dx} \right)_{rad} / \left( \frac{dE_{\beta L}}{dx} \right)_{coll}$ .

Ove vrednosti ( Tabela 11.) određene su na osnovu grafika prikazanog u [ 16 ].

*Tabela 11. Odnos radijacionih i jonizacionih gubitaka za različite energije elektrona u olovu*

$E_{\beta L}$ [MeV]	$k(E_{\beta L}) = \frac{\left( \frac{dE_{\beta L}}{dx} \right)_{rad}}{\left( \frac{dE_{\beta L}}{dx} \right)_{coll}}$
0.05	0.0167
0.07	0.02198
0.1	0.0300
0.15	0.0389
0.2	0.0467
0.25	0.0543
0.3	0.0641
0.35	0.0719
0.40	0.080
0.45	0.0909
0.5	0.100
0.55	0.1099
0.60	0.125
0.65	0.1299
0.70	0.1370
0.75	0.1439
0.80	0.1492
0.85	0.1538
0.90	0.1562
0.95	0.1639
1.00	0.1754
1.05	0.1818
1.10	0.1887

Aproksimativni prilaz podrazumeva da se ovaj factor odnosi na donju promenljivu granicu svakog intervala ( $E_{\beta L}$ ,  $E_{\beta max}$ ), gde su jonizacioni gubici i najdominantniji. Broj emitovanih elektrona u jedinici vremena, korigovan na jonizacione gubitke, može se izraziti kao

$$A \cdot w(E_{\beta L}, E_{\beta \max}) \cdot c(E_{\beta L}) \dots\dots\dots(1),$$

gde je A ukupna aktivnost  $^{210}\text{Pb}$  (i.e.  $^{210}\text{Bi}$ ) u materijalu zaštite.

Funkcija

$$\bar{r}_{\beta}(E_{\beta}) = \frac{1}{\rho_{Pb}} 0.412 \times E_{\beta}^{(1.265 - 0.0594 \ln E_{\beta})} \quad [cm]$$

opisuje srednji domet elektrona sa energijom  $E_{\beta}$  (u MeV-ima) [17]. Iako znamo da je stvarna dužina putanje elektrona u olovu veća od srednjeg dometa elektrona, pretpostavljeno je da domet predstavlja "efektivnu" dužinu puta na kojem foton može biti emitovan. Ovde smo imali na umu da je najveća verovatnoća za emisiju fotona neposredno nakon emisije elektrona iz raspada Bi-210 (kada je energija elektrona najveća).

Aproksimacija dužine puta sa  $\bar{r}_{\beta}(E_{\beta})$  znači da su gubici energije elektrona putem zakočnog zračenja za puteve veće od vrednosti srednjeg dometa zanemareni.

### 1.4.3.3 Verovatnoća emisije zakočnog zračenja

Verovatnoća emisije zakočnog zračenja  $d\sigma/dE_{\gamma}$  [ $\text{cm}^2/\text{MeV}$ ], zavisi od početne kinetičke energije elektrona  $E_{\beta}$ , energije emitovanog fotona  $E_{\gamma}$  i atomskog broja materijala u kome se zračenje generiše :

$$\frac{d\sigma}{dE_{\gamma}} = f(E_{\beta}, E_{\gamma}, Z)$$

Koristeći Koch-Motz formulu [18], verovatnoća emisije unutar olova ( $Z=82$ ) može biti izražena kao

$$\frac{d\sigma}{dE_{\gamma}} = \frac{1.558947 \times 10^{-23}}{E_{\gamma}} \times \left\{ (1 + \varepsilon^2) \left[ \frac{\phi_1(\xi)}{4} - 1.800665 \right] - \frac{2}{3} \varepsilon \left[ \frac{\phi_2(\xi)}{4} - 1.800665 \right] \right\}$$

sa parametrom  $\varepsilon = \frac{E_{\beta} - E_{\gamma} + 0.511}{E_{\beta} + 0.511}$  i funkcijama koje uzimaju u obzir ekraniranje jezgra od strane elektrona u atomskom omotaču :

$$\phi_1(\xi) = 20.863 - 2 \ln \left[ 1 + (0.55846 \xi)^2 \right] - 4 \left( 1 - 0.6 e^{-0.9\xi} - 0.4 e^{-1.5\xi} \right)$$

$$\phi_2(\xi) = \phi_1(\xi) - \frac{2}{3} \left( 1 + 6.5\xi + 6\xi^2 \right)^{-1}, \text{ zavisnih od parametra}$$

$$\xi = \frac{0.511E_\gamma}{(E_\beta + 0.511)(E_\beta - E_\gamma + 0.511)4.34448}$$

Doprinos emisiji fotona zakočnog zračenja na energiji  $E_\gamma$  daju samo elektroni koji imaju energiju veću od  $E_\gamma$ :  $E_\gamma \leq E_\beta \leq E_{\beta\max}$ .

Broj emitovanih fotona u olovnom štitu sa energijom  $E_\gamma$ , po jedinici energije i jedinici vremena

,  $\frac{dR(E_\gamma)}{dE_\gamma}$ , je dobijen kao proizvod brzine emisije elektrona (korigovane na jonizacione gubitke

) (1) i ukupne verovatnoće zakočnog zračenja uzrokovanog svim elektronima u posmatranom energetsom intervalu:

$$\frac{dR(E_\gamma)}{dE_\gamma} = A \cdot w(E_{\beta L}, E_{\beta\max}) \cdot d(E_{\beta L}) \times \int_{E_{\beta L}=E_\gamma}^{E_{\beta\max}} \rho_{Pb} \frac{N_A}{M_{Pb}} \bar{r}_\beta(E_\beta) \frac{d\sigma}{dE_\gamma}(E_\beta, E_\gamma) dE_\beta \left[ \frac{1}{sMeV} \right] \dots \dots (2),$$

gde je  $A = A_S \cdot m = 25 \text{Bq/kg} \cdot 708 \text{kg} = 17700 \text{Bq}$ .  $E_{\beta L}$  je najniža energija beta čestica koje doprinose verovatnoći emisije zakočnog zračenja sa energijom  $E_\gamma$  ( $E_{\beta L} = E_\gamma$ ).

Integralni član predstavlja ukupnu verovatnoću emisije zakočnog zračenja na energiji  $E_\gamma$  generisanog od strane svih elektrona sa energijom višom od  $E_\gamma$ . Prvi član pod integralom

$\rho_{Pb} \frac{N_A}{M_{Pb}}$  predstavlja broj atoma olova po jedinici zapremine ( $\rho_{Pb}$  je gustina,  $N_A$  je

Avogadrov broj,  $M_{Pb}$  je molarna masa). Proizvod  $\rho_{Pb} \frac{N_A}{M_{Pb}} \cdot \bar{r}_\beta(E_\beta)$  određuje broj

centara za interakciju po jedinici površine koji će biti viđen od strane emitovanih elektrona unutar olovne matrice.

Poslednji faktor  $\frac{d\sigma}{dE_\gamma}$  je standardna Koch-Motz-ova verovatnoća za emisiju zakočnog zračenja

[18].

Iz (2) su izračunati konačni spektralni intenziteti  $\frac{\Delta R(E_\gamma)}{\Delta E_\gamma}$  u bin-ovima od 50 keV,

variranjem  $E_{\beta L}$  i korištenjem kompjuterskog programa "MATHEMATICA" [19].

Na taj način dobijamo emisijski spektar zakočnog zračenja (Tabela 12.).

Tabela 12. Emisioni spektar zakočnog zračenja

$E_\gamma$ [ MeV]	$\frac{dR(E_\gamma)}{dE_\gamma} \left[ \frac{1}{s \cdot MeV} \right]$
0.05	274.1
0.07	245.1
0.1	214.3
0.15	157.6
0.2	118.9
0.25	91.24
0.3	73.28
0.35	56.62
0.40	43.83
0.45	34.62
0.5	26.34
0.55	19.94
0.60	15.41
0.65	10.70
0.70	7.371
0.75	4.904
0.80	3.091
0.85	1.838
0.90	0.9908
0.95	0.4920
1.00	0.2040
1.05	0.0565
1.10	0.00588

#### 1.4.3.4 Efekti samoapsorpcije i detektovani spektar zakočnog zračenja

Emisioni spektar je značajno modifikovan samoapsorpcijom u debelom zidu olovnog štita. Efekat samoapsorpcije i efikasnosti detekcije HPGe detektora izračunate su primenom kompjuterskog programa "ANGLE" [ 6 ], [ 7 ], [ 8 ]. Imajući u vidu cilindričan oblik štita, petpostavljeno je da štit predstavlja fotonski izvor sa Marinelli geometrijom i Pb matricom. Koristeći jednačinu

$$\varepsilon_{Pb} = \frac{\Omega_{Pb}}{\Omega_{ref}} \varepsilon_{ref} ,$$

nađene su efikasnosti vrhova totalne apsorpcije za fotone iz olovnog štita u energetsom opsegu 50 keV - 1.10 MeV ( Tabela 13.) .  $\varepsilon_{SRM}$  je eksperimentalno određena efikasnost na određenoj energiji za standardni referentni materijal , a  $\Omega_{SRM}$  izračunati efektivni

prostorni ugao za sloj Pb u obliku Marineli geometrije čiji unutrašnji prečnik odgovara unutrašnjem prečniku Pb štita, a sloj ima debljinu kojoj odgovara slabljenje fotona date energije  $10^5$  puta. Doprinos fotona nastalih unutar Pb štita na pozicijama van ovog sloja, tj. dublje unutar štita je zanemariv jer fotoni bivaju apsorbovani u olovu, ne uspevajući da napuste zapreminu štita. Naravno za različite energije fotona, debljina sloja Pb ( $D_{Pb}$ ) iz kojeg se posmatra «bežanje» fotona je različita, tako da je za fotone energije  $E_\gamma \geq 800$  keV obuhvaćena celokupna debljina Pb štita (Tabela 13.).

Efikasnosti vrhova totalne apsorpcije  $\epsilon_{Pb}$  korigovane su za doprinose Komptonskih događaja spektru detektora, njihovim množenjem odnosom  $\frac{\sigma_{Ph} + \sigma_C}{\sigma_{Ph}}$  (Tabela 13 -kolona 4.) koji zavisi

od energije fotona, gde je  $\sigma_{Ph}$  presek za fotoefekat a  $\sigma_C$  presek za Komptonско rasejanje u Ge (materijal aktivne detektorske zapremine) [20].

*Tabela 13. Efikasnosti vrhova totalne apsorpcije GMX detektora za fotone različitih energija koji su emitovani iz zapremine Pb štita*

$E_\gamma$ [ MeV ]	$\epsilon_{Pb}$	$D_{Pb}$ [ mm ]	$\frac{\sigma_{Ph} + \sigma_C}{\sigma_{Ph}}$
0.05	0.001009	1.11	1.098
0.07	0.001163	3.38	1.111
0.1	0.001212	1.90	1.316
0.15	0.001092	5.31	1.993
0.2	$8.635 \times 10^{-4}$	10.84	3.205
0.25	$6.546 \times 10^{-4}$	18.28	5.034
0.3	$5.263 \times 10^{-4}$	27.2	7.457
0.35	$4.164 \times 10^{-4}$	37.02	10.446
0.40	$3.479 \times 10^{-4}$	47.18	13.97
0.45	$2.879 \times 10^{-4}$	57.63	17.94
0.5	$2.471 \times 10^{-4}$	67.62	22.53
0.55	$2.124 \times 10^{-4}$	77.43	27.37
0.60	$1.862 \times 10^{-4}$	86.7	32.56
0.65	$1.641 \times 10^{-4}$	95.7	38.06
0.70	$1.458 \times 10^{-4}$	104.6	43.82
0.75	$1.322 \times 10^{-4}$	112.7 ( 112 )*	49.56
0.80	$1.223 \times 10^{-4}$	121 ( 112 )	55.29
0.85	$1.231 \times 10^{-4}$	121 ( 112 )	60.74
0.90	$1.237 \times 10^{-4}$	121 ( 112 )	66.7
0.95	$1.242 \times 10^{-4}$	121 ( 112 )	72.72
1.00	$1.247 \times 10^{-4}$	121 ( 112 )	79.51
1.05	$1.253 \times 10^{-4}$	121 ( 112 )	86.85
1.10	$1.241 \times 10^{-4}$	121 ( 112 )	93.4

\* prvi broj predstavlja debljinu Pb sloja bočno, a broj u zagradi debljinu sa gornje strane Ge detektora

"Detektovani" intenziteti zakočnog zračenja su dobijeni iz sledeće jednačine :

$$\frac{\Delta R(E_\gamma)_{DET}}{\Delta E_\gamma} = \frac{\Delta R(E_\gamma)}{\Delta E_\gamma} \cdot \varepsilon_{Pb} \cdot \frac{\sigma_{Ph} + \sigma_C}{\sigma_{ph}}$$

Rezultati su prikazani u Tabeli 14. Statističke nesigurnosti rezultata, uzrokovane nesigurnošću koncentracije aktivnosti Pb-210, nesigurnostima merenih efikasnosti i izračunatih efektivnih uglova dodate u kvadraturi dostižu do 30%.

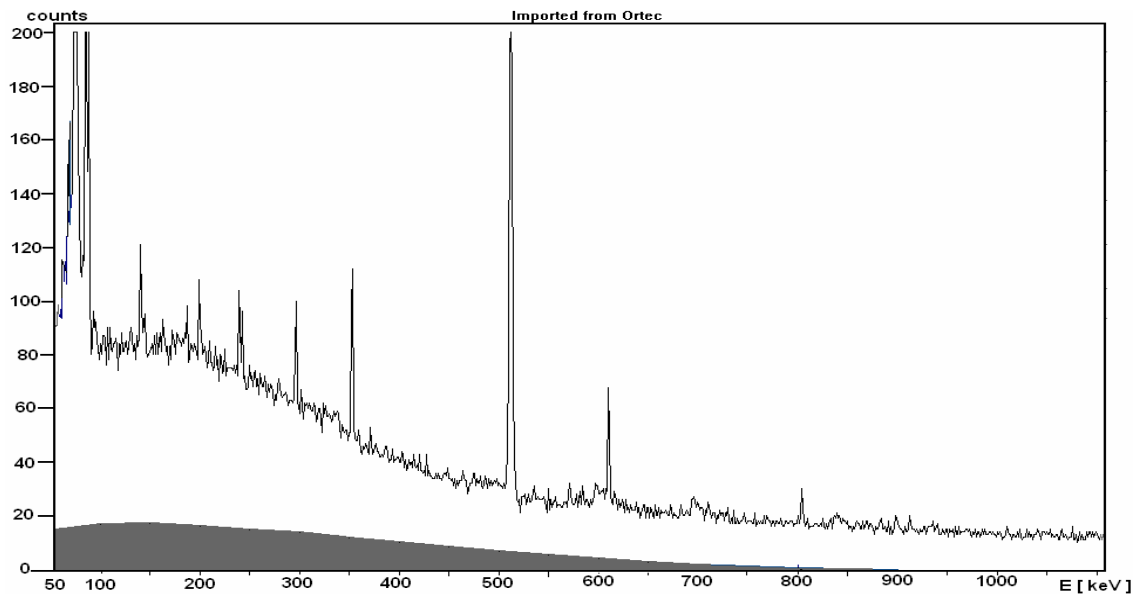
Obzirom na našu nameru da uporedimo izračunati spektar zakočnog zračenja sa snimljenim fonskim spektrom, izrazili smo dobijene intenzitete u jedinicama  $\left[ \frac{1}{s \cdot chn} \right]$ , umesto u jedinicama

$\left[ \frac{1}{s \cdot MeV} \right]$ , gde je 1 chn = 0.507 keV (2077 keV = 4093 chn).

*Tabela 14. Očekivani intenziteti zakočnog zračenja u spektru HPGe detektora ("detektovani" intenziteti)*

$E_\gamma$ [MeV]	$\frac{\Delta R(E_\gamma)_{DET}}{\Delta E_\gamma} \left[ \frac{1}{s \cdot chn} \right]$
0.05	$(1.54 \pm 0.46) \times 10^{-4}$
0.1	$(1.74 \pm 0.44) \times 10^{-4}$
0.15	$(1.74 \pm 0.44) \times 10^{-4}$
0.2	$(1.67 \pm 0.41) \times 10^{-4}$
0.25	$(1.52 \pm 0.37) \times 10^{-4}$
0.3	$(1.46 \pm 0.36) \times 10^{-4}$
0.35	$(1.25 \pm 0.30) \times 10^{-4}$
0.40	$(1.08 \pm 0.26) \times 10^{-4}$
0.45	$(9.0 \pm 2.2) \times 10^{-5}$
0.5	$(7.4 \pm 1.8) \times 10^{-5}$
0.55	$(5.9 \pm 1.4) \times 10^{-5}$
0.60	$(4.7 \pm 1.2) \times 10^{-5}$
0.65	$(3.40 \pm 0.84) \times 10^{-5}$
0.70	$(2.4 \pm 0.6) \times 10^{-5}$
0.75	$(1.62 \pm 0.40) \times 10^{-5}$
0.80	$(1.06 \pm 0.26) \times 10^{-5}$
0.85	$(7.0 \pm 0.17) \times 10^{-6}$
0.90	$(4.14 \pm 1.0) \times 10^{-6}$
0.95	$(2.25 \pm 0.55) \times 10^{-6}$
1.00	$(1.02 \pm 0.25) \times 10^{-6}$
1.05	$(3.11 \pm 0.76) \times 10^{-7}$
1.10	$(3.45 \pm 0.84) \times 10^{-8}$

Usporedba snimljenog fona HPGe detektora i "detektovanog" spektra zakočnog zračenja izračunatog za 22 tačke (Tabela 14.) predstavljena je na Sl. 10.

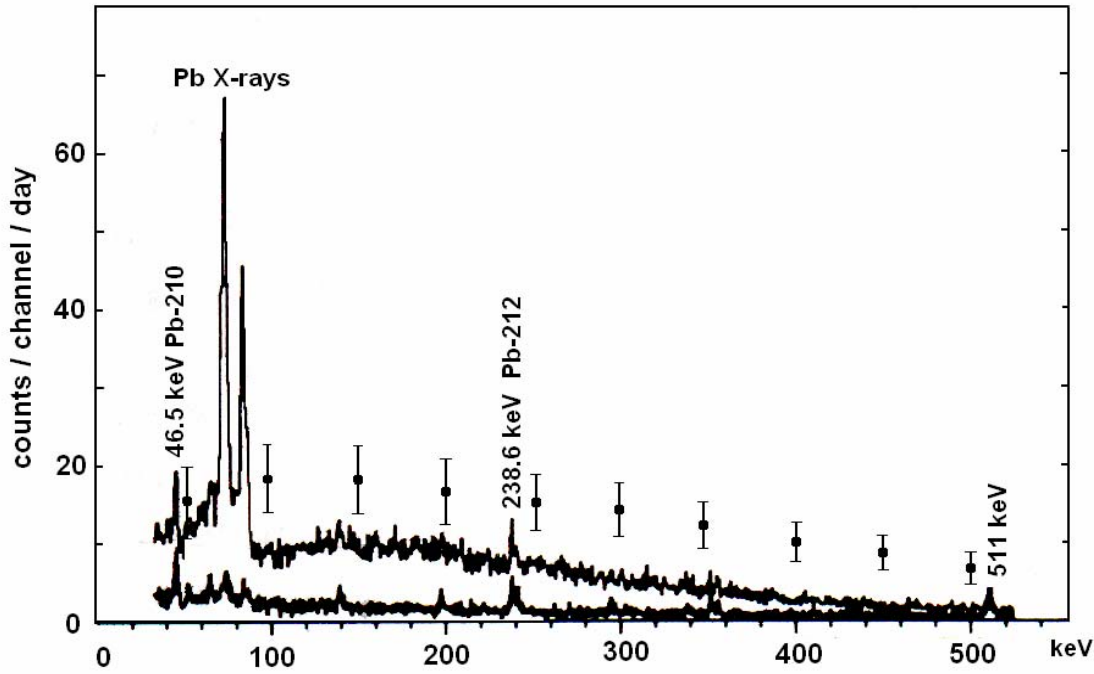


*Sl.10. Očekivani spektar zakočnog zračenja ( osenčena površina ) u poređenju sa snimljenim fonskim spektrom*

Doprinos zakočnog zračenja Pb-210/Bi-210 fonskom spektru do 500 keV je oko 20% za naš detektor koji je lociran u površinskoj laboratoriji, ali je značajno primetiti da njegov relativni doprinos fonskom spektru postaje znatno veći za detektore smeštene u podzemnim laboratorijama, gde je uticaj mionske komponente značajno redukovan.

Efekat Pb-210 u olovnom štitu na dubini od 15 m vodenog ekvivalenta jasno je prikazan na slici 11 . Najniži spektar je snimljen [ 5 ] sa starim olovnom štitom ( $< 2$  Bq/kg Pb-210 ), a gornji spektar sa olovom koje sadrži oko 25 Bq/kg Pb-210. U drugom slučaju spektralni intenzitet porastao je 5 puta na energiji od 150 keV, dok je doprinos zakočnog zračenja fonskom spektru do 500 keV, sa 25 Bq/kg Pb-210 u olovnom štitu na dubini od 15 m v.e., bio oko 80 %.

Na slici 11. , izračunati spektar zakočnog zračenja za naš detektor ( tačke ) je upoređen sa jednim od snimljenih spektara od strane Heusser-a [ 5 ] ( gornji spektar ) koji je dobijen u plitkoj podzemnoj laboratoriji. Isti sadržaj Pb-210 u oba štita (25 Bq/kg Pb-210 ), slična aktivna zapremina ( $\sim 170$  cm<sup>3</sup>) oba detektora i slična ( $\approx 4\pi$ ) geometrija štitova, čini ovo poređenje razumnim. Slaganje izračunatih i merenih podataka na slici 11. je prihvatljivo. To potvrđuje opravdanost ranije načinjenih aproksimacija u opisu transporta emitovanih elektrona i emisije zakočnog zračenja.



Sl.11. Efekti različitog sadržaja Pb-210 u olovnim štitovima( donji spektar :  $< 2 \text{ Bq/kg}$ , gornji spektar:  $25 \text{ Bq/kg}$  ) Poređenje izračunatog ( tačke ) i merenog intenziteta zakočnog zračenja.

Razlike između izračunatih intenziteta zakočnog zračenja za naš detektor i snimljenog spektra od strane Heusser-a mogu biti uzrokovane:

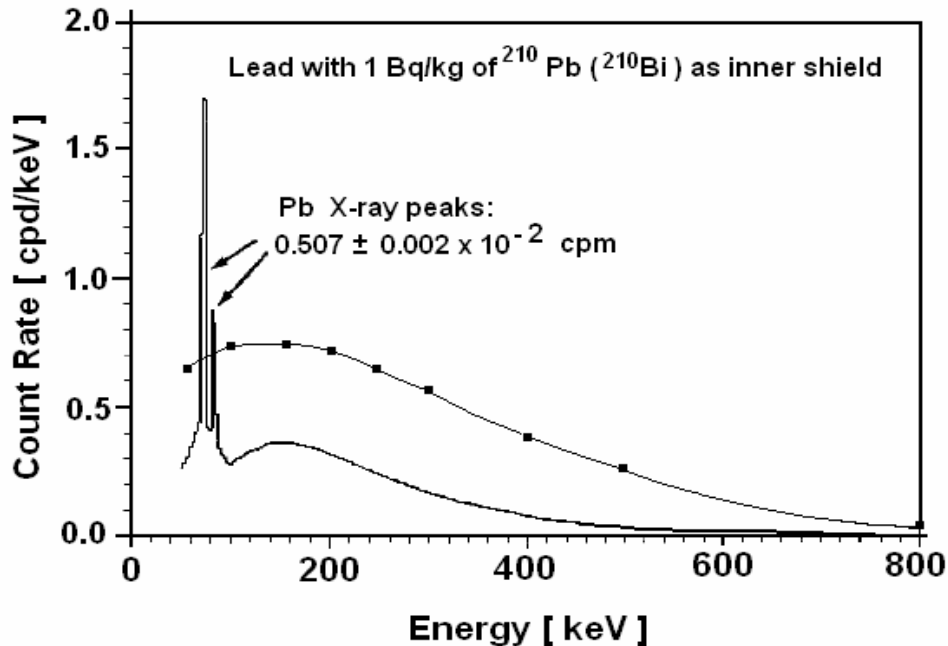
1. Razlikom u masama olova oko detektora ( naš štit:  $\sim 700 \text{ kg}$  , eksperimentalna postavka Heusser-a:  $\sim 100 \text{ kg}$  ) . Neslaganje usled razlike u masama potvrđeno je porastom međusobnog odstupanja za rastuću energiju fotona (Sl. 11.). Na višim energijama fotona transparentnost olova je viša, a time uticaj mase jači.
2. Razlikom raspodele olova oko detektora ( u Heusser-ovom eksperimentu olovo je bilo u kontaktnoj geometriji sa detektorom ). Fon indukovao Pb-210 / Bi-210 zavisi od unutrašnjih dimenzija štita [ 10 ].
3. Razlikom u konstrukciji između dva detektora

Zbog kombinovanog uticaja ova tri efekta poređenjem sa eksperimentalnim podacima nije egzaktno. Ovakva vrsta problema već je istaknuta u Ref. [ 10 ].

Indirektno poređenje naših izračunavanja ( gornja kriva ) sa Monte Carlo simulacijom [ 10 ] doprinosi zakočnog zračenja fonskom spektru detektora koje je uzrokovano



sadržajem od 1 Bq/kg Bi-210 u olovnom štitu je prikazano na slici 12. Obe krive odgovaraju detektorskoj zapremini od 108 cm<sup>3</sup>.



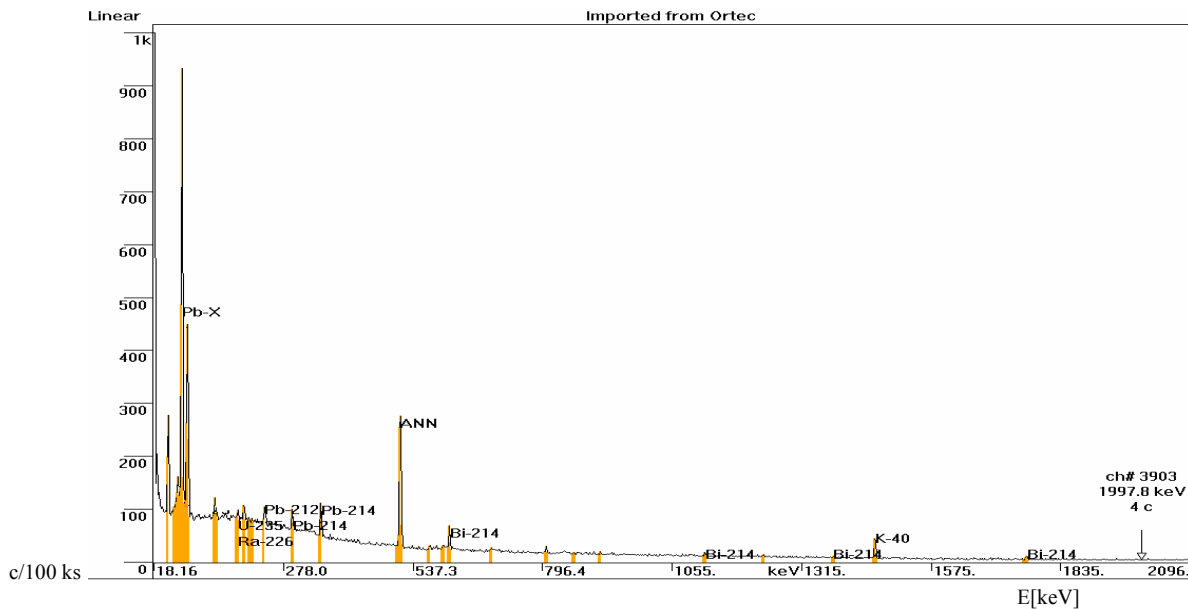
Sl. 12. Poređenje rezultata opisanog analitičkog metoda ( gornja kriva ) i Monte-Karlo simulacije[10] spektra zakočnog zračenja registrovanog od strane Ge detektora, ako je sadžaj Pb-210 u olovnom štitu 1 Bq/kg

Na osnovu Sl.12. može biti izveden zaključak da je naša izračunata brzina brojanja oko 2 puta viša od vrednosti dobijene Monte Carlo ( Tabela 9. ) simulacijom:  $R \approx 2 \times 0.0786$  cpm = 0.16 cpm i u dobrom je slaganju sa eksperimentalnim rezultatom datim u Tabeli 9 . Ipak naša vrednost bi premašila eksperimentalne podatke za oko 50 % ako bismo uzeli u obzir veću detektorsku zapreminu korištenu u Heusser-ovom eksperimentu: 170 cm<sup>3</sup> ( umesto 108 cm<sup>3</sup> ). Preciznost Monte Carlo simulacije nije viša od preciznosti našeg mnogo jednostavnijeg analitičkog metoda. Buduća eksperimentalna merenja i izračunavanja ( simulacije ) za identičnu postavku detektorskog sistema korišćenu u eksperimentu i izračunavanjima će omogućiti egzaktna poređenja, pokazujući realne uzroke neslaganja.

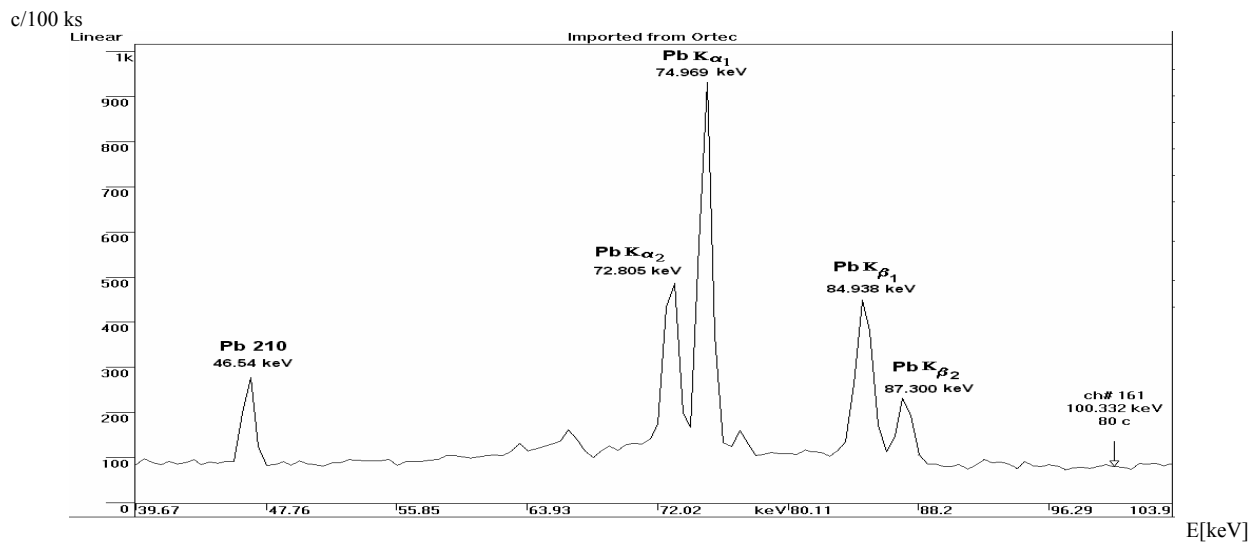
Opisani metod predviđa detektovani spektar zakočnog zračenja na osnovu sadržaja Pb-210 u olovnom štitu, karakteristika detektora i geometrije štita. Tako ovi događaji nedirnute tehnikama aktivne zaštite mogu biti procenjeni što vodi usavršavanju tumačenja i analize mernih podataka.

## 1.5 Karakteristike fonskih spektara konstruisane Pb zaštite na Departmanu za fiziku u Novom Sadu ( DFNS )

Provera kvaliteta izrađene cilindrične Pb zaštite sa zidom debljine 12 cm, započeta je snimanjem fonskog spektra pomoću HPGe detektora rel. efikasnosti 32.4 % (model LLB-GMX-HJ). Spektar je snimljen tokom vremena  $t_{liv} = 568\,272$  s, a predstavljen je na Sl. 13., dok je niskoenergetski deo spektra vidljiv na Sl. 14. i njime dominiraju X fluorescentne linije Pb, koje su ujedno i najintenzivnije linije u celokupnom spektru.



Sl.13. Fonski spektar snimljen HPGe detektorom unutar Pb zaštite



Sl.14. Niskoenergetski deo spektra ( 40 keV-100 keV )

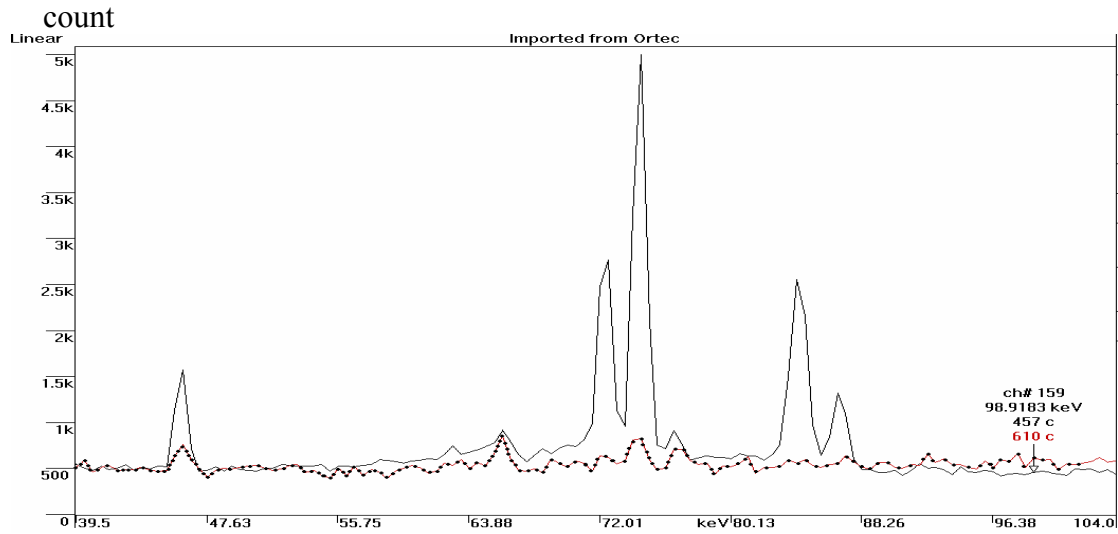
Odbroji po jedinici vremena za pojedine energijske intervale , kao i za fonske gama linije, dati su u Tabeli 15.

*Tabela 15. Odbroji u spektru fona. Zaštita detektora: 12 cm Pb.  
(  $t_{liv} = 568\ 272\ s$  )*

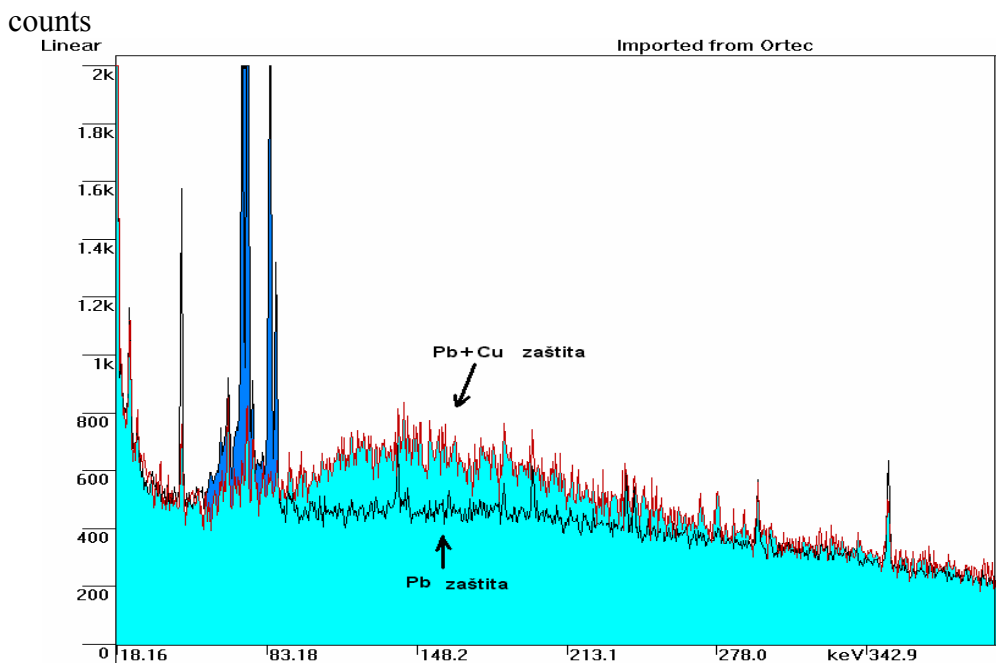
<b>E [ keV ]</b>	<b>R<sub>Pb</sub> [ c/ ks ]</b>
25-1800	977
50-1800	930
100-120	33.1
200-220	31.3
360-380	17.9
540-560	9.66
730-750	6.88
880-900	6.11
1160-1180	3.95
1350-1370	3.08
1700-1720	2.07
46.5 Pb-210	3.42±0.27
72.8 Pb-K $\alpha_2$	10.00±0.34
74.97 Pb-K $\alpha_1$	16.60±0.37
84.9 Pb-K $\beta_1$	9.54±0.34
87.3 Pb- K $\beta_2$	3.41±0.27
129.1 <sup>228</sup> Ac	< 0.66
186.1 <sup>226</sup> Ra, 185.7 <sup>235</sup> U	< 0.59
209.3 <sup>228</sup> Ac	< 0.48
238.6 <sup>212</sup> Pb	0.54±0.22
295.2 <sup>214</sup> Pb	0.82±0.26
351.9 <sup>214</sup> Pb	1.69±0.23
511 ANN	13.95±0.36
583.2 <sup>208</sup> Tl	< 0.34
609.3 <sup>214</sup> Bi	1.02±0.19
661.6 <sup>137</sup> Cs	< 0.35
768.4 <sup>214</sup> Bi	< 0.30
911.2 <sup>228</sup> Ac	0.19±0.13
969.0 <sup>228</sup> Ac	< 0.27
1120.4 <sup>214</sup> Bi	0.24±0.12
1460.8 <sup>40</sup> K	1.57±0.14
1764.6 <sup>214</sup> Bi	0.3±0.1

Integralna brzina brojanja detektora koja iznosi 0.93 c/s na intervalu 50-1800 keV , ali i ostali podaci iz Tabele 15. ukazuju na činjenicu da Pb koje je upotrebjeno za izradu zaštite ima nizak sadržaj radionuklida. To je bio temeljni preduslov za preduzimanje sledećih koraka u cilju poboljšanja kvaliteta zaštite.

Da bi se eliminisale Pb-X linije, izrađen je Cu cilindar ( $D_{out}=170$  mm,  $H=280$  mm) sa zidom debljine 1 cm, i postavljen kao unutrašnji sloj Pb zaštite. Šuplji Cu disk debljine 1 cm prethodno je postavljen na dno efektivne zapremine Pb štita. Takav disk postavljen je i sa gornje strane cilindra. Ovo je za posledicu imalo evidentne promene na spektru (Sl.15. i Sl.16.).

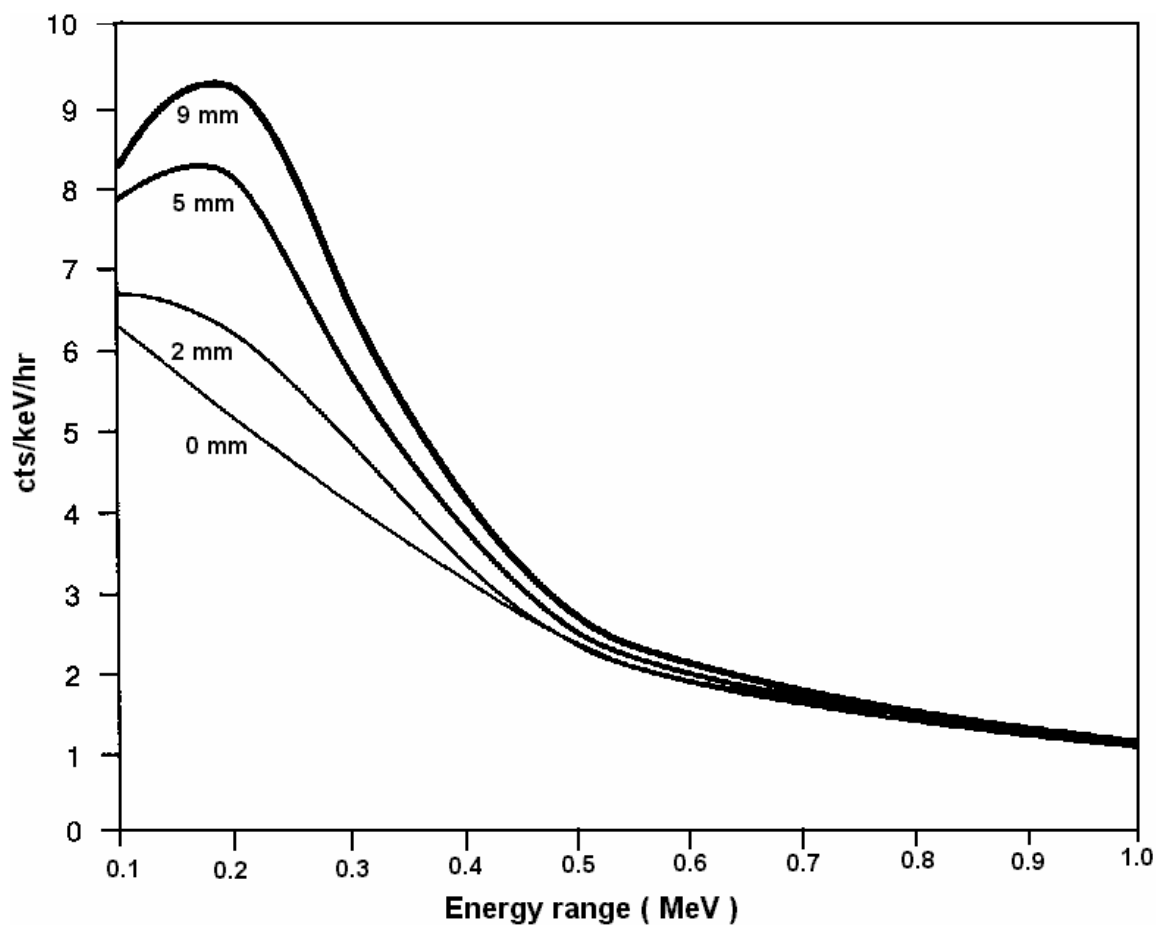


Sl.15. Redukcija Pb-X linija primenom sloja Cu debljine 1 cm unutar Pb štita



Sl.16. Izzrazito povećanje intenziteta kontinuuma zbog postavljanja unutrašnjeg zaštitnog sloja Cu

Očigledno je da su Pb-X linije redukovane, zahvaljujući prisustvu Cu kao unutrašnjeg zaštitnog sloja, međutim, intenzitet kontinuuma spektra ispod 511 keV ( 50-500 keV ) je porastao sa 602 c/ks ,na 659 c/ks što je posebno izraženo na intervalu 90-290 keV ( 303 c/ks → 396 c/ks ), Sl.16. Ovo je u skladu sa činjenicama[21] prikazanim na Sl. 17.



Sl.17. Kontinuum fona kao funkcija debljine unutrašnjeg sloja Cu

Odbroji po jedinici vremena za pojedine energijske intervale , kao i za fonske gama linije u slučaju Pb+Cu zaštite dati su u Tabeli 16.

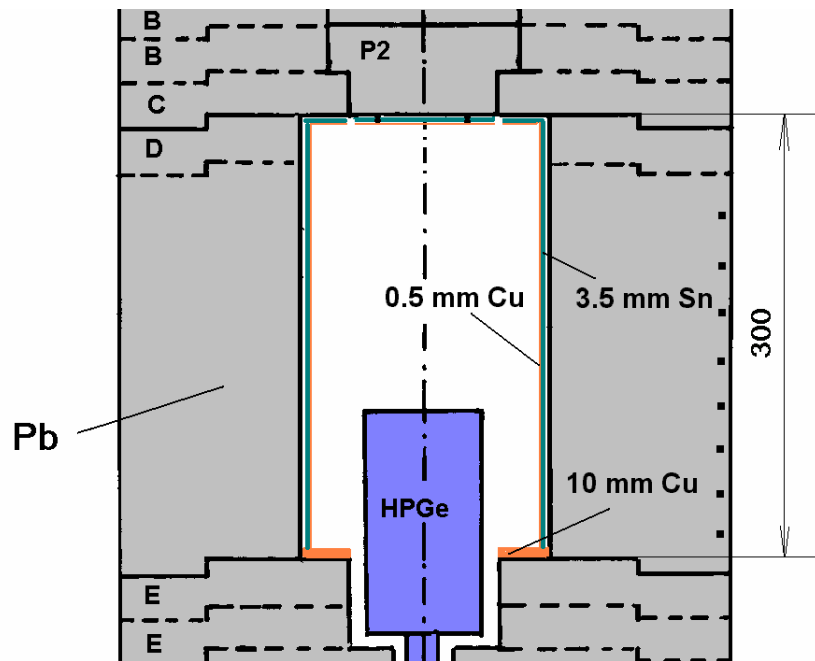
Tabela 16. Odbroji u spektru fona. Zaštita detektora: 12 cm Pb + 1 cm Cu.  
(  $t_{liv} = 159\ 173\ s$  )

E [ keV ]	R <sub>Pb+Cu</sub> [ c/ ks ]
25-1800	1012
50-1800	963
100-120	43.3
200-220	40.4
360-380	19.4
540-560	9.33
730-750	6.82
880-900	5.52
1160-1180	3.79
1350-1370	2.88
1700-1720	1.77
46.5 Pb-210	0.68±0.47
72.8 Pb-K $\alpha_2$	< 0.83
74.97 Pb-K $\alpha_1$	1.43±0.46
84.9 Pb-K $\beta_1$	< 0.89
87.3 Pb- K $\beta_2$	< 1.17
129.1 <sup>228</sup> Ac	< 1.58
186.1 <sup>226</sup> Ra, 185.7 <sup>235</sup> U	< 1.39
209.3 <sup>228</sup> Ac	< 1.40
238.6 <sup>212</sup> Pb	0.95±0.54
295.2 <sup>214</sup> Pb	0.59±0.46
351.9 <sup>214</sup> Pb	1.10±0.46
511 ANN	12.3±0.64
583.2 <sup>208</sup> Tl	< 0.66
609.3 <sup>214</sup> Bi	1.26±0.35
661.6 <sup>137</sup> Cs	< 0.55
768.4 <sup>214</sup> Bi	< 0.48
911.2 <sup>228</sup> Ac	< 0.41
969.0 <sup>228</sup> Ac	< 0.44
1120.4 <sup>214</sup> Bi	< 0.35
1460.8 <sup>40</sup> K	1.11±0.22
1764.6 <sup>214</sup> Bi	0.17±0.11

U spektru su registrovane linije od 669.6 keV ( 0.25±0.20 c/ks) i 962.1 keV ( 0.41±0.25 c/ks) uzrokovane neutronima u reakciji <sup>63</sup>Cu(n,n')<sup>63</sup>Cu.

U cilju rešavanja problema visokog spektralnog kontinuuma uzrokovanog upotrebom relativno debelog ( 1 cm ) unutrašnjeg sloja Cu , primenjena je Monte Karlo simulacija [ 22 ] . Iz rezultata proračuna, tj. analiza različitih materijala, dobijeno je optimalno rešenje : upotreba Sn debljine 3.5 mm dovodi do redukcije Pb-X linija ( > 99.5 % ), a da pri tome kontinuum niskoenergetskog dela spektra ne raste [ 23 ]. Budući da Sn ima X fluorescentno zračenje sa energijama ispod 30 keV ( K $\alpha_1$ =25.27 keV, K $\beta_1$ = 28.49 keV ), ono se efikasno otklanja tankim slojem Cu debljine 0.5 mm.

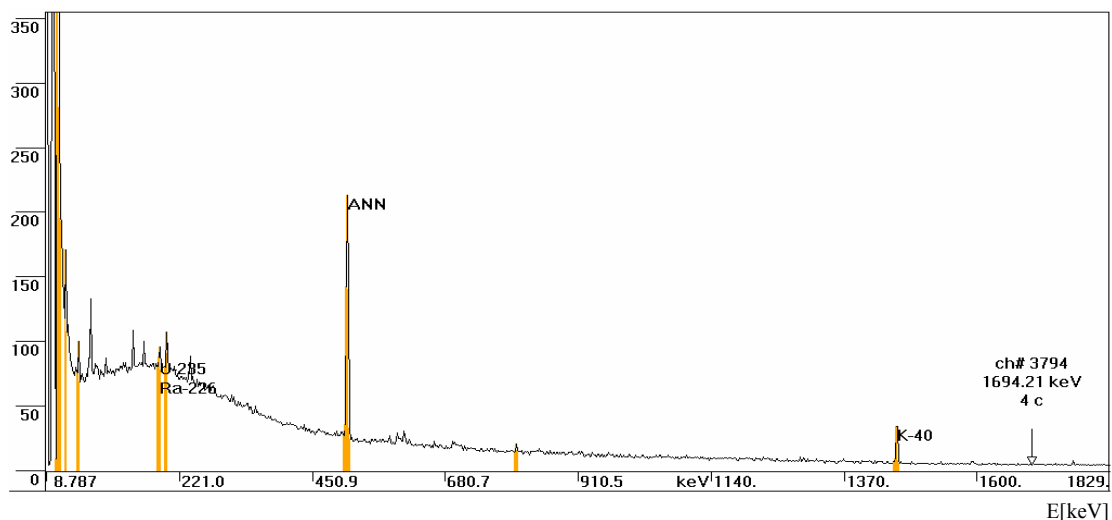
Upravo ovakav ( Sn+Cu) unutrašnji sloj Pb zaštite je realizovan- načinjen je cilindar spoljnog prečnika 165 mm i visine 285 mm . Za njegovu izradu iskorišten je Sn čistoće 99.99 %. Umesto ranijeg Cu cilindra , unutar Pb zaštite je postavljen Sn+Cu cilindar ( zid: 3.5 mm Sn+0.5 mm Cu ) sa šupljim diskom Sn+Cu sa gornje strane. Takođe, na čep Pb zaštite postavljen je Sn+Cu disk ( Sl.18.). Na ovaj način je kompletirana izrada unutrašnjeg zaštitnog sloja Pb zaštite.



Sl. 18. Unutrašnjost Pb zaštite, obložena Sn+Cu slojem

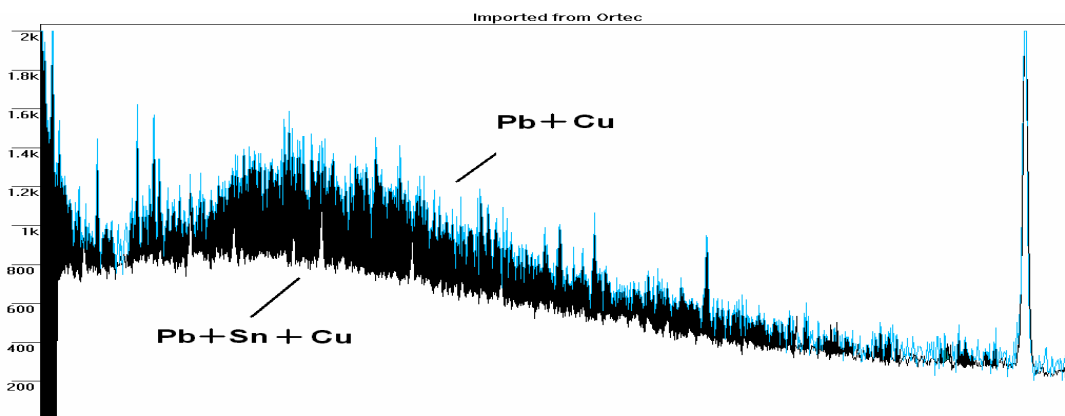
Iako je zapremina Pb zaštite mala, iz Tabele 15. i 16. je vidljivo prisustvo postradonskih linija. Da bi se one redukovale, nakon primene novog zaštitnog sloja ( Sn+Cu ), gasoviti  $N_2$  iz DEWAR-ovog suda, kontinuirano se ubacuje putem cevi u unutrašnjost zaštite , čime se postiže "istiskivanje" Rn.

Spektar koji je dobijen kao rezultat ovih operacija na doradi zaštite ( novi unutrašnji zašt. sloj + potiskivanje postrad. linija pomoću  $N_2$  ) za HPGe GMX detektor, prikazan je na Sl. 19.



Sl.19. Spektar fona GMX HPGe detektora unutar Pb ( 12 cm)+Sn(3.5 mm)+Cu(0.5 mm) zaštite, čija se unutrašnjost "ispira" gasovitim N<sub>2</sub>

Spektar je snimljen tokom vremenskog intervala  $t_{real}= 1080842$  s ( $t_{live}=1080726$  s). Integralni odbroj na intervalu 50 keV-1800 keV iznosi 0.88 c/s. Kontinuum fonskog spektra na intervalu 50-500 keV je redukovan i umesto ranijih 659 c/ks ( 1 cm Cu unutrašnji sloj ), iznosi 568 c/ks. Ovo je jasno vidljivo na Sl.20. Na intervalu 90-290 keV integralni odbroj ima vrednost 324 c/ks, što je blago povećanje u odnosu na Pb zaštitu bez ikakvog unutrašnjeg sloja.



Sl.20. Razlika u intenzitetima spektralnog kontinuuma ispod 511 keV. Gornji spektar: 12 cm Pb+ 1cm Cu zaštita. Donji spektar : 12 cm Pb+ 3.5 mm Sn+0.5 mm Cu zaštita(+ osvežavanje sa N<sub>2</sub>)

Intenziteti fonskih linija i delova kontinuuma u slučaju Pb+Sn+Cu(+N<sub>2</sub>) zaštite navedeni su u drugoj koloni Tabele 17. Treća kolona odnosi se na fon detektora bez zaštite u Laboratoriji DFNS, dok su u četvrtoj koloni predstavljeni relativni preostali intenziteti gama linija i delova kontinuuma.



Tabela 17. Odbroji u spektru fona. Zaštita detektora:  
12 cm Pb + 3.5 mm Sn+0.5 mm Cu+ ubacuje se N<sub>2</sub>( t<sub>liv</sub>= 1080726 s )

E [ keV ]	R <sub>ε Pb+Sn+Cu+N</sub> [ c/ ks ]	R <sub>0</sub> [ c/ ks ]	R <sub>ε Pb+Sn+Cu+N</sub> / R <sub>0</sub> [ % ]
25-1800	921	177279	0.52
50-1800	877	164999	0.53
100-120	33.7	14799	0.23
200-220	33.9	7182	0.47
360-380	17.9	2176	0.82
540-560	9.7	1076	0.90
730-750	6.9	648	1.06
880-900	5.67	503	1.13
1160-1180	3.95	401	0.98
1350-1370	2.95	187	1.58
1700-1720	1.88	61	3.08
46.5 Pb-210	0.89±0.20	< 22.2	> 3.4
72.8 Pb-K <sub>α2</sub>	< 0.37	25.7±15	< 1.4
74.97 Pb-K <sub>α1</sub> +Bi K <sub>α2</sub>	< 0.30	114.8±15.9	< 0.26
84.9 Pb-K <sub>β1</sub>	< 0.34	36±14	< 0.94
87.3 Pb- K <sub>β2</sub> +Bi K <sub>β1</sub>	< 0.32	60±17	< 0.53
129.1 <sup>228</sup> Ac	< 0.35	62.3±20.6	< 0.56
186.1 <sup>226</sup> Ra, 185.7 <sup>235</sup> U	0.39±0.21	85.8±15.4	0.45±0.26
209.3 <sup>228</sup> Ac	< 0.33	66.7±10.9	< 0.49
238.6 <sup>212</sup> Pb	0.4±0.16	671.1±10.4	0.06±0.02
295.2 <sup>214</sup> Pb	< 0.30	264.8±8.7	< 0.11
351.9 <sup>214</sup> Pb	< 0.36	512.0±8.9	< 0.07
511 ANN(+ <sup>208</sup> Tl)	12.4±0.26	225.3±7.5	5.5±0.2
511 ANN	~ 12	~ 125	~ 10
583.2 <sup>208</sup> Tl	< 0.28	373.5±7.5	< 0.07
609.3 <sup>214</sup> Bi	0.69±0.15	551.1±6.4	0.12±0.03
661.6 <sup>137</sup> Cs	< 0.22	18.2±3.9	< 1.2
768.4 <sup>214</sup> Bi	< 0.21	62.8±4.2	< 0.33
911.2 <sup>228</sup> Ac	< 0.18	297.7±5.2	< 0.06
969.0 <sup>228</sup> Ac	< 0.13	179.7±4.7	< 0.07
1120.4 <sup>214</sup> Bi	< 0.15	161.2±4.3	< 0.09
1460.8 <sup>40</sup> K	1.36±0.10	1480.9±8.1	0.092±0.007
1764.6 <sup>214</sup> Bi	0.15±0.06	153.6±2.9	0.09±0.04

Kao što se može primetiti, potiskivanje Rn iz unutrašnjosti zaštite primenom N<sub>2</sub>, dovelo je do gotovo potpunog otklanjanja postradonskih linija. Ukupan fonski odbroj detektora na intervalu 25-1800 keV redukovan je oko 190 puta ( 1/0.0052 ).

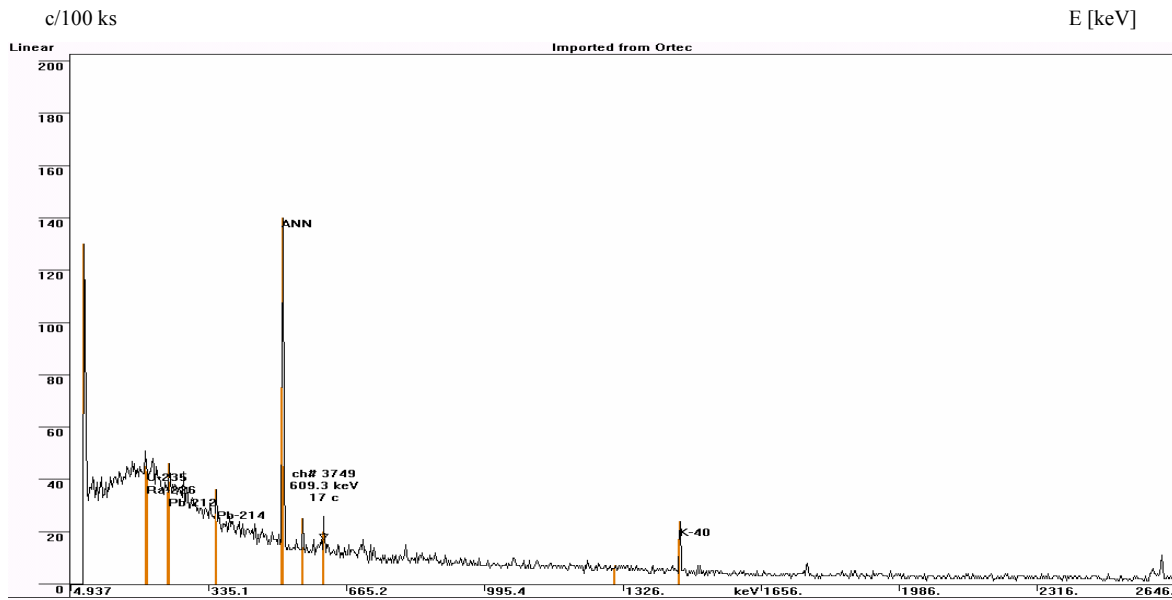
Da bi se postignuti rezultat u redukciji fona primenom pasivnog štićenja uporedio sa savremenom komercijalnom zaštitom poznatog svetskog proizvođača, razmatramo primer detektorske zaštite niskofonskog sistema u Podgorici.

## 1.6 Zaštita gama spektrometarskog sistema niskofonske laboratorije u Podgorici

Snimanje fonskog spektra izvršeno je HPGe koaksijalnim detektorom relativne efikasnosti 40 %, model XLB-GEM-SV ( "ORTEC" , SAD ).

Zaštita detektora ( "Von Gahlen", Holandija, model VG-BB-98/19A-2) se sastoji od 100 mm Pb i unutrašnjim slojevima Cu :2 mm, Cd : 1 mm, perspeks : 4 mm.

Vreme snimanja spektra iznosi  $t = 213580.6$  s, a ukupan broj kanala u spektru 16384. Spektar je prikazan na slici 21.



*Sl.21. Spektar fona HPGe detektora unutar Pb + ( Cu+Cd+perspeks ) zaštite*

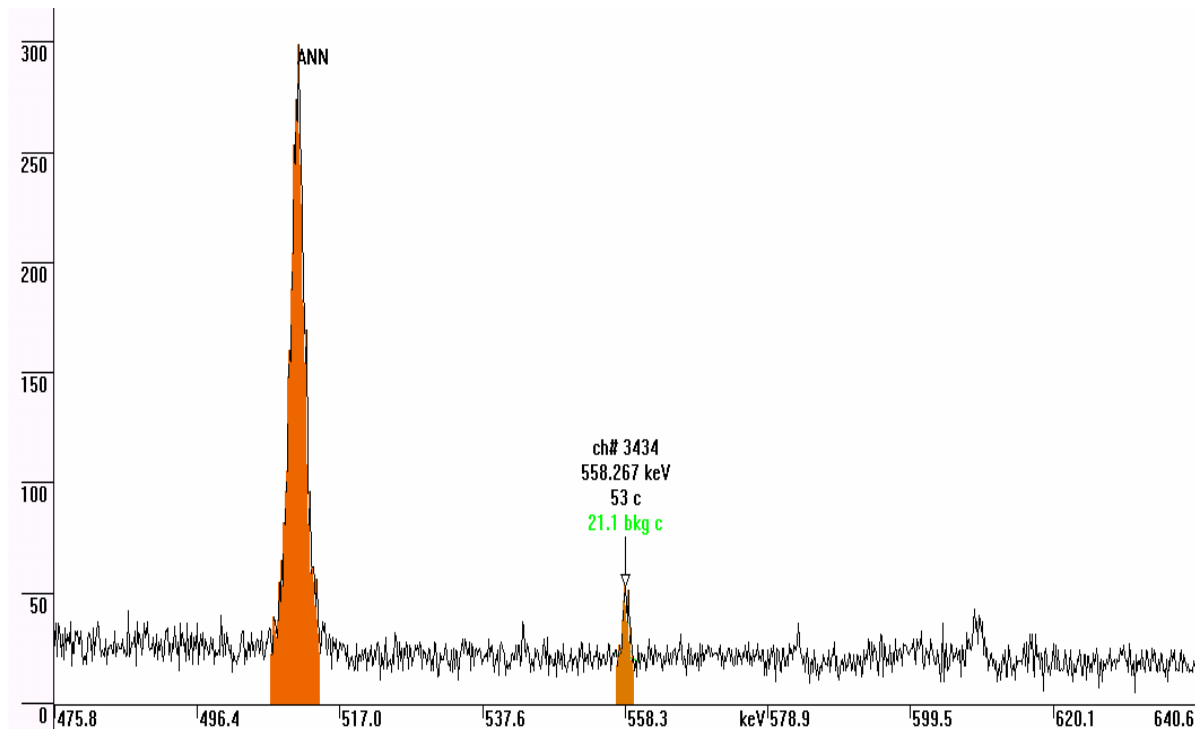
Odbroji po jedinici vremena za pojedine energijske intervale spektra, kao i za fonske gama linije, navedeni su u Tabeli 18.

Tabela 18. Intenziteti kontinuuma i gama linija u spektru fona

<b>E [ keV ]</b>	<b>R [ c/ks ]</b>
40-1800	1116
50-1800	1097
100-120	40
200-220	41.2
360-380	21.9
540-560	13.1
730-750	8.47
880-900	6.91
1160-1180	5.07
1350-1370	3.68
1700-1720	2.48
74.97 Pb-K $\alpha_1$	< 0.81
129.1 $^{228}\text{Ac}$	< 0.94
186.1 $^{226}\text{Ra}$ , 185.7 $^{235}\text{U}$	< 1.19
209.3 $^{228}\text{Ac}$	< 0.86
238.6 $^{212}\text{Pb}$	1.37 $\pm$ 0.54
295.2 $^{214}\text{Pb}$	1.03 $\pm$ 0.41
351.9 $^{214}\text{Pb}$	1.19 $\pm$ 0.34
511 ANN	18.33 $\pm$ 0.64
583.2 $^{208}\text{Tl}$	< 0.78
609.3 $^{214}\text{Bi}$	1.10 $\pm$ 0.29
661.6 $^{137}\text{Cs}$	< 0.48
768.4 $^{214}\text{Bi}$	< 0.44
911.2 $^{228}\text{Ac}$	< 0.52
969.0 $^{228}\text{Ac}$	< 0.46
1120.4 $^{214}\text{Bi}$	< 0.42
1460.8 $^{40}\text{K}$	2.29 $\pm$ 0.22
1764.6 $^{214}\text{Bi}$	0.55 $\pm$ 0.17

Vidimo da brzina brojanja u energijskom intervalu 50 keV- 1800 keV iznosi 1.1 c/s. U fonskom spektru su prisutne postradonske linije (  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  ), ali i linija  $^{212}\text{Pb}$ . Najveći intenzitet ima anihilaciona linija, dok sledeća linija po intenzitetu potiče od  $^{40}\text{K}$ .

Kako je Cd jedan od unutrašnjih slojeva zaštite, jasno je prisustvo linije od 558.2 keV ( Sl. 22. ) u spektru fona, koja nastaje u reakciji  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ , iako sloj Cd ima debljinu od samo 1 mm. Njen intenzitet je  $0.88 \pm 0.23$  c/ks.



Sl. 22. Gama linija od 558.2 keV iz reakcije  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ . Levo je anihaliciona linija.

Vrednosti na vertikalnoj osi odnose se na registrovani odbroj tokom vremena snimanja spektra, tj. ne radi se o brzini brojanja.

Uporedni prikaz karakteristika fonskih spektara naše Pb zaštite bez unutrašnjeg zašt. sloja, kao i uz primenu Cu, odnosno Sn+Cu(+N<sub>2</sub>) kao unutrašnjeg sloja, dat je u Tabeli 19. Četvrta kolona je istaknuta zbog toga što ona predstavlja svojstva aktuelne zaštite u Laboratoriji za nuklearnu fiziku na Departmanu za fiziku u Novom Sadu. U petoj koloni su radi usporedbe navedeni odgovarajući podaci vezani za komercijalni štiti niskofonskog sistema u Podgorici.

Tabela 19. Komparacija intenziteta delova kontinuuma i gama linija u spektrima GMX HPGe detektora unutar Pb zaštite realizovane na DFNS. Uporedni prikaz sa fonskim spektrom dobijenim primenom komercijalne zaštite laboratorije u Podgorici.

E [ keV ]	$R_{\epsilon} \text{ Pb}$ [ c/j <sub>eff</sub> ks ]	$R_{\epsilon} \text{ Pb +Cu}$ [ c/j <sub>eff</sub> ks ]	$R_{\epsilon} \text{ Pb+Sn+Cu+N2}$ [ c/j <sub>eff</sub> ks ]	$R_{\epsilon} \text{ Podgorica}$ [ c/(ks j <sub>eff</sub> ) ]
25-1800	30.1	31.2	<b>28.4</b>	-
50-1800	28.7	29.7	<b>27.1</b>	27.4
100-120	1.02	1.34	<b>1.04</b>	1.0
200-220	0.97	1.25	<b>1.05</b>	1.03
360-380	0.55	0.60	<b>0.55</b>	0.55
540-560	0.30	0.29	<b>0.30</b>	0.33
730-750	0.21	0.21	<b>0.21</b>	0.21
880-900	0.19	0.17	<b>0.17</b>	0.17
1160-1180	0.12	0.12	<b>0.12</b>	0.13
1350-1370	0.095	0.089	<b>0.091</b>	0.092
1700-1720	0.064	0.055	<b>0.058</b>	0.062
46.5 Pb-210	0.105±0.008	0.021±0.014	<b>0.027±0.008</b>	< 0.023
72.8 Pb-K $\alpha_2$	0.309±0.010	< 0.0256	< <b>0.011</b>	< 0.020
74.97 Pb-K $\alpha_1$	0.512 ±0.011	0.044±0.014	< <b>0.009</b>	< 0.020
84.9 Pb-K $\beta_1$	0.294 ±0.010	< 0.027	< <b>0.010</b>	< 0.020
87.3 Pb- K $\beta_2$	0.105±0.008	< 0.036	< <b>0.010</b>	< 0.020
129.1 <sup>228</sup> Ac	< 0.0204	< 0.049	< <b>0.011</b>	< 0.023
186.1 <sup>226</sup> Ra, 185.7 <sup>235</sup> U	< 0.0182	< 0.043	<b>0.012±0.006</b>	< 0.030
209.3 <sup>228</sup> Ac	< 0.0148	< 0.043	< <b>0.010</b>	< 0.022
238.6 <sup>212</sup> Pb	0.017±0.007	0.029±0.017	<b>0.012±0.005</b>	0.034±0.014
295.2 <sup>214</sup> Pb	0.025±0.008	0.018±0.014	< <b>0.009</b>	0.026±0.01
351.9 <sup>214</sup> Pb	0.052±0.007	0.034±0.014	< <b>0.011</b>	0.030±0.009
511 ANN	0.431±0.011	0.38±0.02	<b>0.38 ±0.01</b>	0.46±0.02
583.2 <sup>208</sup> Tl	< 0.0105	< 0.02	< <b>0.009</b>	< 0.0195
609.3 <sup>214</sup> Bi	0.031±0.006	0.039±0.011	<b>0.021±0.005</b>	0.027±0.007
661.6 <sup>137</sup> Cs	< 0.0108	< 0.017	< <b>0.007</b>	< 0.012
768.4 <sup>214</sup> Bi	< 0.0093	< 0.015	< <b>0.006</b>	< 0.011
911.2 <sup>228</sup> Ac	0.006±0.004	< 0.013	< <b>0.006</b>	< 0.013
969.0 <sup>228</sup> Ac	< 0.008	< 0.013	< <b>0.004</b>	< 0.011
1120.4 <sup>214</sup> Bi	0.007±0.004	< 0.011	< <b>0.005</b>	< 0.01
1460.8 <sup>40</sup> K	0.05±0.004	0.034±0.007	<b>0.042±0.003</b>	0.057±0.005
1764.6 <sup>214</sup> Bi	0.009±0.003	0.005±0.003	<b>0.005±0.002</b>	0.014±0.004

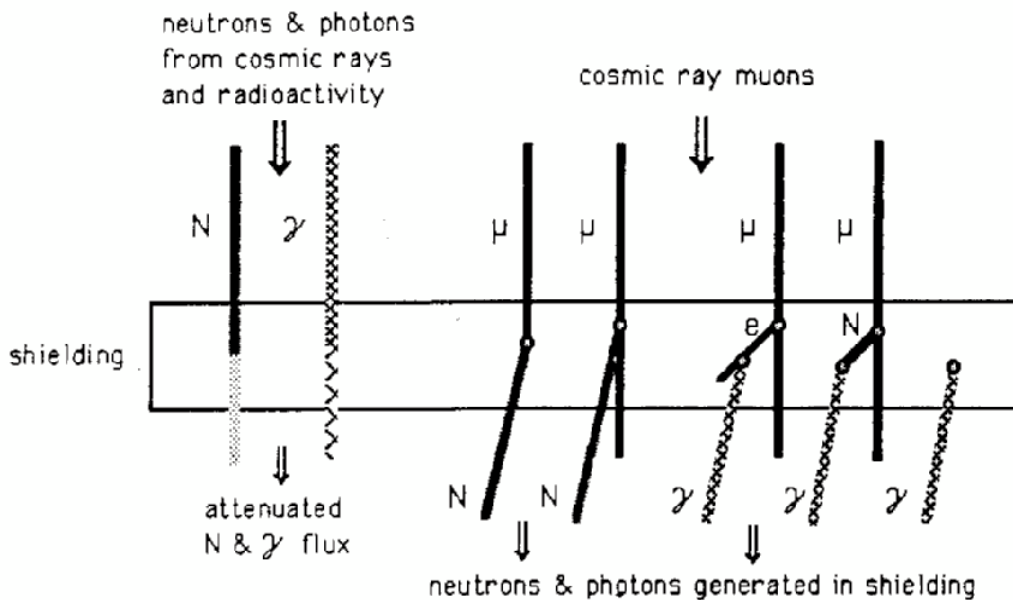
Može se uočiti da su rezultati postignuti izrađenom pasivnom zaštitom za Ge spektrometar na Departmanu za fiziku čak i bolji od rezultata koji se postižu visokokvalitnim komercijalnim štitom.

## 1.7 Uticaj kosmičkog zračenja na fon germanijumskih spektrometara

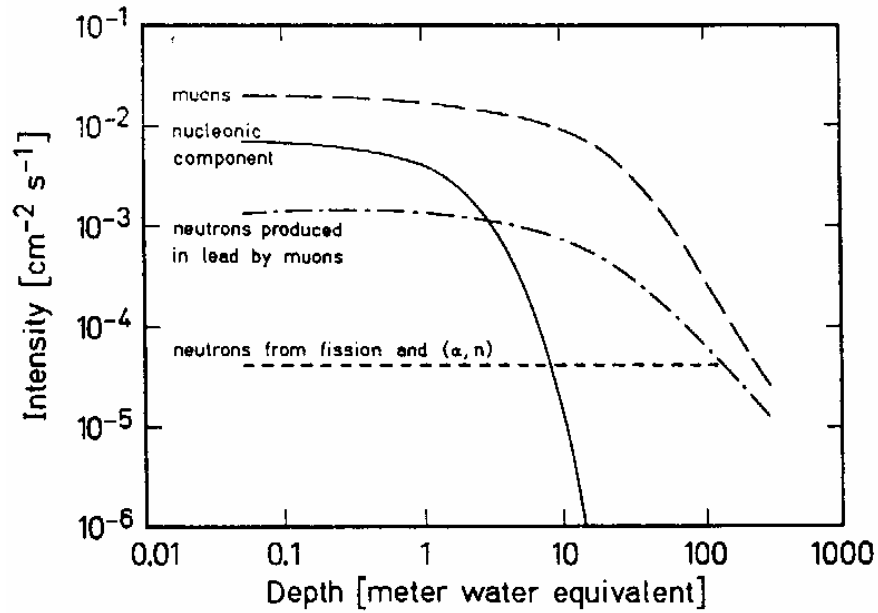
Najznačajniji uticaj kosmičkog zračenja na fon poluprovodničkih detektora potiče od miona i neutrona [24]. Elektroni i fotoni ( meka komponenta )se u velikoj meri apsorbuju u materijalu štita. Protonska komponenta je zanemarivog intenziteta u poređenju sa neutronsom, pri čemu protoni prilikom interakcije sa materijalom štita prvenstveno dovode do generisanja neutrona.

Radi poređenja, fluksevi protona, elektrona, neutrona i miona na nivou mora odnose se respektivno kao 1:26:37:111 pri čemu je protonski fluks  $1.71 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Usled interakcije kosmičkog zračenja sa materijalima štita dolazi do izmena u relativnom odnosu flukseva, obzirom da se novi elektronsko-fotonski pljuskovi , kao i neutroni proizvode pod uticajem miona ( Sl.23. ). Dakle, kontinualno međudejstvo apsorpcije i kreiranja čestica dovodi do promena relativnog odnosa među fluksevima. Dodatni uticaj na intenzitet kosmičkog zračenja javlja se usled promene nadmorske visine, geografske širine, ugla u odnosu na pravac ka zenitu ili u zavisnosti od faze Sunčevog ciklusa [ 25 ].

Na slici 24. su predstavljeni fluksevi komponenti kosmičkog zračenja kao funkcije debljine pokrovnog sloja iznad detektorskog štita uključujući neutrone proizvedene Pb štitom pod uticajem miona (  $\mu$ -zahvat i fotonuklearne reakcije brzih miona), kao i neutrone čije je poreklo prirodna fisija i (  $\alpha$ , n ) reakcije.

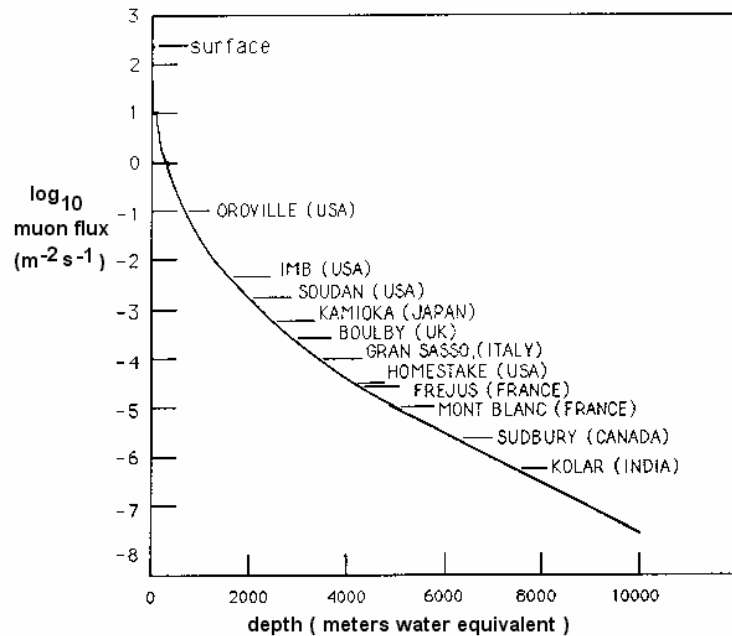


Sl.23. Interakcija miona sa materijalom štita



Sl.24. Fluks kosmičkog zračenja u zavisnosti od dubine na kojoj je locirana zaštita detektora

Vrednost fluksa miona u pojedinim laboratorijama koje su smeštene ispod površine Zemlje kao funkcija dubine na kojoj se nalaze predstavljena je na slici 25.



Sl. 25. Mionski fluks u podzemnim laboratorijama u svetu

Neutronima indukovani fon [ 2, 26 ] javlja se kao posledica zahvata termalnih neutrona ( što dovodi do aktivacije odgovarajućih jezgara )-Tabela 20, ili neutronske neelastičnog rasejanja brzih neutrona ( Tabela 21.) . Koje fonske linije će se pojaviti u spektru zahvaljujući ovim procesima i kakav će biti njihov intenzitet zavisi od vrste materijala koji ulaze u sastav štita kao i samog detektora.

*Tabela 20. Fonske linije uzrokovane apsorpcijom termalnih neutrona*

Energy (keV)	Reaction	Mode	T1/2	Remarks
23.4	$^{70}\text{Ge} (n,\gamma) ^{71}\text{Ge}$	P	-	
53.4	$^{72}\text{Ge} (n,\gamma) ^{73\text{m}}\text{Ge}$	D	0.50s	
66.7	$^{72}\text{Ge} (n,\gamma) ^{73\text{m}}\text{Ge}$	D	0.50s	sum peak 13.3 + 53.4 keV
139.7	$^{74}\text{Ge} (n,\gamma) ^{74\text{m}}\text{Ge}$	D	47.7s	
159.5	$^{76}\text{Ge} (n,\gamma) ^{77\text{m}}\text{Ge}$	D	52.9s	
174.9	$^{70}\text{Ge} (n,\gamma) ^{71\text{m}}\text{Ge}$	D	0.022s	
198.9	$^{70}\text{Ge} (n,\gamma) ^{71\text{m}}\text{Ge}$	D	0.022s	sum peak 23.4 + 174.9 keV
203.1	$\text{Cu} (n,\gamma) \text{Cu}$	P		
278.3	$^{63}\text{Cu} (n,\gamma) ^{64}\text{Cu}$	P		
558.3	$^{113}\text{Cd} (n,\gamma) ^{114}\text{Cd}$	P		
651.0	$^{113}\text{Cd} (n,\gamma) ^{114}\text{Cd}$	P		
805.7	$^{113}\text{Cd} (n,\gamma) ^{114}\text{Cd}$	P		

P: promptna emisija  $\gamma$  zraka ; D:  $\gamma$  zrak kao posledica raspada aktiviranog jezgra

*Tabela 21. Linije u spektru fona generisane neelastičnim rasejanjem brzih neutrona*

Energy (keV)	Reaction
68.2	$^{73}\text{Ge} (n,n') ^{73}\text{Ge}$
562.9	$^{76}\text{Ge} (n,n') ^{76}\text{Ge}$
569.7	$^{207}\text{Pb} (n,n') ^{207}\text{Pb}$
595.9	$^{74}\text{Ge} (n,n') ^{74}\text{Ge}$
669.6	$^{63}\text{Cu} (n,n') ^{63}\text{Cu}$
691.3	$^{72}\text{Ge} (n,n') ^{72}\text{Ge}$
803.1	$^{206}\text{Pb} (n,n') ^{206}\text{Pb}$
846.8	$^{56}\text{Fe} (n,n') ^{56}\text{Fe}$
962.1	$^{63}\text{Cu} (n,n') ^{63}\text{Cu}$
1115.5	$^{65}\text{Cu} (n,n') ^{65}\text{Cu}$
2624.6	$^{208}\text{Pb} (n,n') ^{208}\text{Pb}$



Kompletan prikaz linija indukovanih kosmičkim zracima ( posmatranih Ge detektorima unutar zaštite na nivou mora ) dat je u Tabeli 22. Brzine brojanja za navedene linije razlikuju se kod raznih gama spektrometarskih sistema u zavisnosti od veličine Ge kristala, geometrije i materijala štita, karakteristika pokrovnog sloja, itd. [ 27 ]. Ipak, njihov relativni odnos odražava varijacije u spektru neutrona. Sa povećanjem debljine pokrovnog sloja, čime na značaju dobijaju neutroni poreklom iz mionskih interakcija, odnos- termalni:epitermalni:brzi neutroni pokazuje porast udela neutrona sa većim brzinama.

*Tabela 22. Fonske linije Ge detektora proizvedene kosmičkim zracima*

Energy [keV]	Isotope (source)	Reaction
10.37	$^{68,71}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71}\text{Ge}$ , $^{70}\text{Ge}(n,3n)^{68}\text{Ge}$
13.3	$^{73m}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{74}\text{Ge}(n,2n)$
23.5	$^{71m}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{72}\text{Ge}(n,2n)$
53.4	$^{73m}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{74}\text{Ge}(n,2n)$
66.7	$^{73m}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{74}\text{Ge}(n,2)$
68.7	$^{73*}\text{Ge}$	$^{73}\text{Ge}(n,n')$
72.8		excitation by muon-induced
75.0	Pb X-rays	electrons in lead (also by $^{210}\text{Pb}$
84.9		via its daughter $^{210}\text{Bi}$ )
87.4	$^{19*}\text{F}$	$^{19}\text{F}(n,n')$
109.9	$^{57*}\text{Fe}$ , $^{57}\text{Co}$	$^{57}\text{Fe}(n,n')$ , activation of Cu/Ni
122.1		

Tabela 22. ( nastavak )

Energy [keV]	Isotope (source)	Reaction
136.5	$^{57}\text{Co}$	activation of Cu/Ni
139.5	$^{75\text{m}}\text{Ge}$	$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{76}\text{Ge}(n,2n)$
143.6	$^{57}\text{Co}$	activation of Ge
159.5	$^{77\text{m}}\text{Ge}$	$^{76}\text{Ge}(n,\gamma)$
174.9	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{72}\text{Ge}(n,2n)$
186.0	$^{66}\text{Cu}$	$^{65}\text{Cu}(n,\gamma)$
198.3	$^{71\text{m}}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{72}\text{Ge}(n,2n)$
278.3	$^{64*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$ , $^{65}\text{Cu}(n,2n)$
368	$^{200*}\text{Hg}$	$^{199}\text{Hg}(n,\gamma)$
511	$\beta^+$	muon-induced pair production
558.4	$^{114*}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$
562.8	$^{76*}\text{Ge}$	$^{76}\text{Ge}(n,n')$
579.2	$^{207*}\text{Pb}$	$^{207}\text{Pb}(n,n')$
595.8	$^{74*}\text{Ge}$	$^{74}\text{Ge}(n,n')$
651.1	$^{114}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$
669.6	$^{63*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,n')$
691.0	$^{72*}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}(n,n')$
803.3	$^{206*}\text{Pb}$	$^{206}\text{Pb}(n,n')$
805.9	$^{114*}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$
810.8	$^{58}\text{Co}$	activation of Cu/Ni
817.9	$^{58}\text{Co}$	activation of Ge
834.0	$^{72*}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}(n,n')$
834.8	$^{54}\text{Mn}$	activation of Fe/Co/Ni
840.8	$^{54}\text{Mn}$	activation of Ge
846.8	$^{56*}\text{Fe}$	$^{56}\text{Fe}(n,n')$
962.1	$^{63*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,n')$
1063.6	$^{207*}\text{Pb}$	$^{207}\text{Pb}(n,n')$
1097.3	$^{116}\text{In}$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$
1115.5	$^{65*}\text{Cu}$	$^{65}\text{Cu}(n,n')$
1125.2	$^{65}\text{Zn}$	activation of Ge
1173.2	$^{60}\text{Co}$	activation of Cu/Ni
1293.5	$^{116}\text{In}$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$
1327.0	$^{63*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,n')$
1332.5	$^{60}\text{Co}$	activation of Cu/Ni
1412.1	$^{63*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,n')$
1481.7	$^{65*}\text{Cu}$	$^{65}\text{Cu}(n,n')$
1547	$^{63*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,n')$
2223	$^2\text{H}$	$^1\text{H}(n,\gamma)$

Najintenzivnije linije su one od  $^{75\text{m}}\text{Ge}$  i  $^{71\text{m}}\text{Ge}$  na 139.7 i 198.3 keV. One mogu dostići intenzitet do oko 200 odbroja za dan , za 1 kg Ge detektor ( 190 cm<sup>3</sup> ).

Ge linije navedene u Tabeli 21. su proširene ,odnosno imaju blaži nagib na delu koji odgovara višoj energiji . Naime, uspon vrha na nižoj energiji okarakterisan je deekscitacijom jezgra, međutim, zbog uzmaka jezgra Ge prilikom rasejanja neutrona dolazi do pojave proširenja linije ka višoj energiji. U ovom slučaju se i energija uzmaka jezgra deponuje u krisatalu Ge pre nego sto nalektrisanje koje je nastalo kao posledica deekscitacije bude prikupljeno električnim poljem. Pikovi izomernih stanja Ge nisu prošireni , budući da se deekscituju sa dovoljno vremena kašnjenja u odnosu na deponovanje energije uzmaka jezgra[ 5 ].

U fonskom spektru GMX detektora prikazanom na Sl.19. ,Departmana za fiziku u Novom Sadu registrovane su linije uzrokovane reakcijama neutrona sa materijalom detektora ( Ge) i materijalom zaštite (Pb), a navedene su u Tabeli 23.

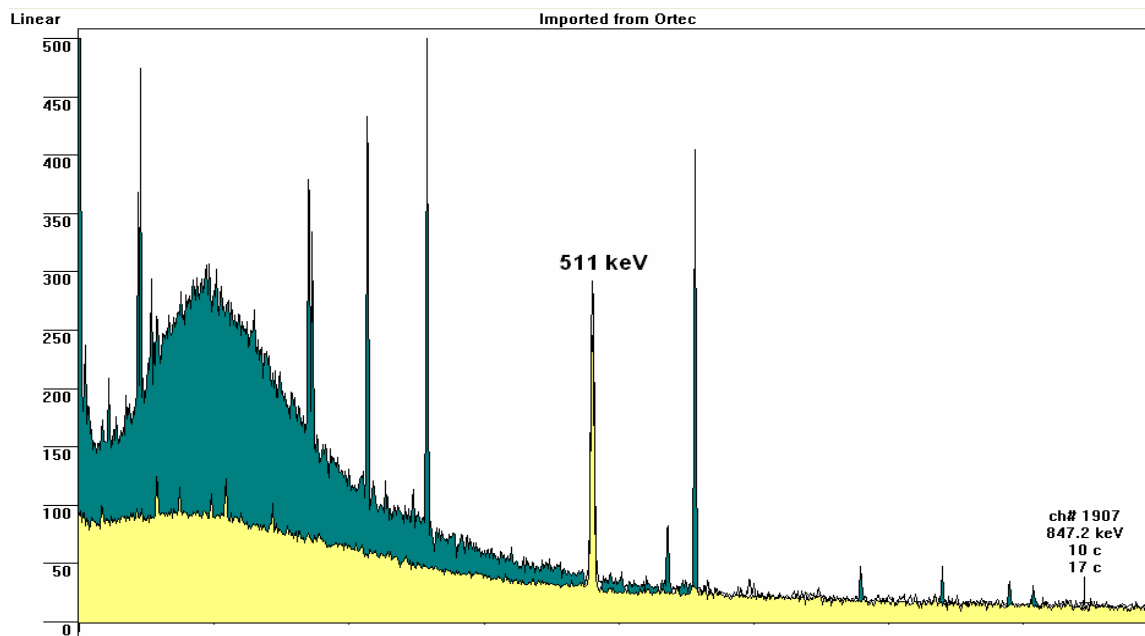
Tabela 23. Gama linije uzrokovane neutronima

$E_{\gamma}$ [keV]	Reakcija	I [ c/ks $J_{eff}$ .]
23.4	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71m}\text{Ge}$	$0.036 \pm 0.006$
66.7	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73m}\text{Ge}$	$0.048 \pm 0.006$
139.7	$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75m}\text{Ge}$	$0.013 \pm 0.006$
159.5	$^{76}\text{Ge}(n,\gamma)^{77m}\text{Ge}$	$0.013 \pm 0.007$
198.9	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71m}\text{Ge}$	$0.017 \pm 0.007$
595.9	$^{74}\text{Ge}(n,n)^{74*}\text{Ge}$	$0.015 \pm 0.004$
691.3	$^{72}\text{Ge}(n,n)^{72*}\text{Ge}$	$0.007 \pm 0.003$
834	$^{72}\text{Ge}(n,n)^{72*}\text{Ge}$	$< 0.005$
569.7	$\text{Pb } 207 ( n, n ) \text{ Pb}^* 207$	$< 0.007$
803.1	$\text{Pb } 206 ( n, n ) \text{ Pb}^* 206$	$0.009 \pm 0.003$
1063.6	$\text{Pb } 207 ( n, n ) \text{ Pb}^* 207$	$< 0.004$

Mioni se usporavaju skoro isključivo putem elektromagnetne interakcije sa materijom kroz koju se kreću. Ovo rezultuje u proizvodnji elektronsko-fotonskih pljusкова duž mionske putanje. Elektroni, u svom kretanju, proizvode nove fotone zakočnim zračenjem. Bremstrahlung je proces koji je kod miona znatno redukovan u odnosu na elektrone , budući da je njihova masa mirovanja 207 puta veća od mase elektrona. Obzirom na to, energetski gubici dešavaju se u vidu vrlo malih frakcija primarne energije miona, što u kombinaciji sa relativističkim produženjem vremena života , omogućuje mionima da prodiru duboko u Zemljinu koru. Nakon usporenja , oni se ili raspadaju ( elektron + neutrino), ili mogu biti zahvaćeni od strane jezgra. U prvom slučaju sledi elektronsko-fotonski pljusak, a u drugom redni broj jezgra mete je redukovan za jedinicu , emituje se jedan ili nekoliko neutrona, a nekoliko MeV preostaje za ekscitaciju. Uloga neutrina nije bitna sa stanovišta uticaja na fon Ge detektora.

Od elektron-fotonskih pljusкова, indukovanih u materijalu štita, uglavnom fotoni pogađaju detektor zbog njihovog većeg dometa.

Efekat porasta kontinuuma u niskoenergetskom delu spektra ( ispod 500 keV ) u zavisnosti od vrste materijala od kojeg je pasivni štit izgrađen jasno je vidljiv na Sl.26. Gornji spektar dobijen je HPGe GMX detektorom smeštenim unutar zaštite od gvožđa (  $Z = 26$  ) sa debljinom zidova 25 cm, dok je donji spektar snimljen sa istim detektorom unutar opisane novoizgrađene Pb zaštite (  $Z = 82$  ) sa debljinom zida 12 cm. Očigledno je da niži redni broj materijala dovodi do porasta kontinuuma . Naime, fotoni proizvedeni u materijalu štita pod dejstvom kosmičkih miona i oni fotoni koji spolja dopiru na zaštitu sa nižim rednim brojem mnogo se više komptoniski rasejavaju ( znatno manje verovatan fotoefekat ) nego što je to slučaj na materijalu visokog rednog broja gde se fotoni apsorbuju zahvaljujući velikoj verovatnoći fotoefekta.



Sl. 26. Poređenje fonskih spektara dobijenih primenom Fe ( gornji spektar ) i Pb ( donji spektar ) štita

### 1.7.1 Redukcija fonskog odbroja zbog prisustva pokrovnog sloja zemljišta/stena

U ovom poglavlju će biti razmotrena redukcija fona germanijumskih spektrometara u slučajevima kada se oni nalaze smešteni ispod površine zemlje. Najpre se analiziraju fonski spektri snimljeni u plitko ukopanoj laboratoriji Instituta za fiziku u Zemunu, a zatim se analiza proširuje na proveru postignutih rezultata u redukciji fona u dubokoj podzemnoj laboratoriji L.S.M. ( Laboratoire Souterrain de Modane ) u Francuskoj.

#### 1.7.1.1 Niskofonska laboratorija Instituta za fiziku u Zemunu

Niskofonska laboratorija u Zemunu spada u podzemne, plitko ukopane laboratorije. Debljina pokrovnog sloja iznosi oko 20 mwe. Unutrašnjost laboratorije je presvučena hermetički spojenim slojem Al lima debljine 1 mm. Pritisak vazduha održava se oko 2 mbar višim od atmosferskog pritiska da bi se minimizirala difuzija Rn kroz nesavršenosti na spojevima Al sloja. Laboratorija je opremljena sistemom za kondicioniranje vazduha koji sadrži filter za uklanjanje

većih čestica i drugi sa aktivnim ugljem. Pri regularnom radu ovog sistema koncentracija Rn u laboratoriji iznosi oko  $10 \text{ Bq/m}^3$ . Međutim, kada ventilacioni sistem nije operativan sadržaj radona drastično raste - do nekoliko stotina  $\text{Bq/m}^3$ .

Fonski spektar je snimljen pomoću HPGe detektora relativne efikasnosti 15 % koji nije imao zaštitu. Istim detektorom je snimljen spektar u prostoriji na površini, tj. koja nema deo pokrovni sloj. U oba ova slučaja brzina brojanja na intervalu 50-2650 keV, kao i za pojedine fonske linije prikazana je u Tabeli 24.

Tabela 24. Integralna brzina brojanja i intenziteti karakterističnih fonskih linija .

$R_{\text{pov.}}$  - intenzitet u fonskom spektru detektora u prostoriji na površini,

$R_{\text{lab.}}$  - intenzitet u fonskom spektru detektora u laboratoriji

Detektor je bez zaštite.

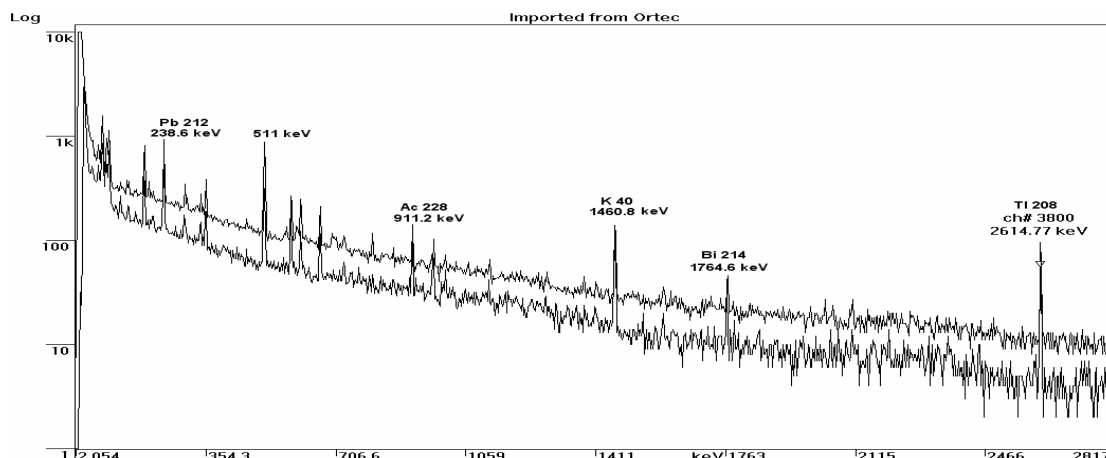
<b>E[ keV]</b>	<b><math>R_{\text{pov.}}</math> [ c/ks ]</b>	<b><math>R_{\text{lab.}}</math> [ c/ks ]</b>
<b>50-2650</b>	78 815	73 977
<b>295.2</b>	142.7±2.7	119.1±1.4
<b>351.9</b>	260.0±2.6	215.9±1.7
<b>511( ANN+<sup>208</sup>Tl )</b>	89.1±2.2 ~ 60 (ANN)+30 ( <sup>208</sup> Tl)	74.2±1.2 ~ 54 (ANN)+20 ( <sup>208</sup> Tl)
<b>583.2</b>	113.2±2.0	142.6±1.4
<b>609.3</b>	241.7±2.0	205.5±1.2
<b>1460.8</b>	410.4±1.8	652.6±1.3
<b>2614.5</b>	97.4±0.8	96.7±0.5

Na osnovu Tabele 24. vidi se da smanjenje brzine brojanja detektora na intervalu 50-2650 keV nije značajno ( oko 6 % ). Intenzitet linije od 511 keV je manji za oko 17 %. Zapaža se smanjenje intenziteta postradonskih linija, međutim, vidljiv je porast intenziteta linije <sup>40</sup>K i to za ≈ 60 % ! Poređenjem intenziteta linija <sup>208</sup>Tl na 583.2 keV , odnosno 2614.5 keV, u spektru snimljenom na površini i spektru unutar laboratorije, očigledno je da postoji znatna razlika u distribuciji <sup>208</sup>Tl koji se nalazi u okruženju detektora tokom snimanja spektra na jednoj i drugoj poziciji. Na ovo ukazuje uočljiva razlika u intenzitetu linije od 583.2 keV i gotovo isti intenzitet linije od 2614.5 keV na obe pozicije.

Treba zapaziti da postavljanje detektora u laboratoriju dovodi do njegovog potpunog okruživanja (  $4 \pi \text{ sr}$  ) zemljištem u koje je laboratorija ukopana, za razliku od situacije kada se on nalazi u površinskoj prostoriji. Zbog ovakve geometrije, budući da koncentracija

radionuklida u okolnom zemljištu nije niska ( kao npr. u slučaju PTB laboratorije ), integralni odbroj je slabo redukovan. Efekat  $4 \pi$  geometrije je jasno vidljiv na primeru linije <sup>40</sup>K. Mada je koncentracija Rn u vazduhu niska, ne treba zanemariti uticaj Rn, odnosno njegovih potomaka koji se nalaze između Al lima i zida laboratorije, kao ni činjenicu da detektor vidi veliku zapreminu laboratorije.

Kao zaštitni materijal detektora, upotrebljeno je Pb, čija debljina iznosi 10 cm. Fonski spektri detektora unutar zaštite snimljeni su u prostoriji na površini, kao i u laboratoriji. Uporedni prikaz oba spektra dat je na Sl.27.



Sl.27. Komparacija spektara fona snimljenih u prostoriji na površini (gornji spektar) i u laboratoriji (donji spektar). Detektor je unutar Pb zaštite sa zidom debljine 10 cm.

Uočava se da je spektralni kontinuum gotovo uniformno snižen na celokunom energetskom intervalu zahvaljujući postavljanju detektora ispod sloja zemljišta od oko 20 mwe. Brzine brojanja na intervalu 50-2650 keV, kao i za određene fonske linije u spektrima sa Sl.27. date su u tabeli 25.

Tabela 25. Integralna brzina brojanja i intenziteti karakterističnih fonskih linija .

$R_{\epsilon Pb\ pov.}$  - intenzitet po jedinici efikasnosti u fonskom spektru detektora u prostoriji na površini (zaštita : 10 cm Pb )

$R_{\epsilon Pb\ lab.}$  – intenzitet po jedinici efikasnosti u fonskom spektru detektora u laboratoriji (zaštita : 10 cm Pb )

E[ keV]	$R_{\epsilon Pb\ pov.}$ [ c/ks $j_{eff}$ ]	$R_{\epsilon Pb\ lab.}$ [ c/ks $j_{eff}$ ]
50-2650	54.8	29.0
65-2650	52.1	27.4
295.2	0.055±0.018	0.052±0.017
351.9	0.099±0.016	0.081±0.015
511	0.69±0.023	0.25±0.02
583.2	0.107±0.016	0.086±0.014
609.3	0.098±0.015	0.055±0.013
1460.8	0.069±0.008	0.124±0.010
2614.5	0.062±0.006	0.060±0.007

Intenziteti pojedinih gama linija uzrokovanih neutronima, za Ge detektor Laboratorije u Zemunu, postavljenim na površini i u samoj laboratoriji predstavljene su u Tabeli 26. Uočava se da je pokrovni sloj laboratorije doveo do opadanja njihovog intenziteta.

Tabela 26. Neke gama linije uzrokovane neutronima

$E_\gamma$ [ keV]	Reakcija	$R_{\epsilon \text{ Pb pov.}}$ [ c/ks $j_{\text{eff}}$ ]	$R_{\epsilon \text{ Pb lab.}}$ [ c/ks $j_{\text{eff}}$ ]
139.7	$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$	0.047±0.018	< 0.031
198.9	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	0.047±0.022	< 0.035
595.9	$^{74}\text{Ge}(n,n)^{74*}\text{Ge}$	0.027±0.009	< 0.015
803.1	$^{206}\text{Pb}(n,n)^{206*}\text{Pb}$	0.029±0.011	< 0.015

Ukupan efekat redukcije intenziteta gama linija u fonskom spektru ( efekat pokrovnog sloja+efekat Pb štita), prikazan je u Tabeli 27.

Tabela 27. Relativni preostali intenziteti fonskih linija izraženi u procentima

$R_{\text{pov}}$  - detektor bez zaštite na površini  
 $R_{\text{Pb lab}}$ - detektor sa Pb zaštitom u laboratoriji

$E$ [ keV]	$R_{\text{Pb lab.}}/R_{\text{pov.}}$ [ %]
<b>50-2650</b>	0.55
<b>295.2</b>	0.55±0.20
<b>351.9</b>	0.47±0.09
<b>511 ( ANN+<math>^{208}\text{Tl}</math> )</b>	4.2±0.35
<b>511 ANN</b>	~ 6.3 %
<b>583.2</b>	1.1±0.2
<b>609.3</b>	0.34±0.08
<b>1460.8</b>	0.45±0.04
<b>2614.5</b>	0.92±0.1

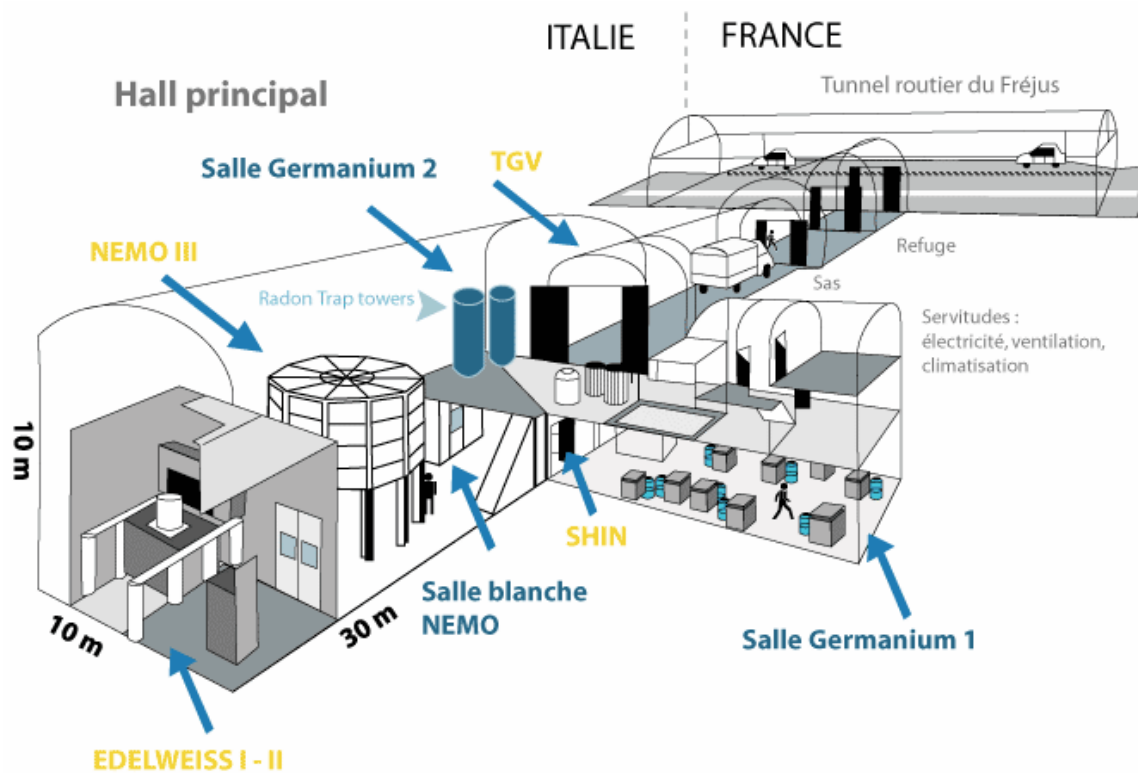
Podaci iz Tabele 25., ukazuju da su u niskofonskoj laboratoriji u Zemunu obezbeđeni uslovi za postizanje niske brzine brojanja u spektru fona već primenom samo 10 cm Pb zaštite. Iz Tabele 27 se uočava da je integralni odbroj detektora redukovan oko 180 puta (1/0.0055). Dalje unapređenje zaštite detektora, posebno na planu postavljanja unutrašnjeg zaštitnog sloja dodatno bi snizilo fonski odbroj.

### 1.7.1.2 Duboka podzemna laboratorija LSM

LSM laboratorija je smeštena na dubini od oko 1700 m ispod planine Fréjus ( oko 4500 m.w.e. ) blizu sredine 15 km dugačkog tunela na autoputu koji povezuje Francusku i Italiju i najdublja je podzemna laboratorija u Evropi, te predstavlja izuzetno pogodnu lokaciju za realizaciju

niskofonskih eksperimenata , kao i za merenja ultraniskih aktivnosti uzoraka materijala primenom gama spektrometrije.

Laboratorija se sastoji od osnovne hale dugačke 30 m, široke 10 m i visoke 10 m , namenjene velikim eksperimentima za fundamentalna istraživanja u fizici i astrofizici., kao i tri dodatne prostorije površine 70 m<sup>2</sup> , 18 m<sup>2</sup> i 21 m<sup>2</sup> koje služe za gama spektrometrijska merenja i male eksperimente ( Sl.28. ).



Sl.28. Šmatski prikaz unutrašnjosti LSM laboratorije

Fluks miona unutar laboratorije iznosi 4 miona/(m<sup>2</sup> · dan ), što je oko 2 x 10<sup>6</sup> puta niža vrednost u odnosu na fluks na nivou mora. Neutronske fluks iznosi 3000 neutrona/ ( m<sup>2</sup> · dan ) što je oko 1000 puta niže od neutronske fluksa na nivou mora. Koncentracija radona u vazduhu iznosi oko 10 Bq/m<sup>3</sup> zahvaljujući posebnom ventilacionom sistemu i tornjevima sa aktivnim ugljem za apsorpciju radona.

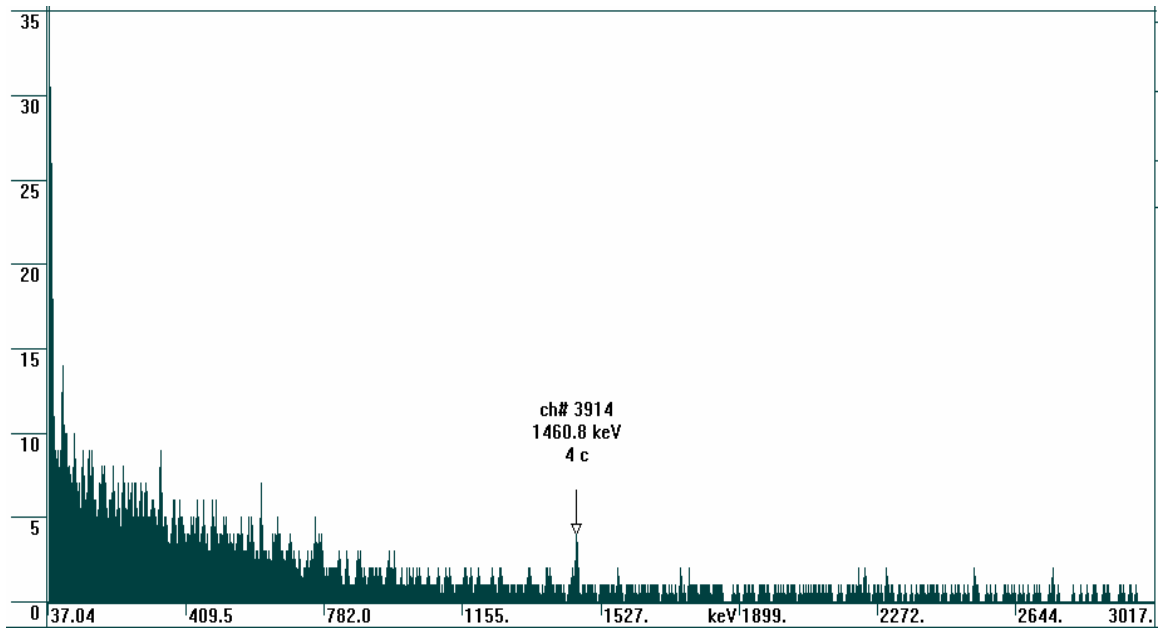
Jedan od koaksijalnih Ge spektrometara u ovoj laboratoriji sa aktivnom zapreminom 204 cm<sup>3</sup> smešten je unutar pasivne zaštite vidljive na Sl.29. Zaštita se sastoji ( gledajući spolja ka unutra ) od olova visoke radiočistoće debljine 10 cm , sloja elektrolitičkog Cu debljine 2 cm i arheološkog olova debljine 5 cm.





*Sl.29. Pasivna zaštita Ge spektrometra u LSM laboratoriji*

Fonski spektar koji je snimljen tokom vremenskog intervala  $t_{\text{live}} = 1\,027\,702$  s sa početkom 13.02.2007. godine ima integralni odbroj  $N_{\text{uk}} = 5522$  c u energijskom intervalu 37keV-3019 keV ( Sl.30.), što znači da je brzina brojanja  $R = 5.37 \times 10^{-3}$  c/s .U poređenju sa fonskim brzinama brojanja koje se ostvaruju u površinskim laboratorijama sa pasivnom zaštitom pri približno istoj aktivnoj zapremini , to je oko 200 puta niža vrednost. Ovako niska brzina brojanja ostvarena je ne samo zbog drastičnog redukovanja fluksa kosmičkog zračenja, već i zbog pažljive selekcije materijala upotrebljenih za izradu štita ali i selekcije konstrukcionih materijala detektora.

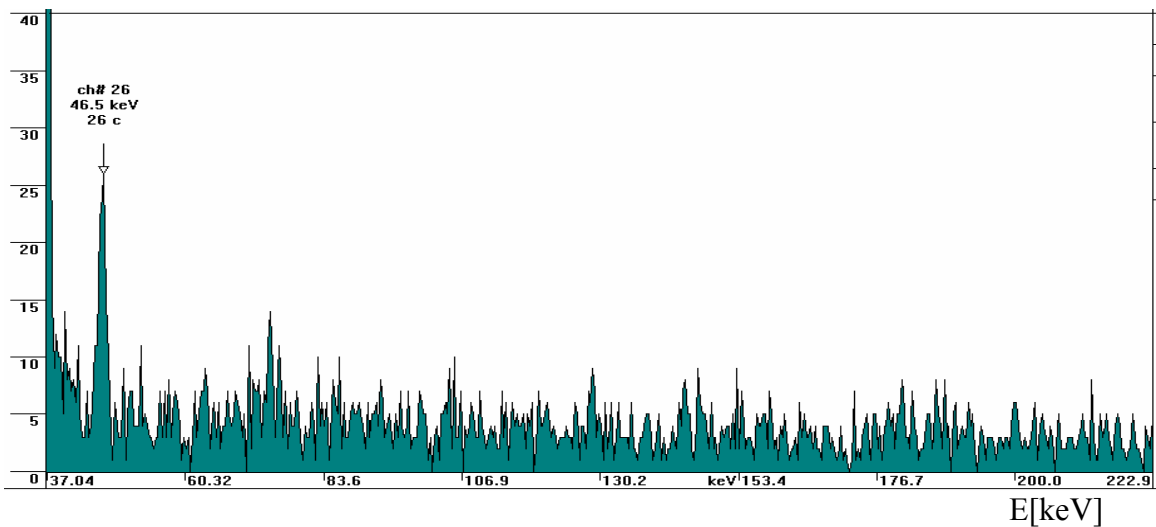


Sl.30. Fonski spektar Ge detektora ( $V=204\text{ cm}^3$ ) unutar pasivne zaštite u LSM podzemnoj laboratoriji

U Tabeli.28. su dati intenziteti karakterističnih linija u fonskom gama spektru. Najintenzivnija linija potiče od Pb-210 ( $E_\gamma = 46.5\text{ keV}$ ). To ukazuje na činjenicu da bi značajan broj događaja ispod 1 MeV mogao da bude rezultat zakočnog zračenja uzrokovanog potomkom ovog radionuklida (Bi-210). Budući da se arheološko olovo nalazi pozicionirano uz detektor, vrlo je verovatno da se Pb-210 nalazi kao kontaminant unutar konstrukcionog materijala samog detektora. Niskoenergetski deo spektra vidljiv je na Sl.31. Intenzitet linije od 46.5 keV je oko 33 puta niži nego u fonskom spektru Ge detektora na DFNS kada unutrašnjost izrađenog Pb štita još nije bila obložena slojem kalaja i bakra.

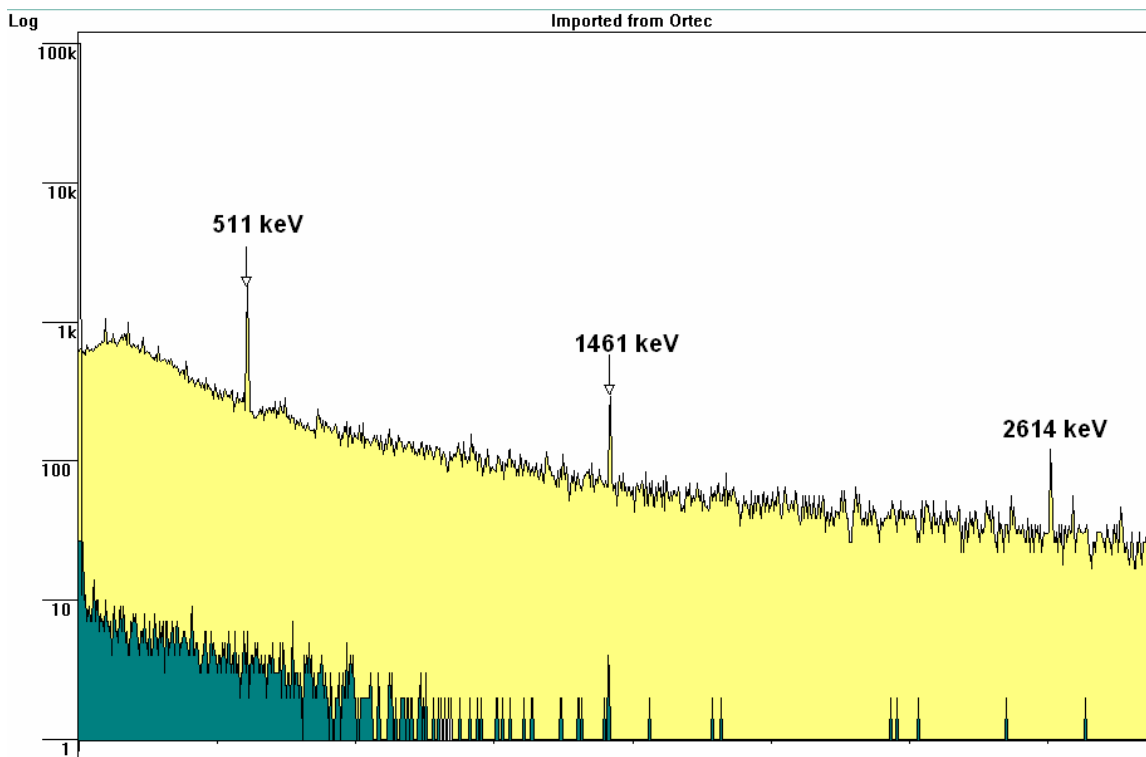
Tabela.28. Intenziteti fonskih linija

$E_\gamma$ [ keV ]	Intenzitet [ c/ks ]
46.5 Pb-210	0.102±0.029
609.3 Bi-214	0.0156±0.0095
1460.8 K-40	0.0146±0.0076



Sl.31. Niskoenergetski deo spektra Ge detektora ( LSM laboratorija )

Na Sl.32. dati su uporedo fonski spektar germanijumskog spektrometra unutar pasivnog štita u površinskoj laboratoriji DFNS ( gornji spektar ) i fonski spektar pasivno šticeog Ge spektrometra snimljen u dubokoj podzemnoj laboratoriji LSM ( donji spektar ).



Sl.32. Fonski spektri germanijumskih spektrometara unutar pasivne zaštite  
 (- gornji spektar : Laboratorija DFNS , 0.92 c/s  
 - donji spektar : duboka podzemna LSM laboratorija, 0.0054 c/s )

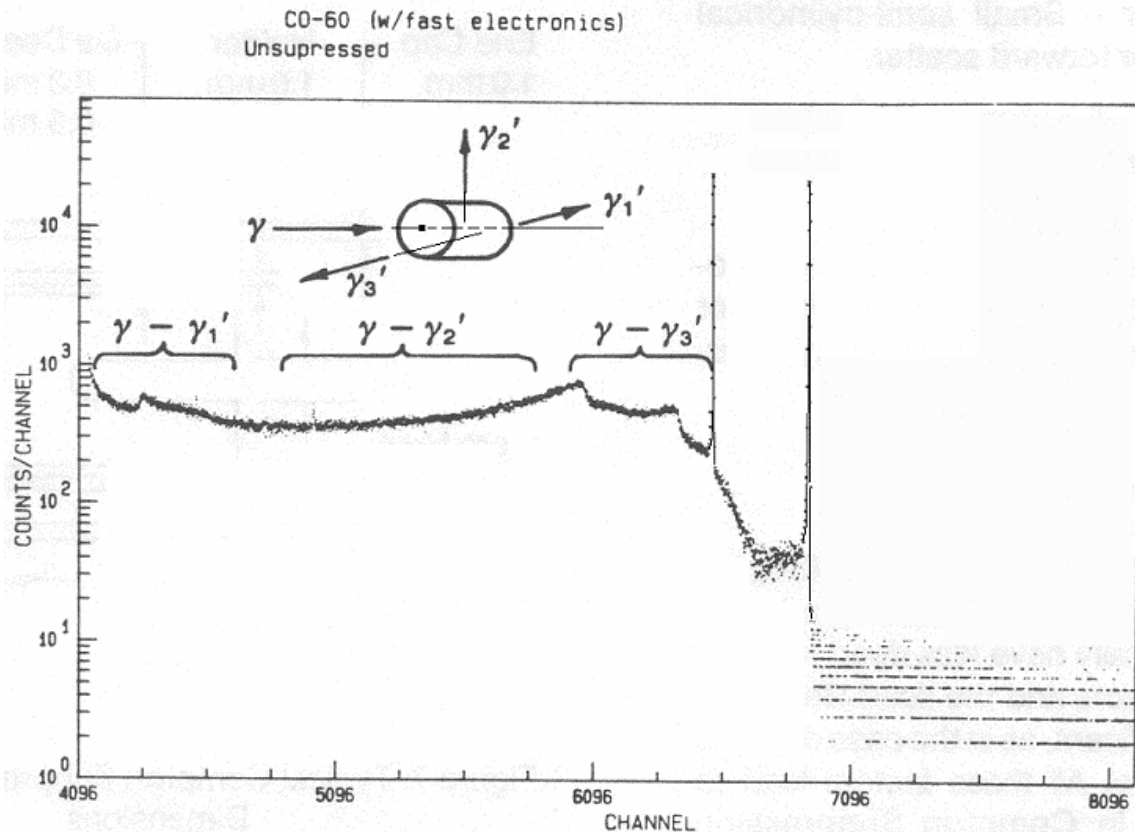
## 2. Aktivna zaštita germanijumskih spektrometara

Aktivna redukcija fonskih događaja predstavlja odbacivanje neželjenih impulsa primenom koincidentnih / antikoincidentnih tehnika. Tri vrste germanijumskih spektrometarskih sistema sa aktivnom zaštitom mogu se izdvojiti u zavisnosti od njihove namene za dato eksperimentalno istraživanje:

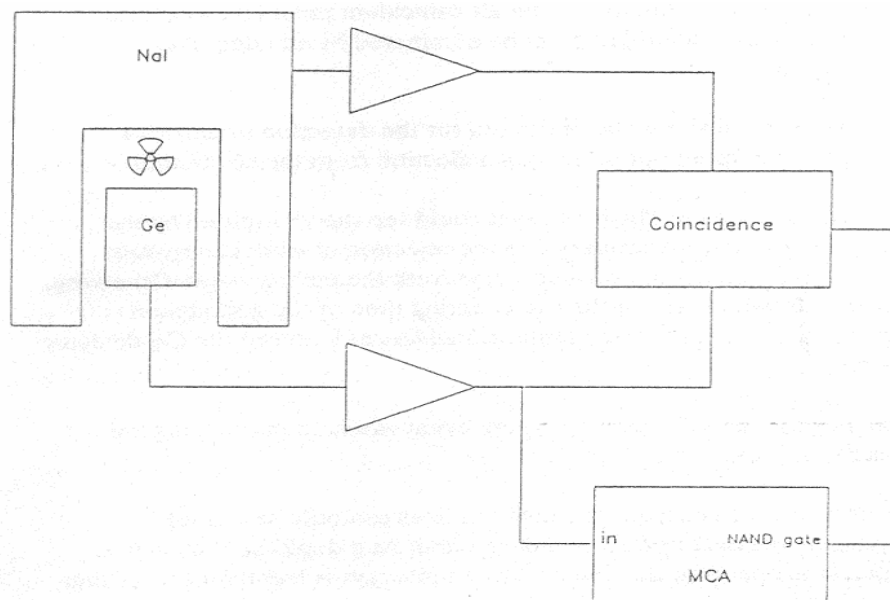
1. Spektrometar sa potiskivanjem komptonskih događaja za redukciju komptonskog kontinuuma
2. Par-spektrometar za potiskivanje komptonskog kontinuuma , fotopika i single escape pika gama zraka visoke energije (  $E_{\gamma} > 2000 \text{ keV}$  )
3. Detektorski sistem sa veto detektorima za redukciju doprinosa visokoenergetskog kosmičkog zračenja fonu

### 2.1 Spektrometar sa potiskivanjem komptonskih događaja

Komptonski kontinuum u gama spektru je posledica Komptonovog rasejanja upadnog gama kvanata u aktivnoj zapremini germanijumskog detektora i bekstva rasejanog fotona iz detektora. Karakterizacija komptonskog kontinuuma na primeru spektra Co-60 prikazana je na Sl.33. Ukoliko je moguće detektovati rasejani gama kvant u velikom aktivnom štitu ( NaI (Tl) scintilator) koji okružuje germanijumski detektor Sl.34., koincidentni signal među ova dva detektora može biti iskorišten da potisne signal Ge detektora. Da bi se ostvarila što bolja redukcija fonskih događaja ceo sistem smešta se u odgovarajući pasivni štit. Ispitivani uzorak ( gama emiter ) postavlja se između Ge i NaI (Tl) detektora. Primenom ovakvog sistema odnos pik-Kompton drastično se povećava u Ge spektru koji se snima čime je omogućena detekcija foto pikova vrlo slabog intenziteta. Takođe, čestice visoke energije koje spolja dopiru do germanijumskog detektora ( kosmičko zračenje , radioaktivnost okruženja ), tj. koje ne potiču iz ispitivanog uzorka , prethodno prolaze kroz scintilacioni detektor generišući signal, što omogućava odbacivanje odgovarajućih koincidentnih događaja u Ge detektoru. Loša energijska rezolucija scintilacionih detektora nije ometajući faktor u ovim primenama , pošto se zaštitni detektor ne koristi kao spektrometar. Kod vremenskog podešavanja sistema mora se imati u vidu da je proces sakupljanja svetlosti u scintilacionom detektoru mnogo brži od sakupljanja naelektrisanja u poluprovodničkom detektoru , tako da se u granu za obradu signala iz scintilacionog detektora mora ugraditi kolo za kašnjenje.



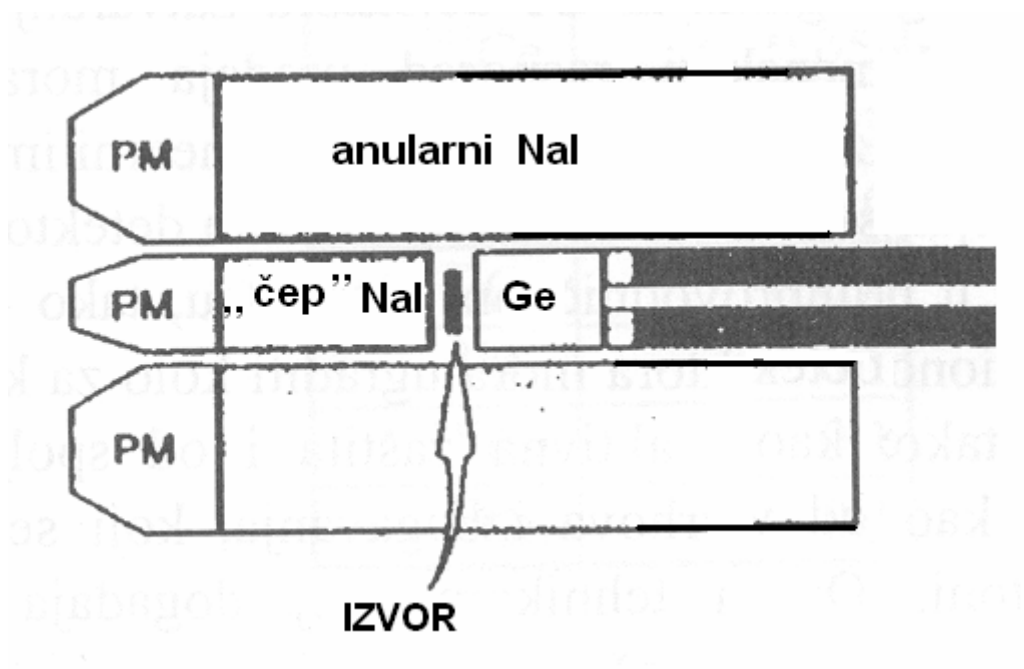
Sl.33. Rasejani foton  $\gamma_1'$  ima veliku energiju pa je mali iznos energije upadnog fotona  $\gamma$  deponovan u Ge kristalu. Rasejani foton  $\gamma_3'$  ima malu energiju pa je velik deo energije upadnog fotona  $\gamma$  deponovan u Ge kristalu.



Sl.34. Šematski prikaz sistema za potiskivanje komptonski rasejanih fotona

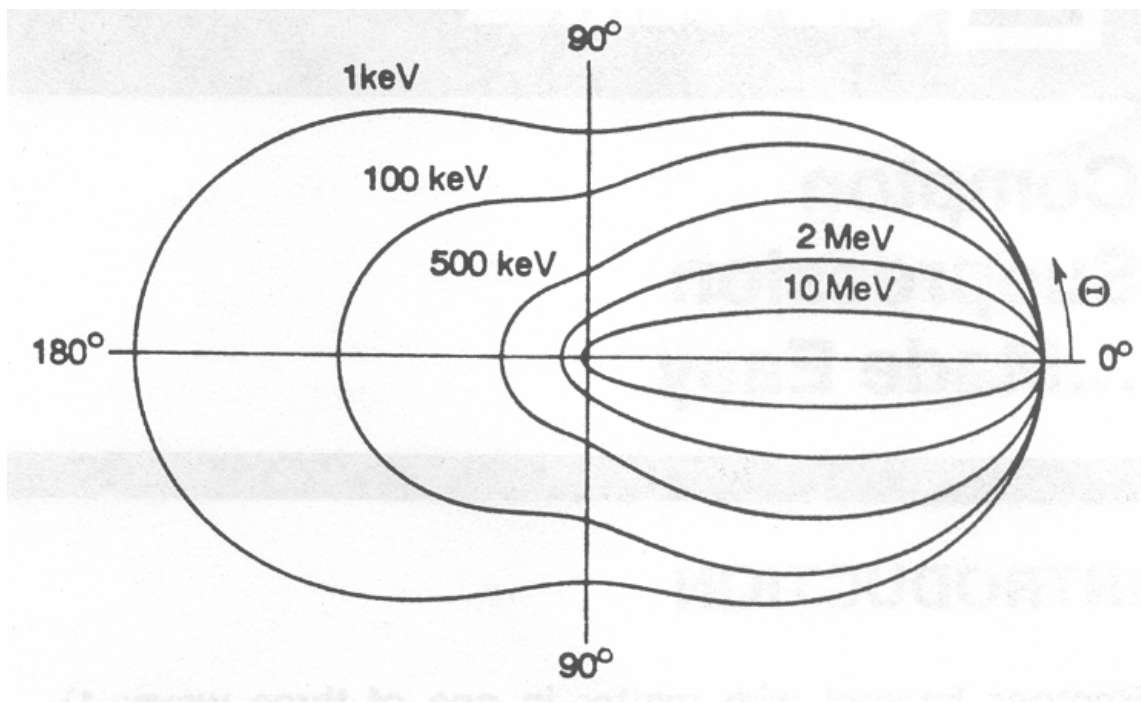
Debljina scintilatora mora biti dovoljna da sa velikom verovatnoćom zaustavi rasejane fotone. Za energije upadnih fotona od 1.5 MeV, pri uglu rasejanja od  $45^\circ$  da bi se rasejani fotoni apsorbirali sa verovatnoćom od 99% potrebna je debljina sloja NaI od 185 mm. Najčešća izvedba scintilacionog zaštitnog detektora je u obliku cevi sa debelim zidovima u koju je sa jedne strane uvučen Ge detektor. Takav oblik detektora naziva se anulus, a u otvor nasuprot Ge detektoru uvlači se standardni scintilacioni detektor, koji se naziva detektor-čep.

Izvor unutar ovog sistema ne postavlja se na sredini šupljine anulusa Sl. 35. Razlog tome je veća verovatnoća Komptonovog rasejanja unapred ( u smeru upadnog fotona ), što sve više dolazi do izražaja sa povećanjem energije upadnog fotona Sl.36., pa će u smeru od izvora prema Ge detektoru biti više rasejanih fotona . Pored toga, energija fotona rasejanih unapred je veća od onih koji su rasejani unatrag . Imajući navedene činjenice u vidu, može se zaključiti da je u smeru unapred potrebna veća debljina zaštitnog detektora koja će stajati na putanji rasejanih fotona.



Sl.35. Anularni detektor i detektor-čep

Najznačajnija osobina sistema sa potiskivanjem komptonki rasejanih fotona je faktor za koji se redukuje Komptonov kontinuum u aktivnom modu, tzv. faktor komptonskog potiskivanja. On opada sa debljinom apsorbira između Ge i scintilacionog detektora , pa zato kapa Ge detektora i mrtvi sloj trebaju biti što tanji. Faktor komptonskog potiskivanja kod dobro dizajniranih sistema iznosi od 8 do 10. Odnos vrha prema Komptonovoj granici može da bude preko 900.



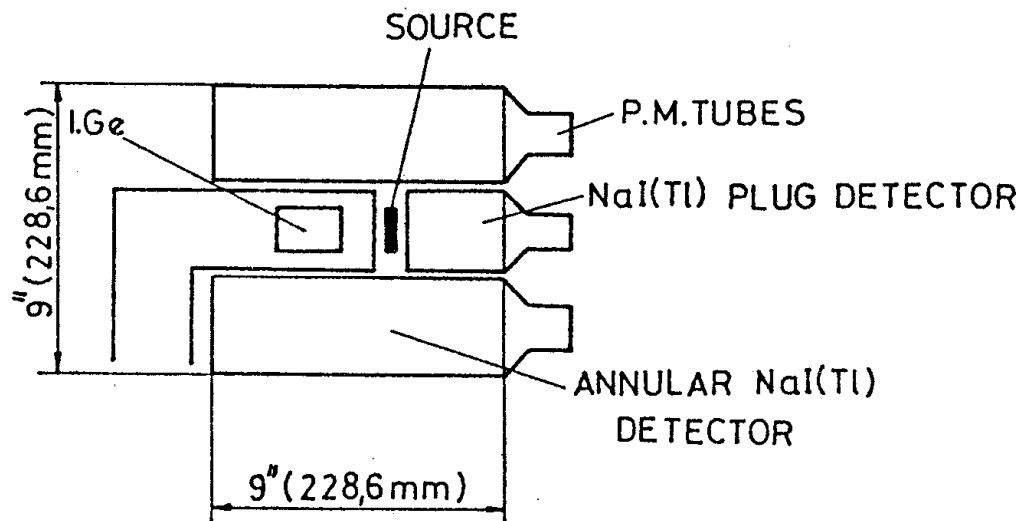
Sl. 36. Verovatnoća rasejanja fotona u funkciji ugla rasejanja za razne energije upadnih fotona

Najveći nedostatak sistema sa komptonским potiskivanjem predstavlja odbacivanje događaja koji daju doprinos vrhu pune energije u slučajevima kada šema raspada sadrži prelaze u kaskadama, što je relativno česta pojava. Tada se odbacivanje jednog događaja iz kaskade okida drugim događajem u kaskadnom prelazu. Ovo se može razmotriti na primeru Co-60, gde se fotoni od 1332.5 keV i 1173.2 keV javljaju koincidentno. Naime, ako se foton od 1332.5 keV apsorbira u Ge, a foton od 1173.2 keV u NaI, okida se potiskivanje 1332.5 keV u spektru Ge. Što je veći faktor komptonskog prigušenja, utoliko je brzina brojanja u vrhovima koji potiču iz kaskada u spektru Ge manja. Ovo dovodi do pogoršanja MDA (minimalna detektabilna aktivnost) za radionuklide sa kaskadama i do nekoliko puta. Međutim, za radionuklide sa gama zracima bez kaskada, kakav je npr. Cs-137, sniženje kontinuuma može poboljšati MDA za isti faktor. Treba ponovo istaći činjenicu da sistem sa potiskivanjem komptonски rasejanih fotona deluje i kao aktivni štit od kosmičkih zraka, pošto kosmičke čestice okidaju scintilacioni detektor pre nego što dospeju u Ge detektor.

## 2.1.1 Karakteristike aktivno šticehog HPGe spektrometra primenom NaI( TI ) detektora na DFNS

Iako se anularni detektor može koristiti kao aktivna zaštita od zračenja kosmičkog i zemaljskog porekla, ovakav tip niskofonske zaštite ređe se koristi. Osnovni razlog za to predstavlja relativno visok nivo aktivnosti samih scintilacionih detektora. Optimiziranje funkcionisanja Ge detektora zaštićenog pomoću NaI(Tl) stavljanjem akcenta na komptonско prigušenje, odnosno na prigušenje pozadinskog zračenja nameće očekivana brzina brojanja i odgovarajuće vreme merenja. Komptonско prigušenje uobičajeno se predviđa kada su velike brzine brojanja neizbežne ( aktivnost ispitivanog uzorka visoka) i kada su vremena merenja kratka, dok je prigušenje pozadinskog zračenja potrebno kada je brzina brojanja mala i kada je vreme merenja dugo. Prateća elektronika koja se koristi kod niskofonskih merenja mora zbog toga ispunjavati zahteve ekstremno visoke stabilnosti i reproducibilnosti. Dakle, za ovu svrhu mora se pažljivo odabrati odgovarajuće koincidentno kolo.

U ranije pomenutu gvozdenu zaštitu ( debljina zidova 25 cm, unutrašnja zapremina 1 m<sup>3</sup> ) postavljen je NaI(Tl) detektor za zaštitu HPGe detektora . Zaštitni detektor je Bicon 9HW9/(6)2L, šematski prikazan na Sl.37, dok je njegov realan izgled dat na Sl.38. Sastoji se od anularnog detektora i detektora čepa, koji zajedno čine sistem čiji se svetlosni impulsi sakupljaju i pojačavaju pomoću 7 ( 6+1 ) fotomultiplikatora. Podešavanjem visokonaponskih napajanja i stepena pojačanja, optimalno su usklađena pojačanja svih fotomultiplikatorskih cevi. Signali sa njih se sabiraju i vode na prepojačavač Canberra 2005 .



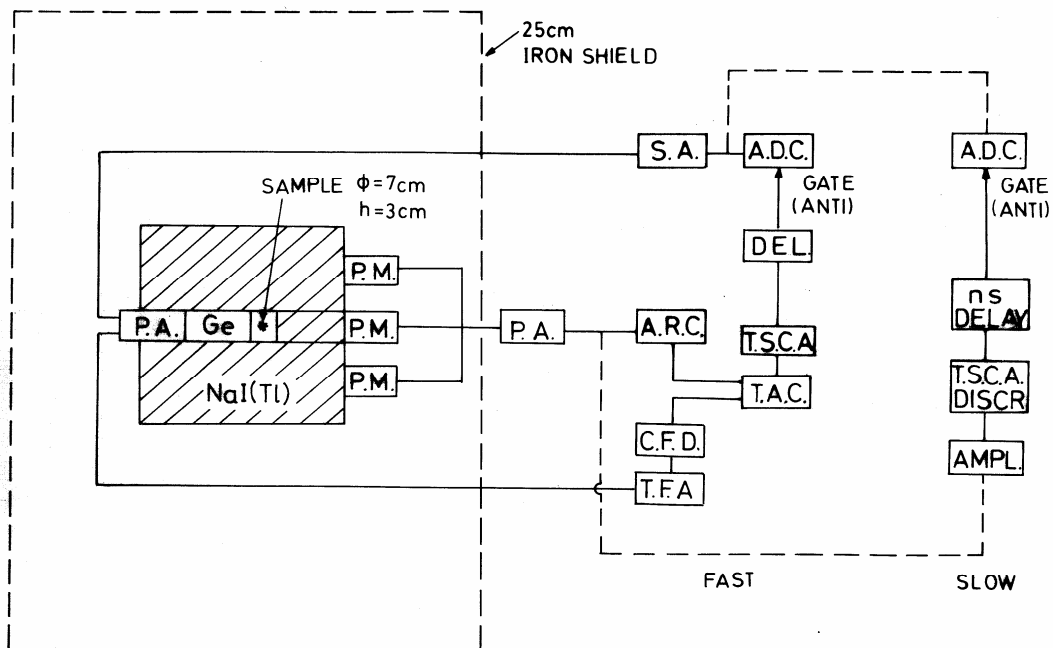
Sl. 37. Šematski prikaz NaI(Tl) detektora Bicon 9HW9/(6)2L.





Sl.38. Realan izgled anularnog detektora

Da bi se mogla realizovati serija merenja dvostrukih  $\beta$  raspada [28], detaljno su morale biti proučene karakteristike prigušivanja fona HPGe detektora zaštićenog pomoću NaI(Tl) i na odgovarajući način optimizirani parametri koincidentnih kola. Eksperimentalna postavka je šematski prikazana na Sl.39 [29].



Sl.39. Šema HPGe spektrometra sa zaštitom

U slučaju detektora koji nisu smešteni duboko pod zemljom, antikoincidentno dejstvo aktivne zaštite mora sa visokom efikasnošću biti pokretano događajima kosmičkog porekla koji ostavljaju velik iznos energije u zaštitnom detektoru (i preko 10 MeV). Sa druge strane, gama zraci iz okoline koji se komptonски raseju u zaštitnom detektoru i koji posle dolaska u Ge detektor doprinose fonu u njegovom spektru, često ostavljaju male energije u zaštitnom detektoru, što onda zahteva visoku efikasnost antikoincidentnog okidanja u oblasti vrlo niskih energija NaI(Tl) spektra ( na nivou od 1 keV).

Najpre je testirano brzo koincidentno kolo. Ovo kolo, nazvano "fast", prikazano je na Sl.39. Sve elektronske komponente su NIM jedinice proizvođača "Canberra". Gama-zraci  $^{241}\text{Am}$  od 59.5 keV davali su impulse od 60 mV iz prepojačavača 2005, tako da je približni kalibracioni faktor za signale iz prepojačavača bio  $1 \text{ mV} \leftrightarrow 1 \text{ keV}$ . Tako je 20 mV visok šum prepojačavača, koji je rezultirao od objedinjenih izlaza 7 fotomultiplikatorskih cevi, prekrivao NaI(Tl) spektar do oko 20 keV, što je relativno visoko da bi zaštitno dejstvo od gama zraka iz okruženja bilo efikasno. Poboljšanje odnosa signal/šum u ovoj oblasti kao i diskriminacija šuma na što nižem nivou bio je osnovni problem u podešavanju brzog koincidentnog kola. Najbolji rezultati postignuti su sa modulom 1427 ARC koji je prigušivao šum sve do 4 keV, omogućujući oko 50% prolaza signala na 1 keV do 2 keV iznad ovog nivoa šuma. Vreme razlaganja brzog koincidentnog kola ( $2\tau$ ) je bilo oko 9 ns, sa karakterističnim "repom" raspodele uzrokovanim značajnijim kašnjenjem signala Ge detektora u odnosu na signale NaI(Tl). Da bi se prihvatili ovi sporiji koincidentni događaji, na TAC modulu ( Time to Amplitude Converter ) korišćen je vremenski opseg od 1  $\mu\text{s}$ .

Zatim je testirano koincidentno kolo nazvano "slow", koje je takođe prikazano na Sl.39. Impulsi iz NaI(Tl) su maksimalno pojačani (3k) spektroskopskim pojačavačem 2021 sa konstantom za uobličavanje signala od 0.25  $\mu\text{s}$ . Pri pojačanju 300 amplituda gama zraka od 59.5 keV je iznosila oko 6 V ( $0.1 \text{ V} \leftrightarrow 1 \text{ keV}$ ), što znači da je pri pojačanju od 3k kalibracija bila približno  $1 \text{ V} \leftrightarrow 1 \text{ keV}$ . Na taj način impulsi iznad 10 keV dovedeni su do zasićenja kod 10 V, dok šum dostiže samo do oko 1 keV ( $\sim 1 \text{ V}$ ). Tako je diskriminator mogao da odseca šum sa velikom stabilnošću i efikasnošću. Bipolarni impulsi koji stižu iz pojačavača u diskriminator se analiziraju u cross-over modu, dok su *gate* signali uz pomoć odgovarajućeg kašnjenja postavljeni na sredinu fiksnog 20  $\mu\text{s}$  širokog perioda otvaranja ADC 8075 ( zakašnjeni mod detekcije pika ). Time je omogućeno odbacivanje signala ADC-a ( poreklom iz Ge detektora ) kad god se on preklopi sa odgovarajućim *gate* signalom dovedenim na GATE ulaz ADC-a koji radi u antikoincidentnom režimu.

Intenziteti najistaknutijih linija iz fona dobijeni u različitim modovima rada HpGe–NaI(Tl) sistema prikazani su u Tab.29. Upoređujući prvu i drugu kolonu vidimo da je sam NaI(Tl) zaista slaba pasivna zaštita. Njegovo prisustvo praktično ne utiče na intenzitete linija uranijumove serije, dok su intenziteti linija koje potiču iz torijumove serije i od  $^{40}\text{K}$  čak uvećane, što ukazuje na prisustvo radionečistoća unutar komponenti scintilacionog detektora. Jedino je intenzitet gama zraka od 661.6 keV iz  $^{137}\text{Cs}$  značajno smanjen - oko 4 puta.

Najprigušenija u aktivnom modu je anihilaciona linija. "Slow" kolo smanjuje njen intenzitet oko 20 puta.

Tabela.29. Intenziteti najznačajnijih linija fona: **a** – HPGe bez NaI(Tl), vreme merenja  $t = 580$  ks; **b** – HPGe sa NaI(Tl) pasivno, vreme merenja  $t = 257$  ks; **c** – HPGe sa NaI(Tl) - aktivno kolo "fast", vreme merenja  $t = 233$  ks; **d** – HPGe sa NaI(Tl) - aktivno kolo "slow", vreme merenja  $t = 512$  ks,  $R = b/d$  – faktor redukcije. Celokupan detekcioni sistem u svim varijantama rada smešten je unutar Fe zaštite sa debljinom zidova 25 cm.

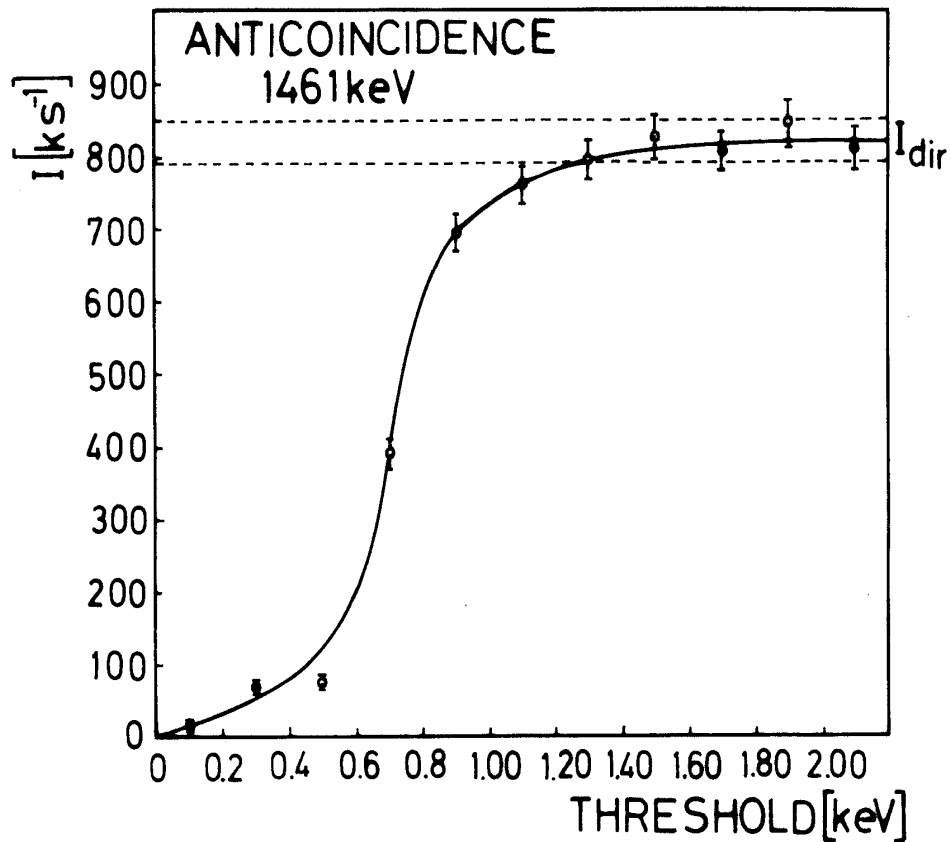
<b>E (keV)</b>	<b>nuklid/potomak</b>	<b>a (c / ks)</b>	<b>b (c/ks)</b>	<b>c (c/ks)</b>	<b>d (c / ks)</b>	<b>R (b/d)</b>
63.288(18)	<sup>238</sup> U/ <sup>234</sup> Th	1.41(15)	2.1(3)	2.22(17)	1.85(17)	1.13(19)
74.89(10)	BiK $\alpha$ 2+Pb K $\alpha$ 2	2.78(19)	1.72(27)	1.67(20)	1.75(14)	0.98(17)
77.107(5)	BiK $\alpha$ 1	3.13(19)	3.6(3)	2.92(24)	2.87(17)	1.25(13)
87.190(5)	BiK $\beta$ 1'	1.32(23)	1.41(22)	1.1(3)	0.65(17)	2.2(7)
90.04(10)	ThK $\alpha$ 2+BiK $\beta$ 2'	0.80(21)	1.20(22)	0.57(27)	0.57(18)	2.1(8)
92.56(25)	<sup>238</sup> U/ <sup>234</sup> Th	5.3(5)	7.2(4)	6.7(6)	6.3(4)	1.14(10)
143.9(2)	<sup>235</sup> U/( <sup>235</sup> U+ <sup>223</sup> Ra)	1.13(15)	0.93(21)	0.8(2)	0.77(9)	1.2(3)
185.9(2)	<sup>238</sup> U/ <sup>226</sup> Ra	4.3(4)	5.9(4)	5.86(27)	4.85(20)	1.22(10)
238.578(4)	<sup>232</sup> Th/ <sup>212</sup> Pb	4.27(18)	9.1(4)	8.5(3)	7.1(3)	1.28(8)
241.92(3)	<sup>238</sup> U/ <sup>214</sup> Pb	2.61(14)	1.56(22)	0.6(4)	0.85(11)	1.8(4)
295.091(24)	<sup>238</sup> U/ <sup>214</sup> Pb	5.56(16)	2.4(3)	2.41(16)	1.99(8)	1.21(16)
351.87(4)	<sup>238</sup> U/ <sup>214</sup> Pb	9.15(24)	4.43(22)	4.24(15)	3.05(24)	1.45(14)
511	ANIHIL	<b>14.55(25)</b>	<b>13.5(5)</b>	<b>1.10(9)</b>	<b>0.60(6)</b>	<b>23(2)</b>
583.022(22)	<sup>232</sup> Th/ <sup>208</sup> Tl	1.43(11)	2.92(24)	0.80(7)	0.68(4)	4.3(4)
609.311(13)	<sup>238</sup> U/ <sup>214</sup> Bi	8.89(16)	3.87(19)	1.26(13)	0.93(6)	4.2(3)
661.660(3)	<sup>137</sup> Cs	2.11(9)	0.24(11)	0.36(6)	0.34(3)	0.7(3)
727.25(5)	<sup>232</sup> Th/ <sup>212</sup> Bi	0.26(12)	0.69(29)	0.27(8)	0.25(10)	3(2)
768.350(15)	<sup>238</sup> U/ <sup>214</sup> Bi	0.68(10)	0.49(12)	0.15(5)	0.052(25)	9(5)
911.16(3)	<sup>232</sup> Th/ <sup>228</sup> Ac	0.74(8)	1.92(14)	1.36(9)	1.16(5)	1.65(14)
1001.00(3)	<sup>238</sup> U/ <sup>234</sup> Pa	0.31(4)	0.48(9)	0.54(6)	0.47(4)	1.02(21)
1120.273(18)	<sup>238</sup> U/ <sup>214</sup> Bi	1.53(9)	1.00(10)	0.40(5)	0.291(27)	3.4(5)
1460.832(10)	<sup>40</sup> K	1.43(7)	4.78(28)	4.60(17)	4.07(17)	1.17(8)
1764.490(22)	<sup>238</sup> U/ <sup>214</sup> Bi	1.07(7)	0.89(9)	0.76(27)	0.52(4)	1.71(22)

Intenziteti kontinuumu za jedinične intervale centrirane oko različitih energija predstavljeni su u Tab.30. Primećuje se da "slow" mod daje u proseku 20% bolje rezultate nego "fast" mod. Ako izuzmemo najniže energije, kolo "slow" prigušuje kontinuum za red veličine, a ukupna brzina brojanja u energijskom intervalu od 50 keV do 2 MeV smanjena je 6.5 puta.

Tab.30. Intenziteti komptonskog kontinuuma za različite režime rada. Navedene energije su srednje vrednosti odabranih intervala. Ukupna brzina brojanja ( "total" ) odnosi se na interval od 50 keV do 2 MeV. **a**, **b**, **c**, **d** i **R** su isti kao u Tabela.29..

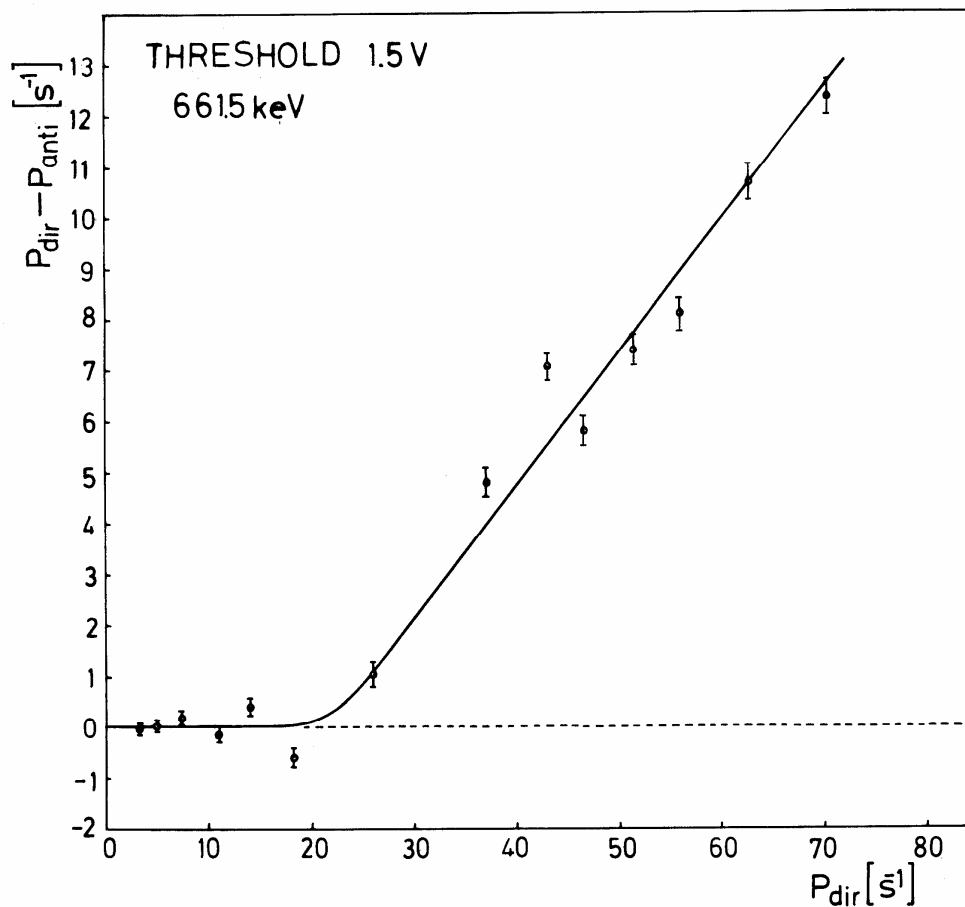
<b>E</b> <b>(keV)</b>	<b>a</b> <b>[(c/ks)/</b> <b>keV]</b>	<b>b</b> <b>[(c/ks)/</b> <b>keV]</b>	<b>c</b> <b>[(c/ks)/</b> <b>keV]</b>	<b>d</b> <b>[(c/ks)/</b> <b>keV]</b>	<b>R (b/d)</b>	<b>R(a/d)</b>
53.4	3.625(25)	2.46(3)	0.817(19)	0.669(11)	3.68(7)	5.42(10)
130.6	4.85(3)	2.163(29)	0.406(13)	0.352(9)	6.14(18)	13.8(4)
273.5	1.994(13)	1.668(25)	0.209(9)	0.160(6)	10.4(4)	12.5(5)
420.3	0.893(9)	0.863(18)	0.113(7)	0.079(4)	10.9(6)	11.3(6)
690.4	0.335(5)	0.406(12)	0.054(5)	0.0388(27)	10.5(8)	8.6(6)
1050.2	0.171(4)	0.202(11)	0.0189(29)	0.0170(18)	11.9(14)	10(4)
1610.4	0.0792(26)	0.079(6)	0.0105(23)	0.0059(12)	13.4(29)	13(3)
2010.1	0.0594(22)	0.061(6)	0.0029(20)	0.0023(10)	26.5(118)	26(11)
<b>Total</b>	<b>a (c / s)</b>	<b>b (c / s)</b>	<b>c (c / s)</b>	<b>d (c / s)</b>	<b>R (b / d)</b>	<b>R(a / d)</b>
	<b>1.5793(16)</b>	<b>1.1832(26)</b>	<b>0.2246(10)</b>	<b>0.1853(6)</b>	<b>6.38(21)</b>	<b>8.523(29)</b>

U "slow" modu je testirana zavisnost brzine brojanja od nivoa diskriminatora, kao i zavisnost gubitaka u brzini brojanja od jačine izvora. Prvi od ovih testova izveden je sa 47.2 g KCl postavljenim na predviđeno mesto za uzorke.. Zavisnost antikoincidentne brzine brojanja na 1461 keV od nivoa diskriminatora prikazana je na Sl.40. Vidi se da antikoincidentna brzina brojanja dostiže zasićenje kod oko 1.4 keV, kada nivo diskriminatora napušta oblast šuma. .Tada brzina brojanja ima vrednost koja se registruje i u direktnom režimu merenja ( bez aktivnog štita ). Za sva merenja prikazana u Tab.29 i Tab.30, primenjen je nivo praga od 1.5 keV (1.5 V).



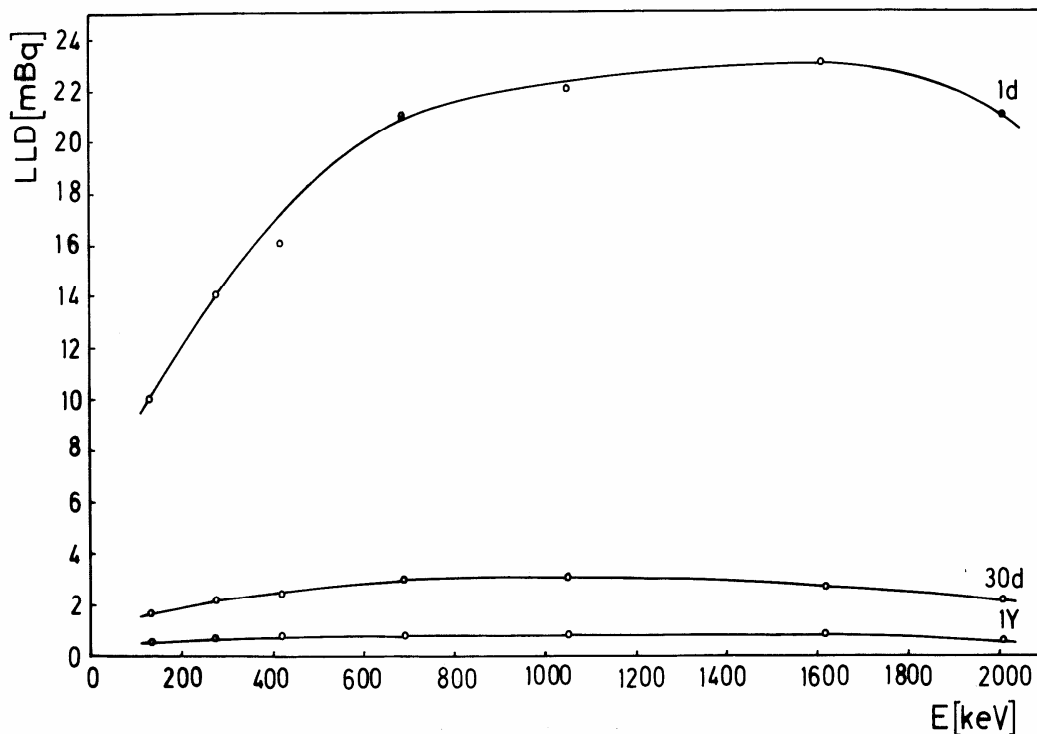
Sl.40. Zavisnost antikoincidentne brzine brojanja od nivoa diskriminatora sa KCl na mestu uzorka.

U drugom testu merene su direktna i antikoincidentna brzina brojanja za liniju od 661.6 keV iz izvora <sup>137</sup>Cs od 10 μCi. Brzina brojanja je varirana menjanjem rastojanja do detektorskog sistema, pri čemu je detektor-čep bio uklonjen. Rezultati prikazani na Sl.41. pokazuju da su gubici u brzini brojanja zanemarivi za brzine brojanja manje od 20 c/s. To je daleko više i od ukupne fonske brzine brojanja Ge detektora u Fe štitu ( 1.6 c/s ), tako da je ostavljeno dovoljno potencijala za antikoincidentno merenje niskih aktivnosti, bez narušavanja efikasnosti detekcije sistema.. Za jače izvore aktivna zaštita ionako nije potrebna.



Sl.41. Direktne i antikoincidentne brzine brojanja za liniju od 661.6 keV iz izvora  $^{137}\text{Cs}$  od  $10 \mu\text{Ci}$ . Brzina brojanja je varirana promenom rastojanja od izvora do sistema HPGe-NaI(Tl).

Granice detekcije sistema u “slow” modu za linije na fonskom kontinuumu, izračunate prema [30], prikazane su na Sl.42. za različita vremena merenja. Ove vrednosti se mogu uporediti sa rezultatima [31], gde je testiran sistem sličan ovde opisanom. Njihova vrednost od oko 2.2 mBq za vreme merenja od 1.8 dana deluje superiorno u odnosu na našu vrednost. Ipak njihov najveći uzorak ima zapreminu svega  $3.1 \text{ cm}^3$ , a kod nas je ta vrednost  $137 \text{ cm}^3$ , pa je za materijal iste specifične aktivnosti ukupna aktivnost kod nas 44 puta veća. Tako je efektivna granica detekcije našeg sistema znatno niža nego kod sistema iz [31].



Sl.42. Granice detekcije opisanog sistema sa radom u "slow" modu za linije na kontinuumu spektra fona za različita vremena merenja.

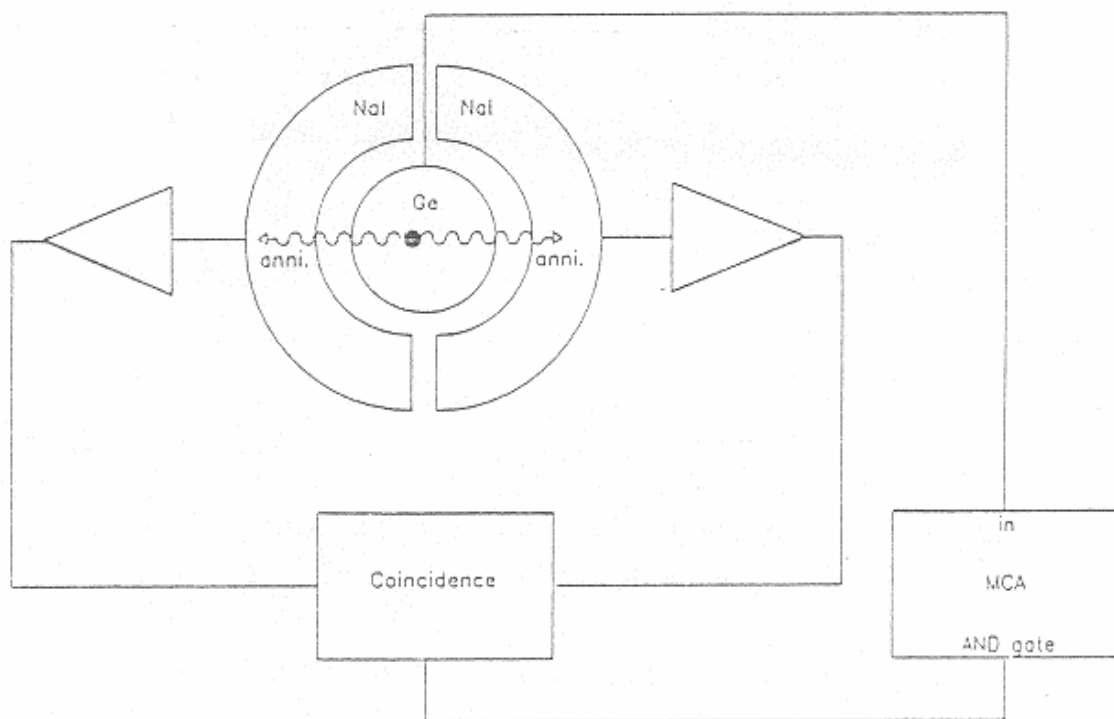
Ukupna vrednost odbroja fona u antikoincidentnom sistemu za energijski interval od 50 keV do 2 MeV iznosi 0.185 c/s. Dakle, aktivnom zaštitom pomoću NaI(Tl) redukovana je integralni fon za faktor 6.5, dok je za Komptonov kontinuum faktor redukcije veći od 10.

## 2.2 Par-spektrometar

Kada je potrebno analizirati visokoenergetske gama zrake ( $E > 2000$  keV), kao što su gama zraci generisani u interakciji neutrona sa metom, korišćenje par-spektrometra rezultira redukcijom komptonskog kontinuumu i drugog neželjenog fonskog zračenja. Takođe, foto pik i *single escape* pik (pik jednostrukog izbegavanja) će biti potisnuti, dok *double escape* pik (pik dvostrukog izbegavanja) postaje sada jedina korisna signatura detektovanog gama zraka.

Dva anihilaciona gama kvanta emitovana u suprotnim smerovima (pod uglom od  $180^\circ$ ) detektuju se u NaI (Tl) anularnom detektoru podeljenom u dva (ili četiri) segmenta koji okružuju Ge detektor (Sl.43.). Koicidentni uslovi su postavljeni između ova dva anihilaciona kvanta sa jedne strane i *double escape* pika sa druge strane tako da se

registruju samo oni impulsi Ge detektora koji odgovaraju *double escape* piku ( $E_\gamma - 2 E_{ANN}$ ). Na taj način se odbacuju fotopik, komptonski događaji i *single escape* događaji ( $E_\gamma - E_{ANN}$ ).



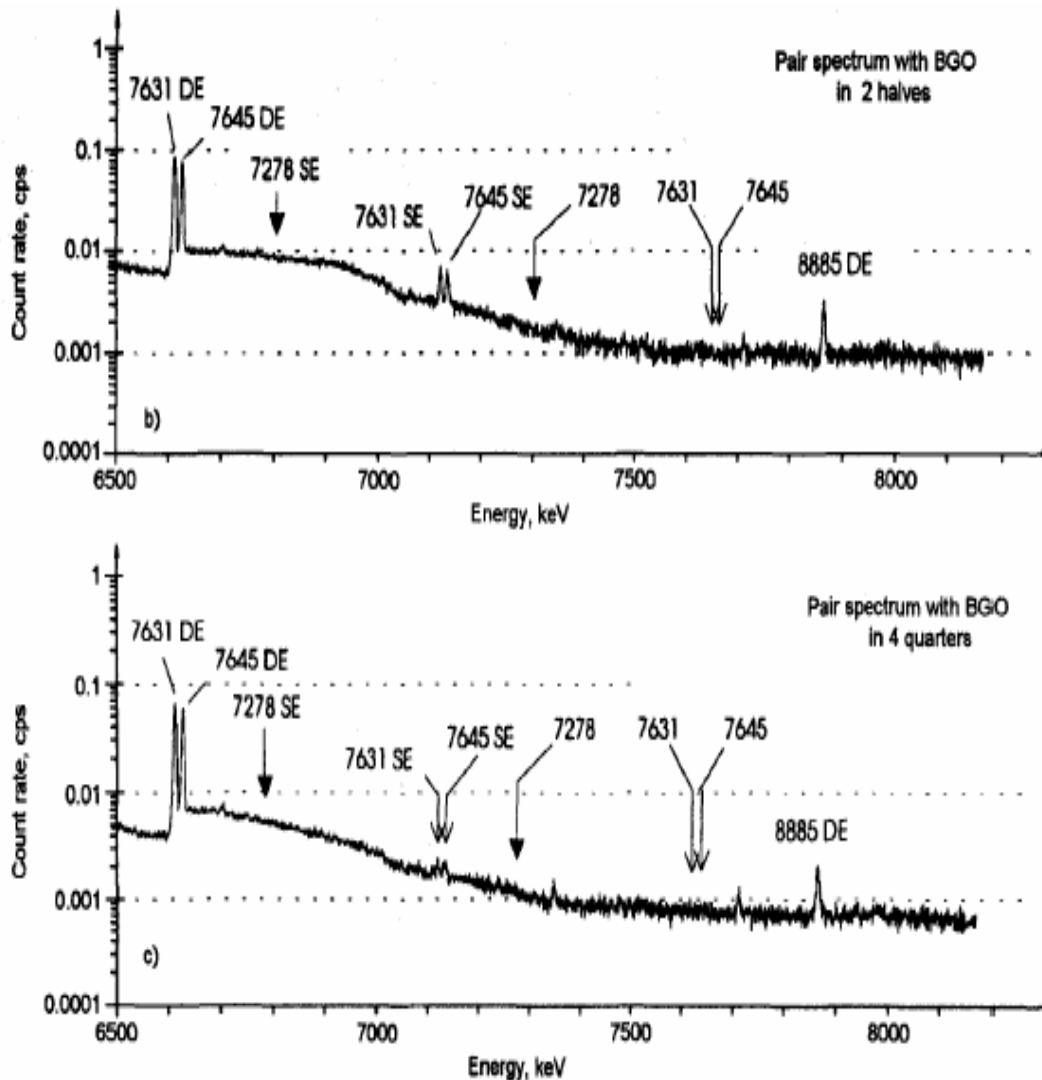
Sl.43. Šematski prikaz par-spektrometra

## 2.3 Primeri par-spektara

Kao scintilacioni detektori koji okružuju Ge detektor mogu se umesto NaI ( Tl ) upotrebiti BGO detektori ( bizmut germanat -  $\text{Bi}(\text{GeO}_4)_3$  ). Iako je scintilaciona konverzionna efikasnost ( svetlosni prinos ) bizmut germanata niska u poređenju sa NaI ( Tl ), znatno veća gustina ovog materijala daje mu mnogo veću zaustavnu moć.

Primeri par-spektara koji su dobijeni pomoću 2 BGO segmenta ( gornji spektar ) i 4 BGO segmenta ( donji spektar ) postavljenih oko Ge detektora [ 32 ] prikazani su na Sl.44. Uočljivo je da se odnos intenziteta vrhova dvostrukog i jednostrukog izbegavanja povećava sa oko 20 na 100 kada se koriste kvadranti umesto polovina, što daje izuzetno čist par-spektar ( donji spektar ) praktično samo sa vrhovima dvostrukog izbegavanja.





Sl.44. Par-spektri u regionu dubleta 7631 keV - 7645 keV ( $^{57}\text{Fe}$ ) iz prirodnog uzorka sa sadržajem gvožđa. Gornji spektar- dobijen pomoću 2 BGO segmenta; donji spektar-dobijen pomoću 4 BGO segmenta

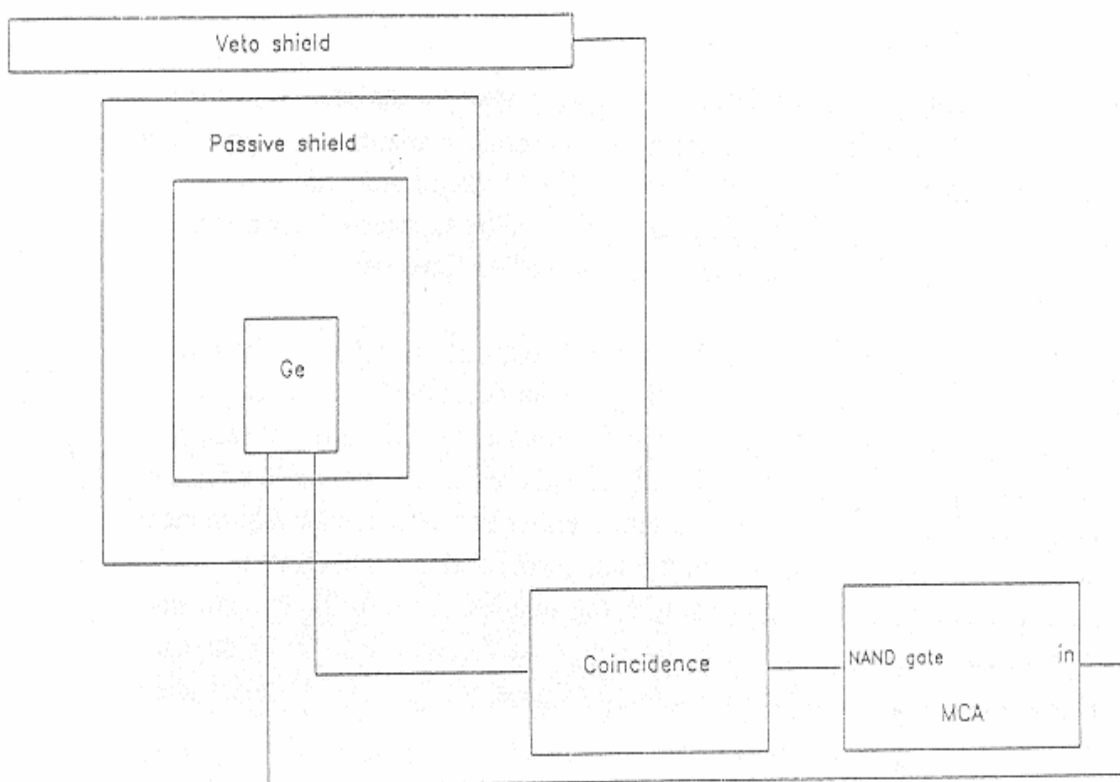
## 2.4 Detektorski sistem sa veto detektorima

Visokoenergetske čestice kosmičkog zračenja prodirući do aktivne zapremine detektora doprinose fonskom spektru. Ovaj efekat može biti drastično redukovan putem aktivnog veto detektora u vidu plastičnog scintilatora koji okružuje Ge detektor i njegovu pasivnu zaštitu.

Svaka čestica koja dospeva do osnovnog detektora stupa u interakciju sa veto scintilatorom tako da svi koincidentni impulsi između Ge detektora i plastičnog scintilatora mogu biti eliminisani pomoću adekvatnog antikoincidentnog kola ( Sl.45. ). Dizajn veto štita treba da omogući optimalno sakupljanje svetlosti iz scintilacionog materijala. On mora biti postavljen sa spoljne strane pasivnog štita kako ne bi "video"

gama zrake emitovane od strane ispitivanog uzorka, kreirajući deformisan spektar usled odbacivanja koincidentnih gama zraka. Idealno, veto štit takođe ne treba da vidi gama zrake iz okruženja. Inače, suviše veto događaja bi redukovalo živo vreme germanijumskog detektora zbog velikog broja slučajnih koincidencija između Ge detektora i veto štita.

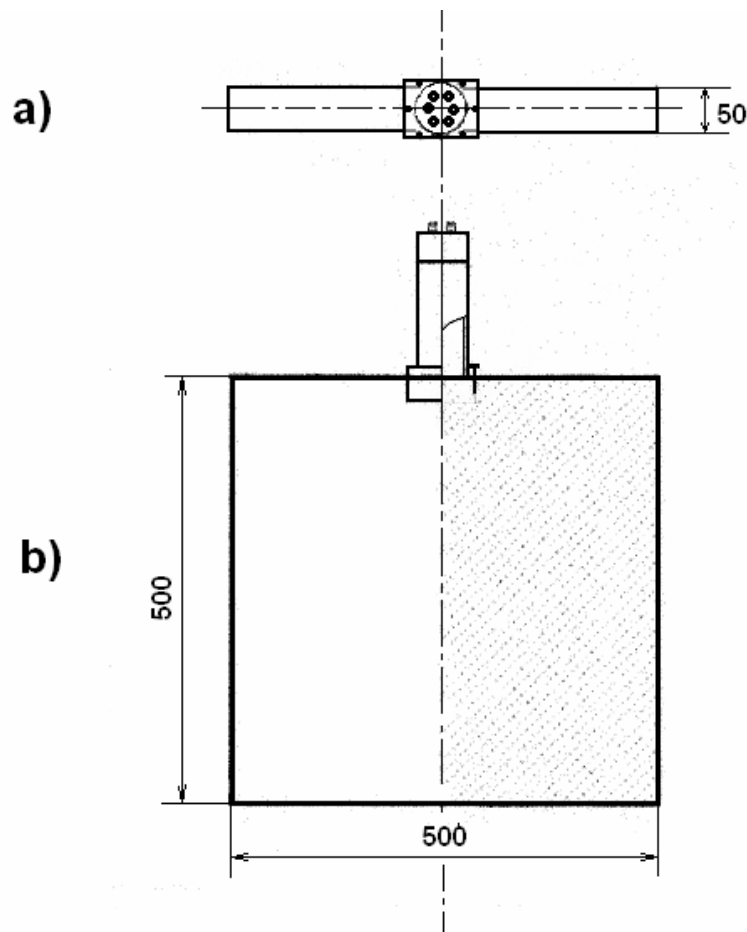
Mrtva vremena duga nekoliko desetina  $\mu$ s po veto događaju će doprineti redukovanju " zakasnelih " fonskih komponenti.



Sl.45. Šematski prikaz kosmičkog veto štita

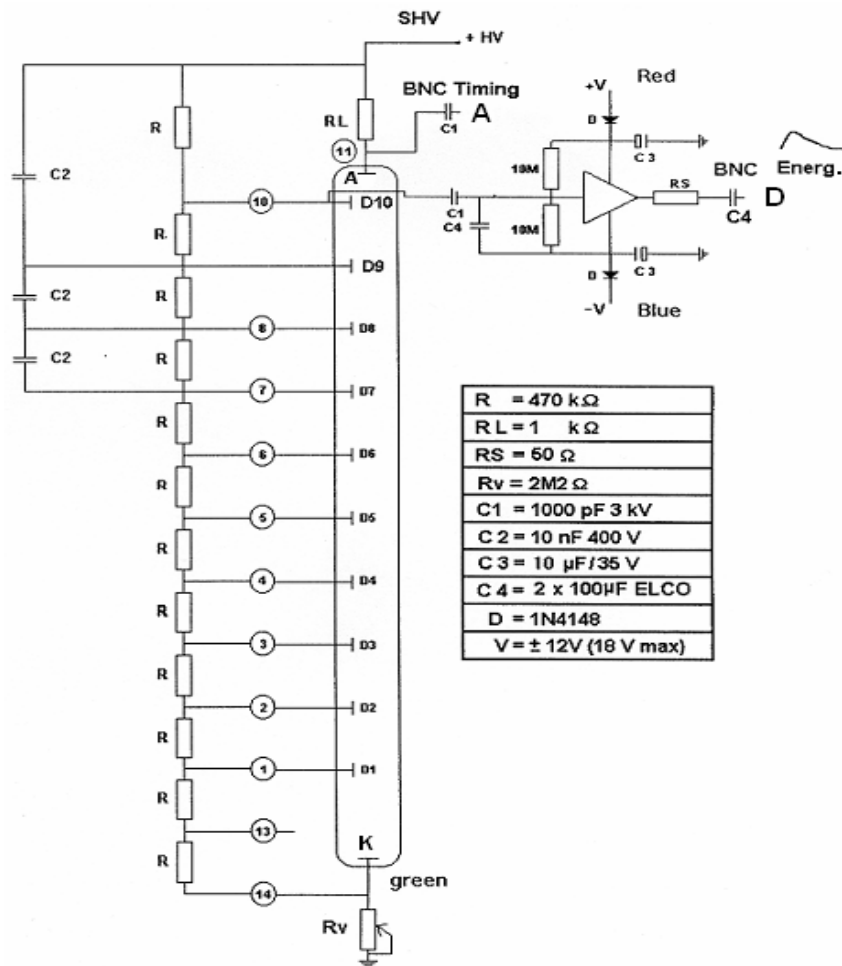
## 2.4.1 Veto sistem germanijumskog spektrometra na Departmanu za fiziku u Novom Sadu

Realizacija aktivne zaštite za HPGe GMX detektor koji je smešten unutar ranije opisanog pasivnog Pb štita sa unutrašnjim slojevima Sn i Cu započela je nabavkom 6 plastičnih scintilacionih detektora tipa R500\*50B500/2-E2-P-X poznatog svetskog proizvođača SCIONIX, Holandija. Scintilacioni materijal svakog od ovih detektora je polistiren (monomer  $C_6H_5CH = CH_2$ ,  $\rho = 1.032 \text{ g/cm}^3$ ) koji je obložen refleksionim slojem preko koga se nalazi neprozirni sloj crne vinil-folije. Scintilacioni detektor ima oblik pravouglog paralelepipeda sa kvadratnom osnovom površine  $(0.5 \times 0.5) \text{ m}^2$  i debljinom  $0.05 \text{ m}$  (Sl.46.), što znači da masa scintilacionog materijala jednog detektora iznosi  $12.9 \text{ kg}$ .



Sl.46. Pogled spreda (a) i odozgo (b) na plastični scintilacioni detektor

Scintilacioni detektor sadrži jedan 2-inčni fotomultiplikator tipa ETL 9266 u aluminijumskom cilindričnom kućištu. Delitelj napona fotomultiplikatora je prikazan šematski na Sl.47.

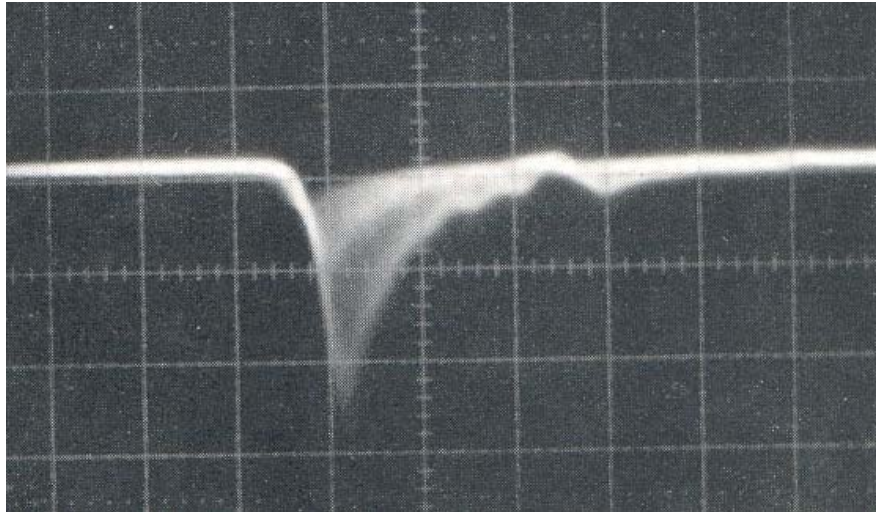


Sl.47. Delitelj napona. Odgovarajući direktni anodni izlaz obeležen je sa "A", dok je izlaz sa unutrašnjeg pretpojačavača obeležen sa "D" ( pojačan signal sa desete dinode za vođenje u spektroskopski pojačavač ; ~ 10  $\mu\text{s}$  vreme opadanja impulsa)

Izgled svih konektora na bazi fotomultiplikatora vidljiv je na Sl.49. Pored BNC konektora anodnog ( "brzog" ) i pretpojačavačkog ( "sporog" ) izlaza postoje i dva visokonaponska priključka , kao i LEMO priključak za napajanje internog pretpojačavača ( +12 V/-12 V ). Fino podešavanje napona između katode i anode , a time i visine izlaznog impulsa moguće je promenom otpora promenljivog otpornika pomoću odgovarajućeg zavrtnja (HV adj. ).

Stabilisani visoki napon koji se dovodi na fotomultiplikator je od + 1000 V do + 1300 V. Prema proizvođačkoj specifikaciji , visoki napon od +1200 V proizvodi signal na anodnom izlazu od  $- 70 \text{ mV}$  i signal na izlazu pretpojačavača od  $+ 75 \text{ mV}$  ( 50  $\Omega$  izlazna impedanca ) pri energiji upadnih fotona od 662 keV. Kosmičko zračenje generiše impulse visine 3 do 5 V .

Tipičan izgled anodnih signala iz plastičnog scintilatora [ 33 ] prikazan je Sl.48.



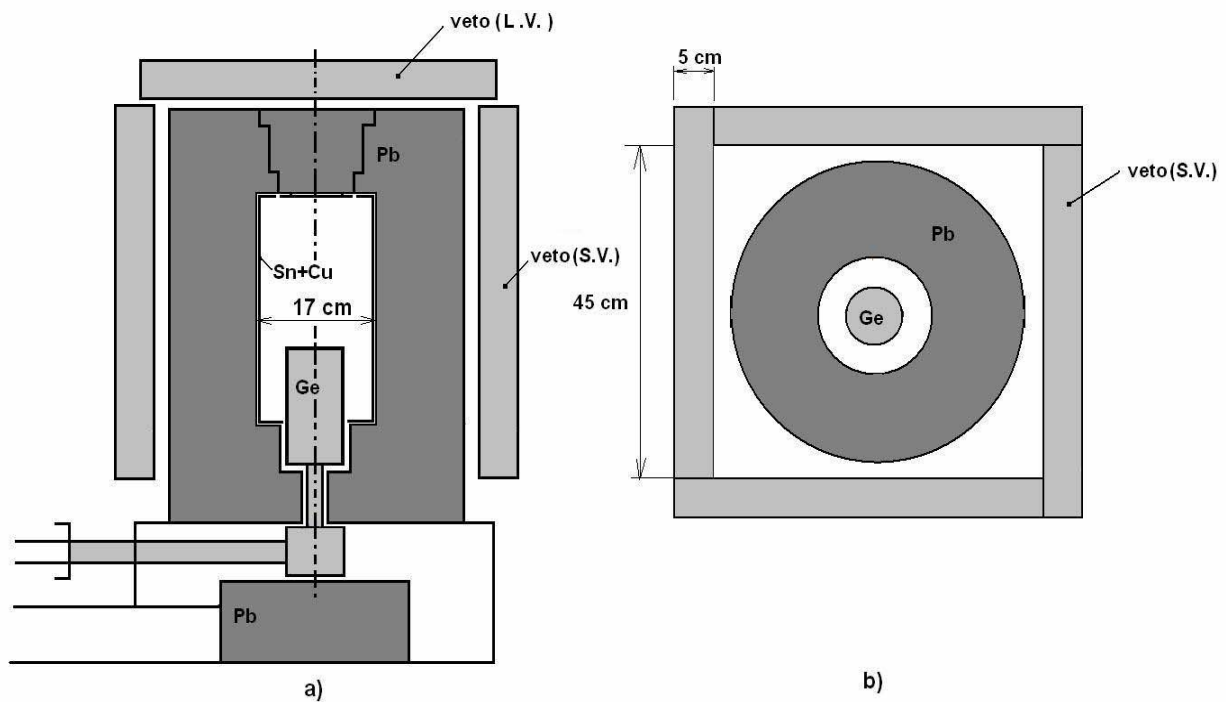
Sl. 48. Anodni signali iz plastičnog scintilatora. Vertikalna skala 0.2 V/pod.; horizontalana skala 10 ns/pod.



Sl.49. Konektori baze fotomultiplikatora

Da bi aktivna zaštita bila što efikasnija, pasivni cilindrični Pb štiti je opkoljen bočno sa 4 veto detektora ( Side Veto - S.V. ) i jednim detektorom sa gornje strane "donji veto" ( Lower Veto - L.V. ) postavljenim horizontalno [ 34 ]. Ovaj detektor se nalazi na šinama tako da može da klizi po njima i pomera se u stranu kada je potrebno otvoriti pasivni štiti radi postavljanja uzorka za merenje. Preostali, šesti veto detektor "gornji veto" ( Upper Veto -U.V. ) smešten je u horizontalnom položaju na visini od oko 1.7 m iznad donjeg veta i u ovoj fazi istraživanja on nije korišćen.

Pozicije veto detektora oko pasivnog štiti šematski su prikazane na Sl.50., dok je realni izgled sistema aktivne zaštite vidljiv na Sl.51.



Sl.50. Vertikalni ( a ) i horizontalni ( b ) presek sistema veto detektora koji okružuju pasivnu zaštitu Ge spektrometra



a)

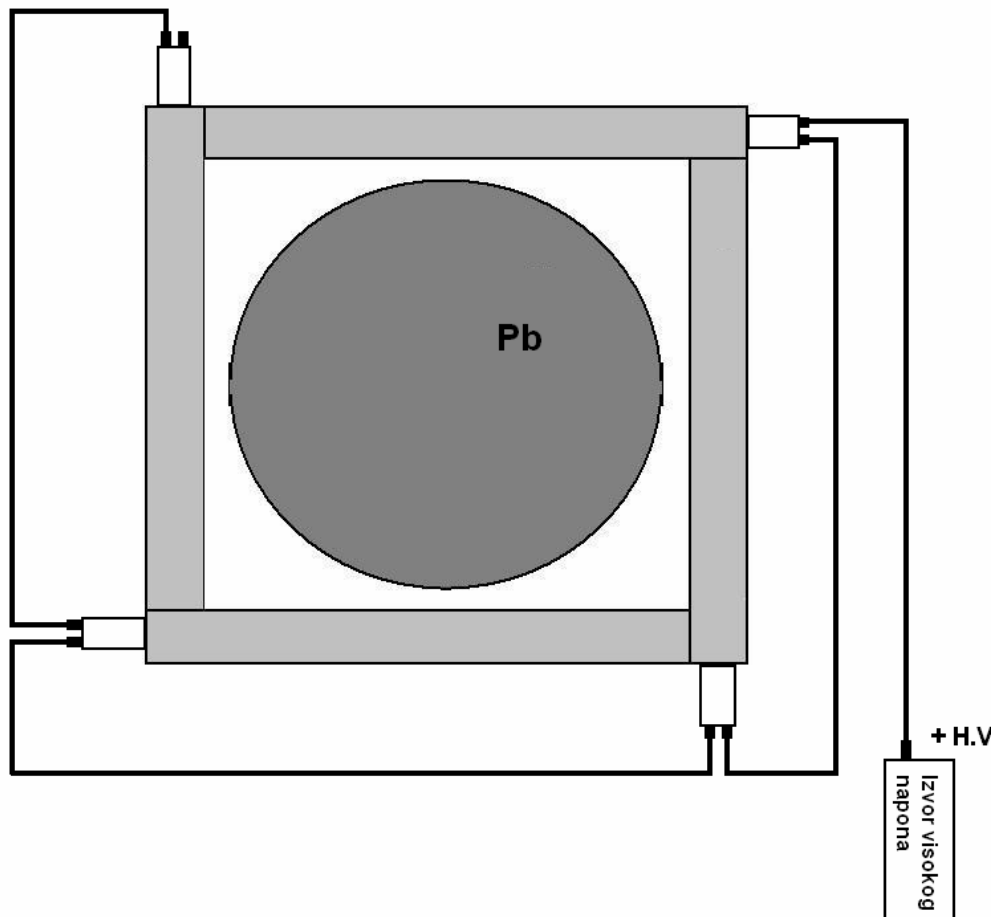


b)

Sl.51. Sistem aktivne zaštite: (a) donji horizontalni veto pomeren u stranu neposredno pred otvaranje pasivne zaštite, (b) izgled sistema kada je on u funkciji

Da bi se veto detektori spolja zaštitili od eventualnih oštećenja, obloženi su aluminijumskim limom.

U sledećoj fazi fotomultiplikatori svih 5 veto detektora priključeni su na stabilisani visoki napon +1000 V. U tu svrhu su upotrebljena dva izvora visokog napona proizvođača CANBERRA, Model 3002 D, smeštena u NIM bin-u ( NIM- *Nuclear Instrument Module* ), pri čemu je jedan izvor napajao donji veto ( L.V.), a drugi izvor 4 bočna veta . Bočni veto detektori se napajaju kroz ostvarenu vezu prikazanu na Sl.52.

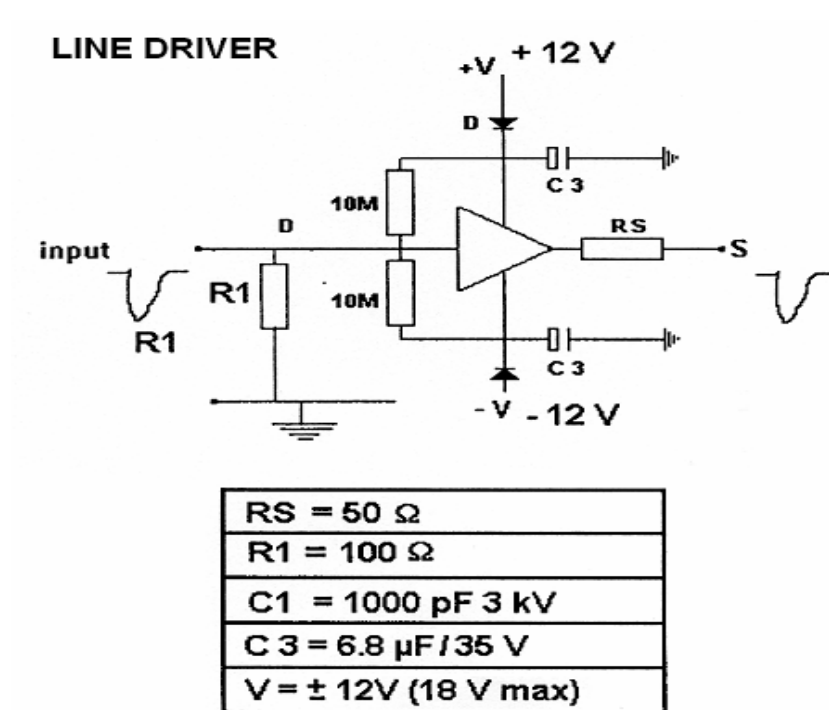


Sl.52. Shematski prikaz priključenja bočnih veto detektora na izvor stabilisanog visokog napona

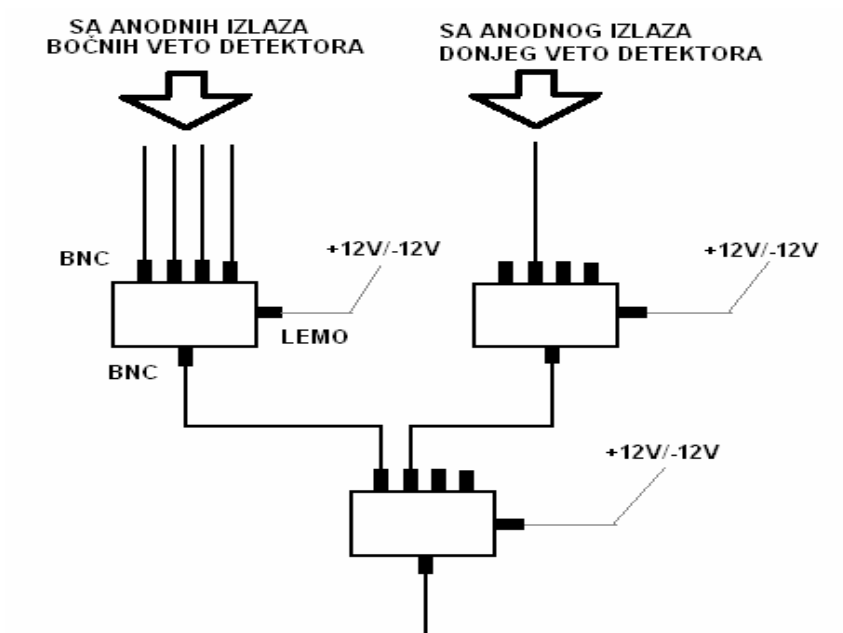
Brzi signali sa anodnih izlaza sva četiri bočna scintilaciona detektora vode se u elektronski modul LINE DRIVER sa četiri BNC ulaza i jednim BNC izlazom koji ima ulogu pretpojačavača . Ovaj modul napaja se pomoću LEMO kabla naponom +12V/-12V sa NIM bin-a. Shema LINE DRIVER-a vidljiva je na Sl.53. Takođe, anodni signal sa donjeg veto detektora doveden je na drugi LINE driver . Zatim se izlaz sa prvog i drugog line drivera povezuju sa dva ulaza trećeg modula sa čijeg se izlaza svi impulsi mogu jednim koaksijalnim kablom voditi na dalje procesuiranje. Na ovaj način su objedinjeni anodni izlazi svih 5 scintilacionih detektora ( Sl.54 ).



Tako je postignuto da svaki impuls koji je pristigao sa bilo kog veto detektora bude nadalje obrađivan i analiziran na identičan način.



Sl.53. Elektronska shema LINE DRIVER-a.

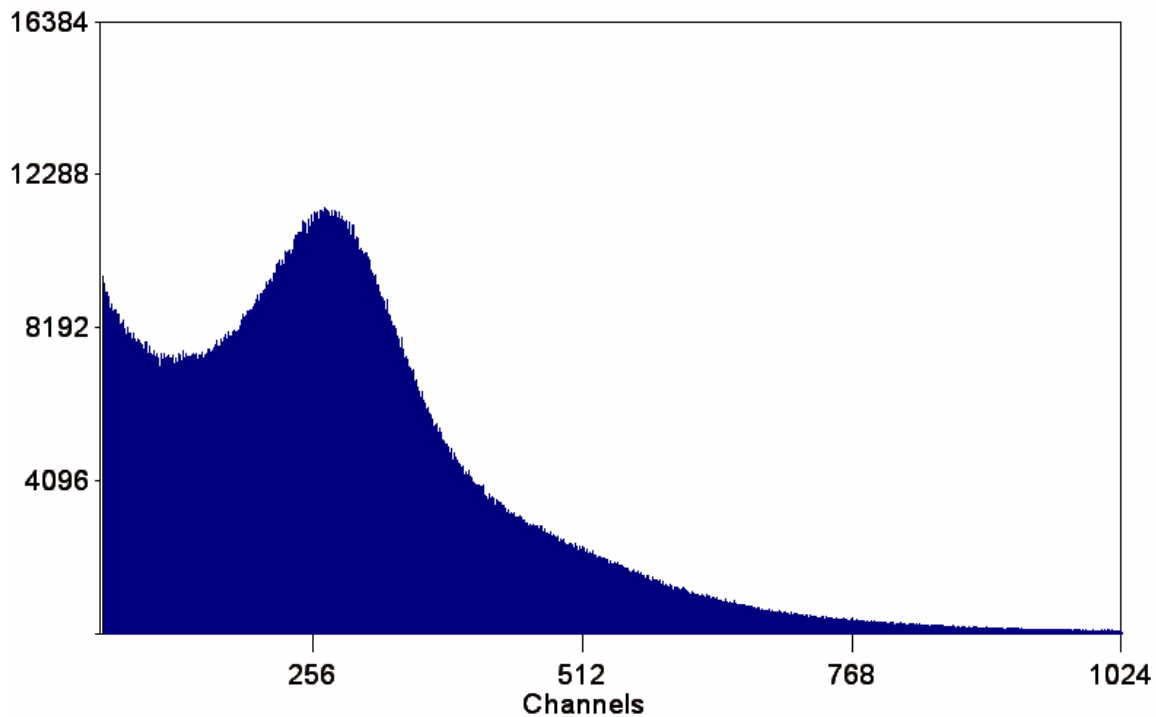


Sl.54. Objedinjavanje anodnih izlaza svih 5 veto detektora

### 2.4.1.1 Ispitivanje osobina plastičnih scintilacionih detektora i energijska kalibracija spektara

Sada su morale biti proverene karakteristike scintilacionih detektora primenom odgovarajućih radioaktivnih izvora. Kako bi se mogao dobiti spektar sa nekog od veto detektora, njegov spori izlaz (D) povezuje se koaksijalnim kablom na ulaz spektroskopskog pojačavača. Signal se dalje vodi do analogno-digitalnog konvertora (ADC) i potom u višekanalni analizator (MCA). Naravno, odgovarajući napon +12 V/-12 V mora biti doveden sa NIM bin-a na LEMO konektor fotomultiplikatora onog veto detektora čiji se spektar želi snimiti.

Izgled spektra Cs-137 (aktivnost tačkastog izvora 5.8  $\mu\text{Ci}$ ) snimljenog veto detektorom tokom vremenskog intervala  $t_{\text{real}} = 441 \text{ s}$  ( $t_{\text{live}} = 62 \text{ s}$ ) u kontaktnoj geometriji prikazan je na Sl.55. Pojačanje na pojačavaču postavljeno je na vrednost 300, tako da nisu vidljivi događaji koji potiču od kosmičkih miona.



Sl. 55. Spektar Cs-137 snimljen plastičnim scintilacionim detektorom

Budući da plastični scintilator ima nizak atomski broj ( $Z_{\text{eff}} = 5.3$ ), Komptonско rasejanje je predominantno sa izraženom komptonском ivicom.

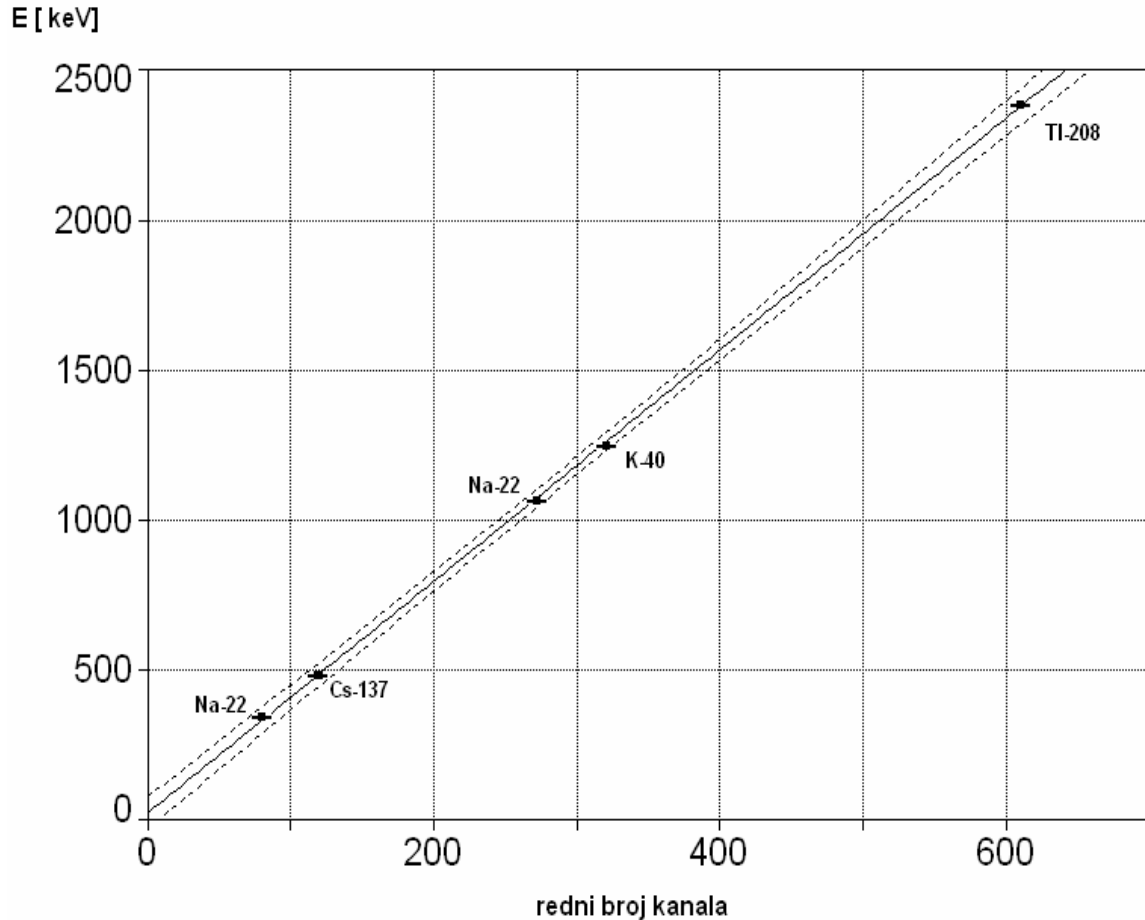
Fonski spektar veto detektora karakteriše niskoenergetski deo koji potiče od gama zračenja iz okoline i visokoenergetski deo koji nastaje kao rezultat deponovanja

energije kosmičkih miona koji prolaze kroz scintilator pod različitim uglovima. Iz Bethe-Bloch-ove relacije moguće je izračunati da deponovana energija za vertikalni upad miona energije 2 GeV na sloj plastika debljine 5 cm iznosi oko 11 MeV-a. Energijska kalibracija veto detektora primenom radioaktivnih izvora ( Cs-137, Na-22 ) sa različitom energijom emitovanih fotona koja se zasnivala na utvrđivanju položaja komptonskih ivica i ekstrapolaciji dobijene kalibracione krive potvrdila je ovaj račun za očekivani položaj maksimuma mionskog spektra od 11 MeV. Za kalibraciju su takođe iskorištene komptonske ivice koje potiču od prirodnih radionuklida ( K-40, Tl-208 ) prisutnih u detektorskom okruženju. Kalibracioni spektri snimljeni su na 4096 kanala pri pojačanju pojačavača ( COARSE GAIN ) 30 radi bolje procene pozicije komptonskih ivica, dok su spektri na kojima su registrovani i mionski događaji snimani pri minimalnom pojačanju upotrebljenog pojačavača ( CANBERRA- Model 2021 ) koje iznosi 10. To znači da se pri energijskoj kalibraciji ovih poslednjih spektara morala uzeti u obzir promena pojačanja sa 30 na 10 , množenjem izračunatih parametara dobijene linearne zavisnosti faktorom 3 , da bi se na jednom istom odabranom kanalu dobila 3 puta veća vrednost energije. Izračunate vrednosti komptonskih ivica , kao i njihovih očitanih pozicija u kalibracionim spektrima za odgovarajuće energije gama kvanata navedene su u Tabeli 31.

*Tabela31. Pozicije komptonskih ivica u kalibracionim spektrima*

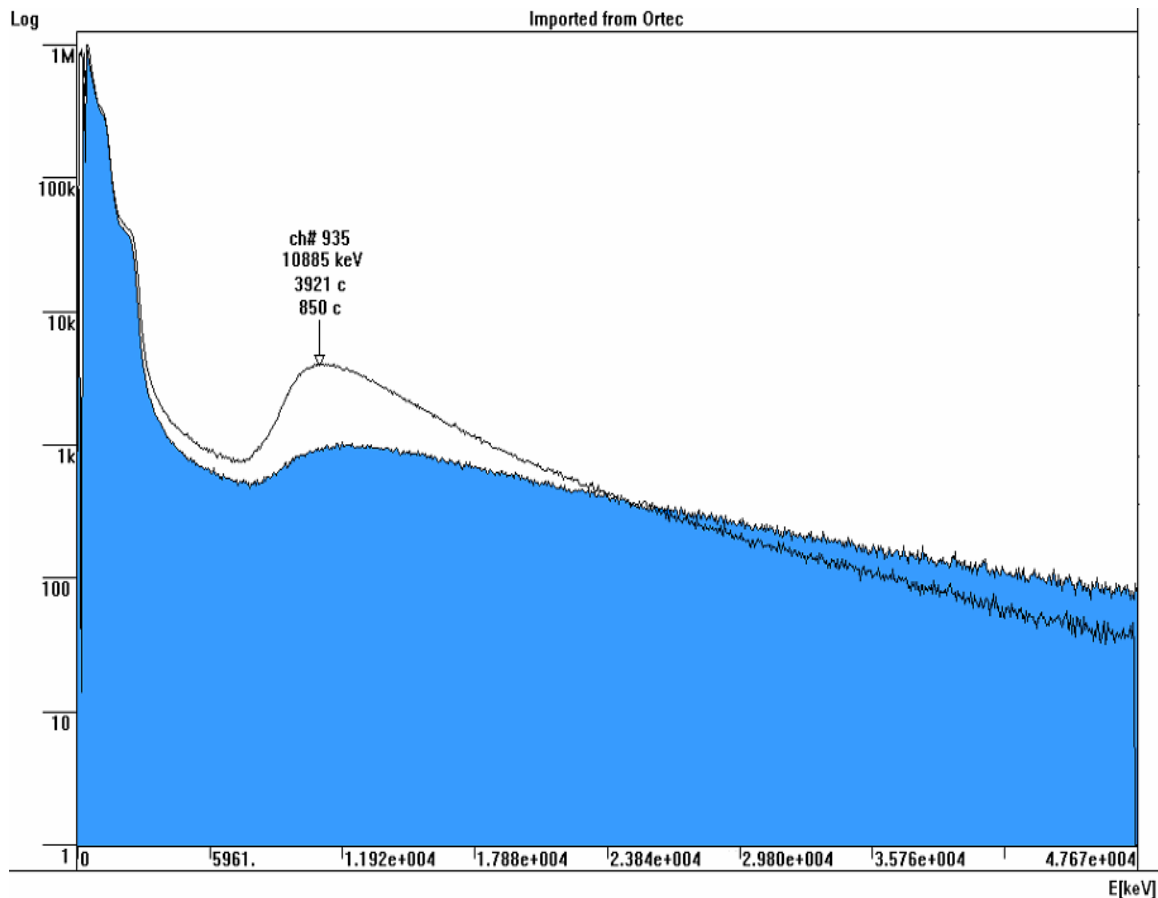
$E_{\gamma}$ [keV ]	Radionuklid	$E_{\text{Compton}}$ [keV]	Kanal
511 ( ANN )	Na-22	341	80 (10)
661	Cs-137	478	120 (10)
1274	Na-22	1062	272(10)
1461	K-60	1244	320(10)
2614	Tl-208	2381	610(10)

Dobijena prava koja predstavlja zavisnost energije E od rednog broja kanala x ( pri pojačanju 30 ) može se izraziti na sledeći način :  $E = b \cdot x + a$  , gde je  $b = 3.86( 6 )$  keV/ chn ;  $a = 19( 22 )$  keV, a njen grafički prikaz vidljiv je na Sl.56.



Sl.56. Energijska kalibracija plastičnog scintilatora. Na Y osi su vrednosti komptonskeih ivica za gama kvante koje emituju naznačeni radionuklidi ( najniža tačka potiče od komptonske ivice anihilacionih gama kvanata produkovanih pozitronskim izvorom )

Energijska kalibracija veto detektora biće od značaja u kasnijoj fazi istraživanja antikoincidentnog i koincidentnog režima rada kada je neophodno poznavati na kojoj energiji u spektru plastika je postavljen prag diskriminacije. Na Sl.57. dat je uporedni prikaz fonskih spektara dvaju veto detektora koji imaju različit položaj. Spektar sa izraženim maksimumom ( označen strelicom ) se odnosi na horizontalni veto, a obojeni spektar sa "razmazanim" maksimumom na jedan od bočnih veto detektora koji je postavljen vertikalno. Energijska kalibracija spektara pri pojačanju 10 :  $E_{(10)} = 3 \cdot 3.86 \cdot x + 3 \cdot 19$ , što npr. za redni br. kanala  $x = 935$  daje energiju 10885 keV.



Sl.57. Spektri horizontalnog plastika (spektar označen strelicom) i vertikalnog plastika ( obojena površina ) prikupljeni tokom vremenskog intervala  $t = 83182$  s. Maksimum spektra horizontalnog detektora javlja se na oko 11 MeV.

Kod spektra vertikalnog plastika nije uhvaćen maksimum koji odgovara deponovanoj energiji od oko 110 MeV , a nastao bi kao rezultat vertikalnog prolaska miona od 2 GeV kroz sloj scintilatora od 50 cm. Razlog tome je što je maksimalna registrovana energija u spektru oko 50 MeV pri primenjenoj minimalnoj vrednosti pojačanja 10 na pojačavaču i vrednosti napona na veto detektoru od +1000 V.

## 2.4.2 Testiranje aktivne zaštite germanijumskog spektrometra na DFNS

U poglavlju 1.7.1.2 je analizirano kako postavljanje gama spektrometra unutar pasivne zaštite duboko ispod površine zemlje dovodi do redukovanja fonske brzine brojanja. Alternativna mogućnost dodatne fonske redukcije pasivno štice gama spektrometara jeste realizacija sistema aktivne zaštite oko pasivnog štita. Naravno, ova tehnika se može upotrebiti ne samo u slučaju spektrometara u površinskim laboratorijama, nego i kod spektrometara sa pasivnom zaštitom koji su već postavljeni u podzemnim laboratorijama da bi se postigao još veći napredak u redukciji fona.

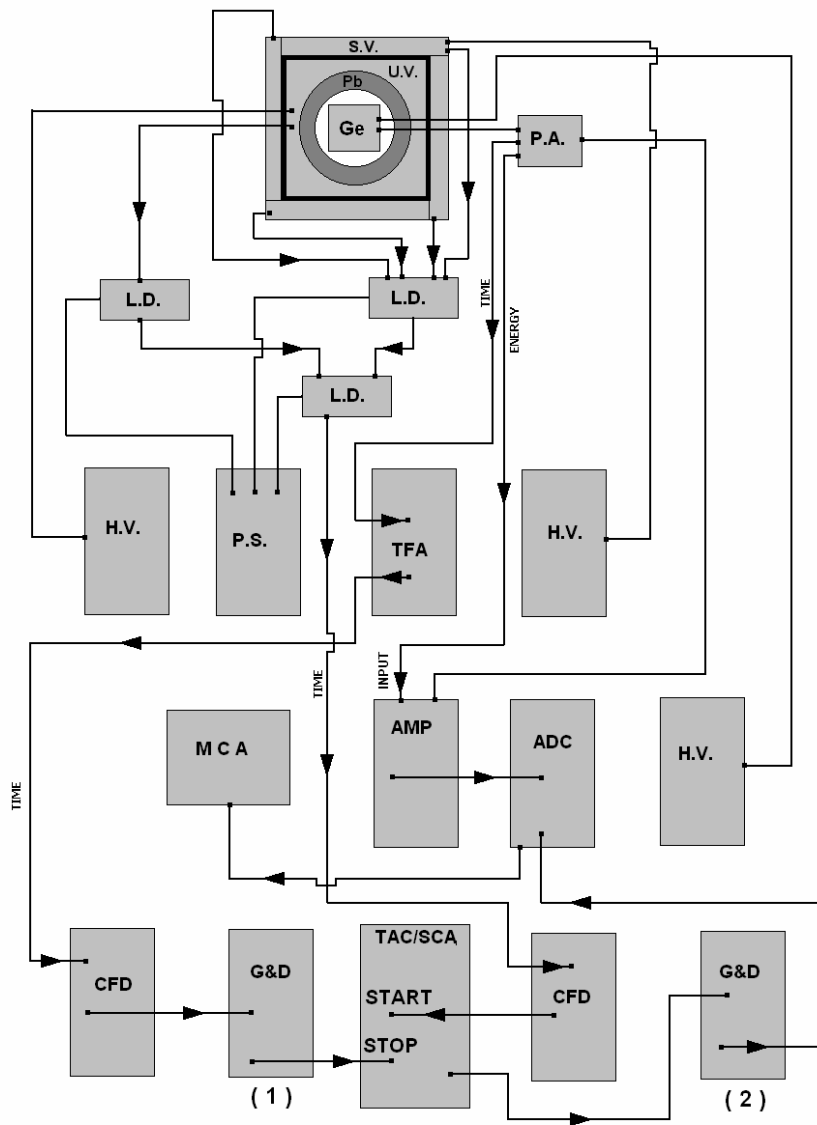
Osnovni cilj sistemâ sa aktivnom zaštitom je da eliminišu fonske događaje ( prevažodno uzrokovane kosmičkim mionima ), ali bez gubitaka događaja koji potiču iz ispitivanog uzorka. Mnogi istraživači su opisali svoje tehnike aktivnog štice [35,36,37,38], ne pominjući pojavu gubitka odbroja u spektru poreklom iz uzorka, niti vremensko podešavanje sistema. Štaviše, za slične eksperimentalne konfiguracije [ 38,39 ], objavljeni su vrlo različiti redukcionni faktori fona ( 5 i 1.4 respektivno).

Kosmičko zračenje i gama zračenje iz okruženja interaguju i sa veto i sa germanijumskim detektorom produkujući koincidentne impulse, što omogućava odbacivanje Ge događaja putem antikoincidentnog kruga .

Šematski prikaz elektronskih komponenti koje sačinjavaju antikoincidentni krug aktivne zaštite za germanijumski GMX detektor u laboratoriji DFNS, vidljiv je na Sl.58. Prva testiranja sistema obavljena su pri upravo ovakvoj konfiguraciji. Brzi izlazi svih pet veto detektora objedinjeni su pomoću 3 line driver-a. Impulsi iz germanijumskog detektora se pojačavaju i vode u analogno-digitalni pretvarač ( ADC ) koji je povezan sa višekanalnim analizatorom. Signali iz Ge pretpojačavača ( PA ) sa izlaza " timing" pretvaraju se u brze logičke signale pomoću diskriminatora konstantne frakcije ( CFD ). Prethodno su pozitivni signali iz PA pretvoreni u negativne pomoću brzog pojačavača ( TFA ). Brzi signali sa svih veto detektora se vode u drugi diskriminator konstantne frakcije ( CFD ). Za pretvarač vreme-amplituda START signal potiče iz veto detektora, a STOP signal iz Ge detektora. Vremenski opseg na TAC-u ( TAC RANGE ) definiše maksimalan vremenski interval između dva događaja (START,STOP) koji se može pretvoriti u impuls čija je amplituda proporcionalna vremenu između tih događaja. TAC opseg je postavljen na vrednost 1 ms. To ustvari znači da je ovo maksimalan vremenski interval između dva događaja (START,STOP) koji se pri datoj postavci tretiraju kao koincidentni. Pretvarač vreme-amplituda/jednokanalni analizator (TAC/SCA) svojim izlaznim impulsima " hrani " generator gate-a i kašnjenja ( G&D(2) ) koji daje gate signale za ADC u antikoincidentnom modu rada.

Ideja vodilja tokom podešavanja rada sistema je da se ostvari maksimalni veto efekat uz što niži gubitak događaja koji potiču iz uzorka. Napon na fotomultiplikatorima scintilacionih detektora je postavljen na +1000V , tako da pri ovom radnom naponu fotoni energije 661 keV ( Cs-137 ) daju brze izlazne impulse amplitude 20 mV.

To znači da dinamički opseg CFD-a ( 5 mV-2.5 V ) pokriva opseg deponovane energije u scintilatoru od 165 keV do 82 MeV.

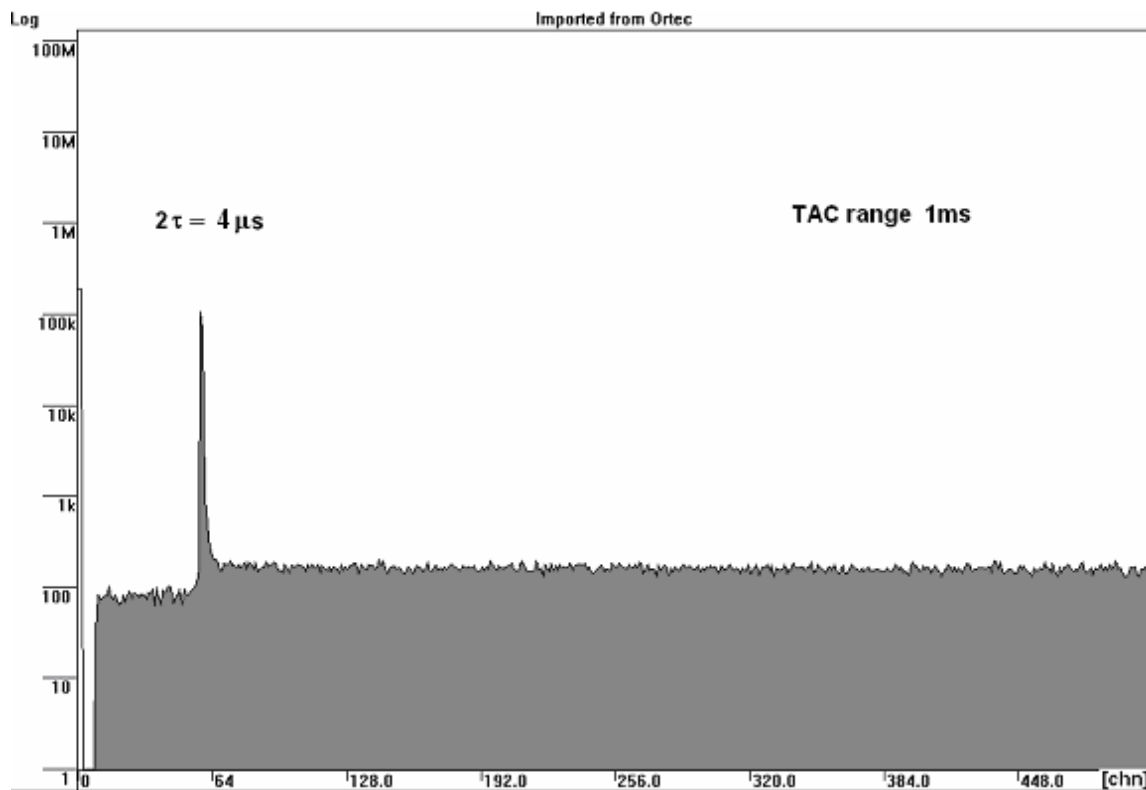


Sl.58. Elektronske komponente sistema aktivne zaštite germanijumskog spektrometra. **P.A.**-prepojačavač Ge detektora , **L.D.**-line driver (prepojačavač), **TFA**- brzi pojačavač, **H.V.**-izvor visokog stabilisanog napona, **P.S.**-napajanje line driver-a ( $\pm 12 V$ ), **MCA** – višekanalni analizator, **AMP**-pojačavač, **ADC**–analogno-digitalni pretvarač, **CFD**-diskriminator konstantne frakcije , **G&D**-generator gate signala i kašnjenja, **TAC/SCA** - pretvarač vreme-amplituda / jednodanalni analizator.

Energetski gubitak u plastičnom scintilatoru od 82 MeV odgovara mionskoj energiji od oko 8 TeV. Signali iz veto detektora ispod 1 MeV su diskriminirani postavljanjem

odgovarajućeg praga CFD-a , tako da plastični detektori generišu brze logičke signale na izlazu CFD-a za gama zračenje sa energijom od preko 1 MeV i za energije upadnih miona do 8 TeV. Posmatranjem spektra plastika, uz postojanje energijske kalibracije, koji se prikuplja koincidentnim radom plastika i Ge detektora, moguće je uočiti na kojoj energiji su odsečeni događaji u plastiku , odnosno CFD-om podesiti da to bude 1 MeV. Isti postupak se primenjuje kod spektra Ge detektora u koincidenciji sa plastikom , kada se njegovim CFD-om podešava na kojoj energiji se odsecaju događaji poreklom iz germanijumskog spektrometra. Radi preciznijeg i bržeg uočavanja mesta u koincidentnim spektrima gde su događaji odsečeni, korišćen je pozitronski izvor Na-22 ( komptonska ivica na oko 1 MeV za  $E_\gamma=1274$  keV) aktivnosti 10  $\mu$ Ci koji je postavljan između plastika i Ge detektora pri otvorenom čepu pasivnog štita, tj. kada se između donjeg vetoa ( L.V.) i Ge detektora nije nalazio debeo apsorbujući sloj Pb. Prag CFD-a germanijumskog detektora bio je postavljen tako da su diskriminirani događaji sa energijom ispod 20 keV, tj. ulazni impulsi koji su odgovarali ovoj energiji, na izlazu CFD-a nisu davali logičke signale.

U cilju dobijanja odgovarajuće pozicije pika pravih koincidencija u vremenskom spektru, signali iz Ge GMX detektora su 110  $\mu$ s zakašnjeni ( pomoću G&D(1) ) u odnosu na signale iz plastičnih scintilatora. Šumovi koji potiču i od plastičnih detektora i od Ge detektora su efikasno odsečeni , tako da je vremenski spektar iz TAC-a veoma čist. Vremenski fonski spektar je prikazan na Sl.59.



Sl.59. Fonski vremenski spektar ; 1chn  $\leftrightarrow$  1.95  $\mu$ s ( 1000  $\mu$ s / 512 chn ) . Vrh pravih koincidencija nalazi se na 58. kanalu ( 58 x 1.95  $\mu$ s = 113  $\mu$ s ).



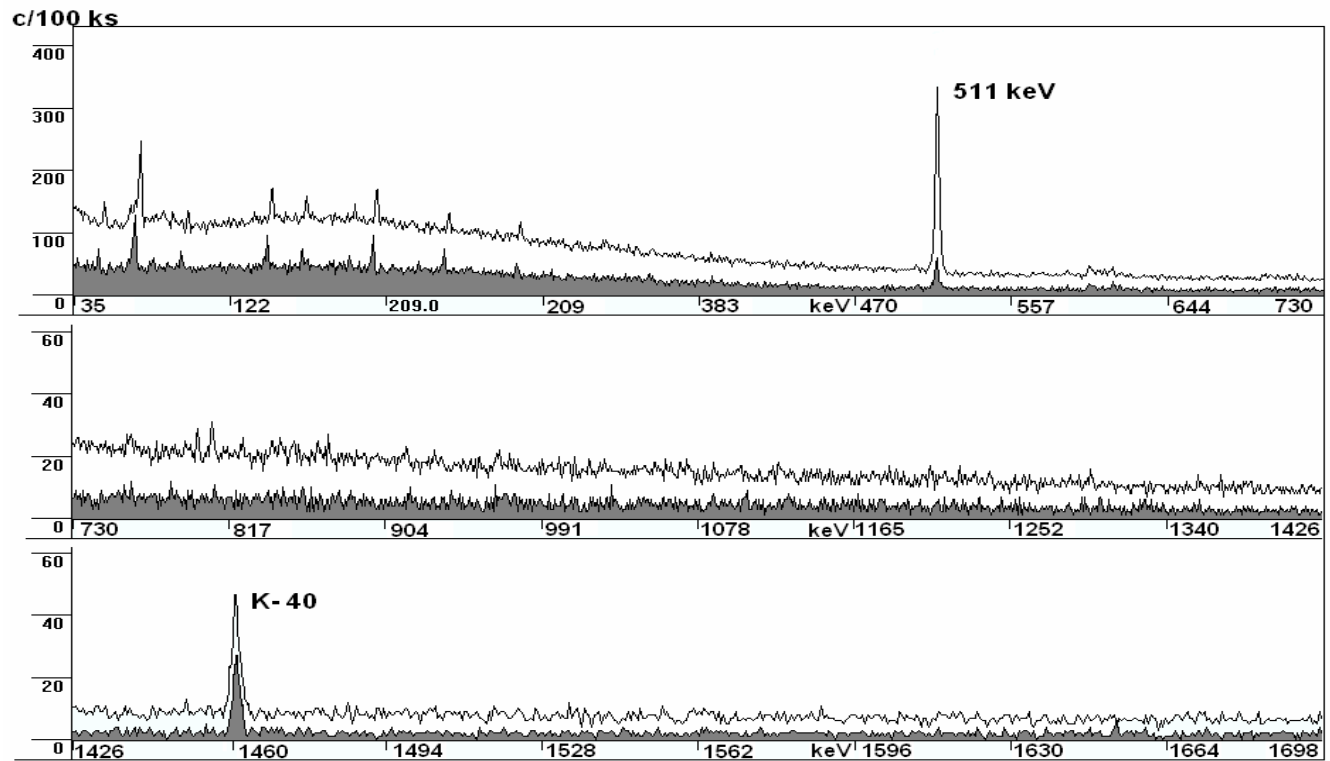
Širina na polovini visine ( $2\tau$ ) vrha pravih koincidencija u fonskom TAC spektru, koja definiše vremensko razlaganje sistema, iznosila je  $4\ \mu\text{s}$ . To je znatno više nego širina pika u vremenskom spektru dobijenog pomoću Na-22 izvora ( $2\tau \sim 0.2\ \mu\text{s}$ ). Asimetrija leve i desne strane može se uočiti na Sl.59. u odnosu na poziciju maksimuma koincidentnog pika, a uzrokovana je velikim brojem GMX signala koji kasne značajno u odnosu na signale iz veto detektora. Imajući u vidu postojanje zakasnelih pravih koincidencija, primenjen je širok TAC opseg od 1 ms sa potpuno otvorenim SCA prozorom. Namera je bila da se redukuju, koliko je to moguće, neutronima indukovani zakasneli fonski događaji koji odgovaraju gama zracima uzrokovanim ( $n,\gamma$ ) reakcijama termalnih neutrona, kao i ( $n,n$ ) reakcijama brzih neutrona nastalim pod dejstvom kosmičkih miona. Kašnjenje na G&D(2) je postavljeno na minimum ( $0.1\ \mu\text{s}$ ), pa je ovaj modul praktično igrao samo ulogu *gate* generatora. Pomoću "DELAYED GATE MODE" analogno-digitalnog pretvarača moglo se kompenzovati kašnjenje veto signala u odnosu na signale GMX detektora. Ovo kašnjenje je i predstavljalo osnovni problem tokom podešavanja rada sistema. Širina veto signala iz

G&D(2) kojim su *gate*-ovani signali GMX detektora je postavljena na  $50\ \mu\text{s}$ . Uključujući i vreme konverzije signala korišćenjem opcije "DELAYED GATE MODE" ADC-a, sa maksimalnim trajanjem konverzije od  $100\ \mu\text{s}$ , mrtvo vreme ADC-a treba biti ispod  $200\ \mu\text{s}$  po jednom ulaznom signalu. Mrtvo vreme izvedeno iz razlike između realnog vremena i živog vremena *gate*-ovanog Ge spektra iznosilo je 3.89 %.

#### 2.4.2.1 Analiza postignutih rezultata

Na Sl.60. su upoređeni fonski spektri dobijeni sa i bez korišćenja aktivne zaštite: gornji -bez aktivnog štita i donji (osenčena površina) - sa aktivnim štitom. Redukcija intenziteta linije od 511 keV jasno se uočava. Većina anihilacionih događaja uzrokovanih kosmičkim mionima je eliminisana pomoću realizovane antimionske zaštite. Naročito se ističe redukcija kontinuuma na nižim energijama (veći ukupan broj koincidentnih događaja je odbačen u niskoenergetskom delu spektra, nego u visokoenergetskom delu, zbog veće efikasnosti detekcije Ge detektora na nižim nenergijama).

Poređenjem sa rezultatima datim u referenci [36], gde je redukcija ispod 200 keV zanemarljiva, naša postavka ima znatnu prednost na niskim energijama. U Tabeli 32. je prikazan uticaj veto štita na intenzitet karakterističnih fonskih linija. Budući da većina fonskih linija potiče iz prirodnih radionuklida prisutnih unutar pasivne zaštite, aktivni štit gotovo ne utiče na njihove intenzitete. U fonskom spektru prikupljenom sa aktivnim štitom, intenzitet anihilacione linije je oko 7 puta niži od intenziteta ove linije u spektru bez aktivnog štita, što jasno ukazuje na činjenicu da je ona dominantno uzrokovana kosmičkim mionima. Proverena je redukcija fonske linije na 511 keV, korišćenjem samo donjeg vetoa (L.V.), bez aktiviranja bočnih plastika i u tom slučaju redukциони faktor je imao vrednost 3. Ukupna brzina brojanja u energetskom intervalu 50 keV - 3 MeV iznosila je 0.32 c/s kada su svih 5 veto detektora bili aktivni, dok je u slučaju aktiviranja samo donjeg vetoa koji je pokrивao pasivni štit integralni brzina iznosila 0.52 c/s. Iz ovoga se nameće zaključak da je uloga bočnih veto detektora (S.V.) veoma značajna za ukupni efekat fonske redukcije.



Sl.60. Upoređeni fonski spektri GMX detektora: gornji spektar bez aktivnog štita i donji spektar sa aktivnim štitom

Tabela.32. Intenziteti nekih fonskih linija

$E_{\gamma}$ [keV]	Radionuklid	$I_1$ [c/ks] Pasivni štit	$I_2$ [c/ks] Aktivni štit
46.24	$^{210}\text{Pb}$	0.84(21)	0.69(20)
92.6	$^{234}\text{Th}$	0.61(20)	0.51(20)
186.1	$^{226}\text{Ra}$	0.34(17)	0.25(16)
238.7	$^{212}\text{Pb}$	0.63(27)	0.81(27)
511	ANN	13.0(5)	1.90(24)
608.76	$^{214}\text{Bi}$	0.42(11)	0.35(10)
1460.79	$^{40}\text{K}$	1.08(11)	0.87(10)
1764.5	$^{214}\text{Bi}$	0.13(5)	0.15(5)
2614.46	$^{208}\text{Tl}$	0.60(8)	0.44(8)

Uticaj aktivnog štita na kontinuum je prikazan u Tabeli.33. Niskoenergetski region je redukovan za približno 3 puta i ovaj faktor lagano raste sa porastom energije. Poslednja vrsta Tabele.33. pokazuje redukciju ukupnog spektralnog intenziteta u energetskom regionu 50 -2800 keV.

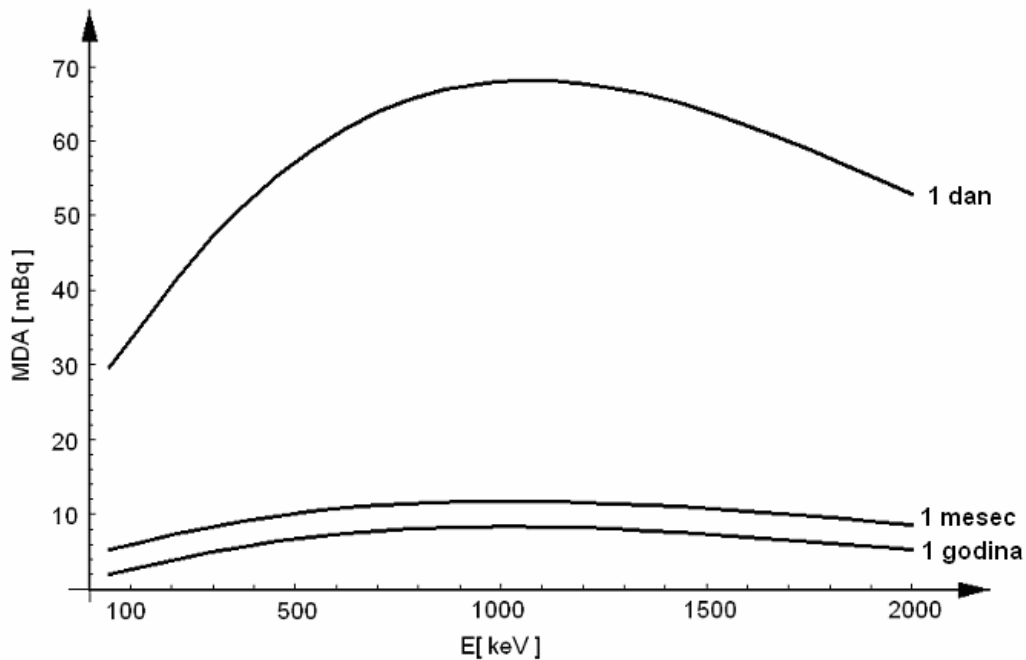
*Tabela.33. Redukcija kontinualnog dela spektra u različitim spektralnim regionima. ( I - intenzitet kontinuuma bez aktivne zaštite; I<sub>V</sub>- intenzitet sa aktivnim štitom; R- redukcioni faktor )*

<b>E [keV]</b>	<b>Broj kanala</b>	<b>I [c/ks]</b>	<b>I<sub>V</sub> [c/ks]</b>	<b>R =I /I<sub>V</sub></b>
50	10	12.21	4.43	2.75
100	10	12.13	4.60	2.64
200	10	12.96	4.49	2.89
300	10	9.15	3.14	2.91
400	10	5.99	1.95	3.07
500	10	4.55	1.28	3.55
1000	10	1.71	0.54	3.17
1500	10	0.91	0.17	5.35
2000	10	0.56	0.12	4.67
<b>50-2800</b>	<b>4096</b>	<b>959</b>	<b>316</b>	<b>3.03</b>

Detekcione granice ovog sistema u funkciji energije gama zračenja za različite vremenske intervale merenja su prikazane na Sl.61. Za cilindrični izvor dimenzija  $\Phi = 67$  mm,  $h = 62$  mm , uzimajući  $p_\gamma = 1$  ( apsolutni gama intenzitet ) , granične detektabilne aktivnosti su izračunate korišćenjem relacije [ 40 ] :

$$A_L = \frac{2.71 + 4.65\sqrt{R_B \cdot t}}{\varepsilon \cdot t} ,$$

gde je  $R_B$  fonska brzina brojanja za odgovarajuću poziciju u spektru,  $\varepsilon$  efikasnost detekcije na datoj energiji za kontaktnu geometriju cilindričnog izvora i detektora ,  $t$  živo vreme merenja.



Sl.61. Granične detektabilne aktivnosti GMX detektora uz primenu aktivne zaštite

Treba međutim istaći da će u realnoj situaciji prisustvo gama zračenja iz ispitivanog uzorka na višim energijama ( npr. 1460 keV -  $^{40}\text{K}$  ) dovesti do povećanja odbroja na nižim energijama u spektru usled komptonskog rasejanja i time pogoršavati granicu detekcije za radionuklide koji fotone emituju na nižim energijama u odnosu na prethodno proračunate i grafički predstavljene vrednosti na Sl.61.

#### 2.4.2.2 Testiranje gubitaka događaja u spektru ispitivanog uzorka usled primene aktivne zaštite

Ispitivanje gubitaka u registrovanju događaja našeg gama spektroskopskog sistema izvršena je pomoću cilindričnog uzorka rečnog sedimenta ( $m=172\text{g}$ ,  $h=31\text{mm}$ ,  $d=67\text{mm}$ ) u kontaktnoj postavci sa Ge detektorom. Koncentracije aktivnosti radionuklida u sedimentu su sledeće:  $A(^{40}\text{K})= 240\pm 10$  Bq/kg,  $A(^{232}\text{Th})=12\pm 1.2$  Bq/kg,  $A(^{226}\text{Ra})= 11.7\pm 0.6$  Bq/kg,  $A(^{137}\text{Cs})=3.1\pm 0.5$  Bq/kg. Inegralna brzina brojanja sa ovim uzorkom iznosila je 2200 c/ks. Sa stanovišta niskofonske gama spektrometrije, ovaj uzorak predstavlja relativno jak izvor, pogodan za testiranje gubitaka u odbroju tokom merenja tipičnih uzoraka iz okruženja. Poređenje brzina brojanja između *gate*-ovanog i direktnog germanijumskog gama spektra uzorka je predstavljeno u Tabeli 34.

Tabela 34 . Uporedni prikaz brzina brojanja u spektrima uzorka sedimenta snimljenim sa i bez aktivnog štita

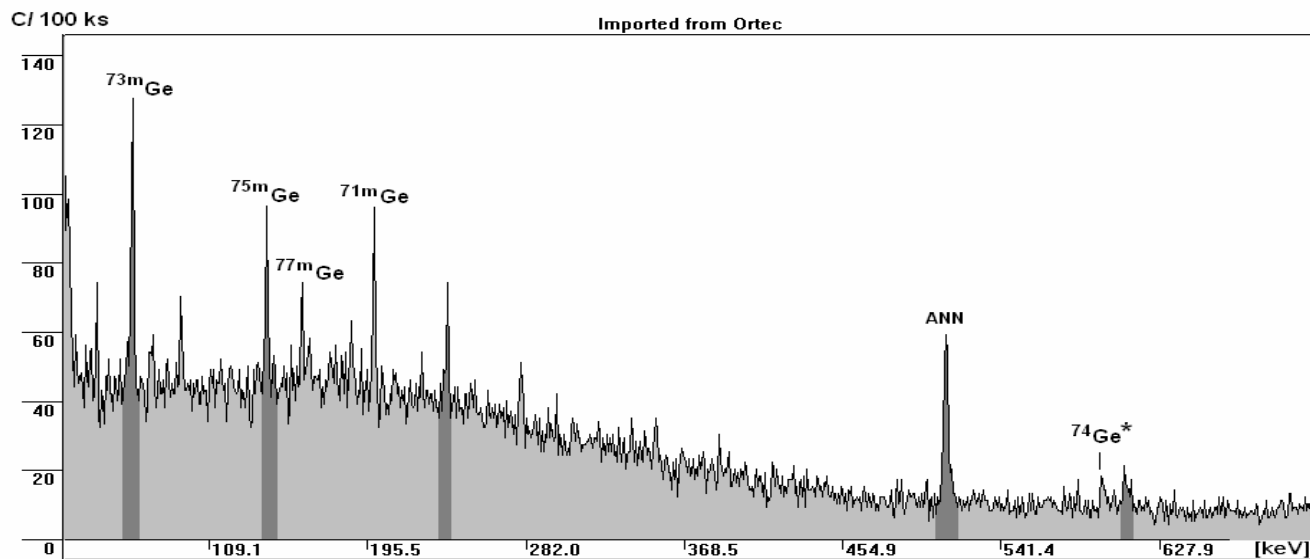
Energija [ keV ]	Intenzitet [c/s] x 10 <sup>-3</sup> (sa aktivnim štitom)	Intezitet [ c/s ] x 10 <sup>-3</sup> (bez aktivnog štita)	Gubitak odbroja [ %]
238.6	26.8±0.6	32.7±1.7	18
351.9	13.6±0.5	16.6±1.3	18
609.3	10.4± 0.4	12.1±1.2	14
661.7	4.15±0.35	4.8±0.9	14
1460.8	28.0±0.5	35.0±1.4	20

Imajući u vidu ove rezultate, očigledno je da su gubitci odbroja relativno mali (manji od 20%), ali veći od očekivanih gubitaka na osnovu registrovanog mrtvog vremena (3,9%) *gate-ovanog* Ge spektra.

#### 2.4.2.3 Neutronima indukovane gama linije u fonskom spektru i analiza efekta aktivnog štita

Neutroni predstavljaju vrlo značajnu smetnju u niskofonskoj gama spektrometriji budući da indukuju mnoštvo nuklearnih reakcija.

Spalacija dovodi do pojave brzih neutrona, prvenstveno u materijalima sa visokim rednim brojem. Brzi neutroni se karakterišu reakcijama neelastičnog rasejanja [ ( n,n ' ) ] na jezgrima dovodeći ih u pobuđeno stanje, pri čemu je povratak u osnovno stanje praćen emisijom jednog ili više gama kvanata odgovarajuće energije. Brzi neutroni mogu takođe biti usporeni, uzrokujući pojavu fluksa termalnih neutrona. Termalni neutroni doprinose fonu putem aktivacionih procesa, kao i putem promptne emisije gama zraka usled neutronskeg zahvata na jezgru ((n,γ) reakcije). Aktivacioni procesi dovode do pojave novonastalog izotopa u metastabilnom stanju unutar same aktivne zapremine detektora. Upravo su linije produkovane aktivacijom Ge jezgara dominantne u fonskom gama spektru koji je dobijen primenom veto zaštite ( Sl.62.), budući da je kontinualni deo spektra značajno redukovan u odnosu na situaciju kada se primenjuje samo pasivna zaštita. Zbog relativno dugog života Ge izomera, neutronima indukovani fonski događaji mogu rezultirati "zakasnelim " ili "sporim " impulsima, tj. impulsima koji nisu u koincidenciji sa primarnim kosmičkim česticama . To je razlog za slabu redukciju neutronima indukovanih linija putem aktivne zaštite, čak i sa primenom širokog TAC opsega od 1 ms. Uporedni prikaz intenziteta za neke neutronima proizvedene gama linije u fonskim spektrima vidljiv je u Tab.35. Poslednje tri kolone ove tabele prikazuju odgovarajuće intenzitete koji se odnose na : (1) pasivan Pb štiti, (2) pasivan štiti okružen plastičnim detektorima ( ali bez *gate-ovanja* ) i (3) pasivni štiti sa veto detektorima kada je aktivna zaštita u funkciji, tj kada sistem radi u antikoincidentnom režimu.



Sl.62. Niskoenergetski region gate-ovanog fonskog spektra Ge GMX detektora u kome dominiraju neutronima indukovane gama linije

Tabela.35. Intenziteti neutronima indukovanih linija

E [keV]	Reakcija	$T_{1/2}$ [s]	$I_0$ [c/ks] pasivni Pb+Sn štit	$I_1$ [c/ks] Pasivni štit+ plastični detektori ( bez <i>gate</i> -ovanja)	$I_2$ [c/ks] passive shield + plastic detectors ( sa <i>gate</i> -ovanjem)
66.7	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73m}\text{Ge}$	0.5	1.55±0.19	1.98±0.51	1.78±0.29
139.7	$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75m}\text{Ge}$	47.7	0.42±0.19	1.32±0.53	1.08±0.26
159.5	$^{76}\text{Ge}(n,\gamma)^{77m}\text{Ge}$	52.9	0.44±0.22	0.78±0.48	0.54±0.23
198.9	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71m}\text{Ge}$	0.022	0.55±0.23	1.02±0.53	0.52±0.27
595.9	$^{74}\text{Ge}(n,n)^{74*}\text{Ge}$		0.49±0.13	<0.44	0.24±0.12

Intenziteti linija iz ( n,n ' ) reakcija uzrokovanih brzim neutronima su vrlo slabi. Na Sl.62. je samo linija od 595.9 keV vidljiva. Brzim neutronima proizvedene linije na 68.7 keV, 562.8 keV i 691 keV iz  $^{73*}\text{Ge}$ ,  $^{76*}\text{Ge}$  and  $^{74*}\text{Ge}$  respektivno[ 5 ], nisu opservabilne u antikoincidentnom fonskom spektru sa 180 ks ukupnog vremena prikupljanja. Može se primetiti da je okruživanje Pb štita plastičnim detektorima doprinelo porastu intenziteta gama linija iz (n, $\gamma$ ) reakcija zbog efekta termalizacije neutrona u plasticima.

Intenzitet gama linije od 198.9 keV iz najkraće živećeg metastabilnog stanja  $^{71m}\text{Ge}$  redukovan je za faktor 2.

Na osnovu intenziteta gama linija ( peta kolona - Tabela.35.) izračunat je fluks termalnih neutrona (Tab.36 ) unutar Pb štita ,za GMX detektor koji je okružen plastičnim detektorima, korišćenjem sledeće jednačine :

$$\Phi = \frac{R}{N_t \sigma p \varepsilon} , \text{ gde je :}$$

**R**- brzina brojanja u fotopiku u Ge spektru

**N<sub>t</sub>** - ukupan broj jezgara-meta u Ge kristalu ( broj jezgara određenog Ge izotopa )

**σ** - presek za prelaz u metastabilno stanje usled zahvata termalnog neutrona

**p** - apsolutna verovatnoća prelaza izomer → osnovno stanje ( *p* = 1 )

**ε** - detekciona efikasnost za konverzije elektrone ( ili gama kvante ) unutar Ge kristala. Za račun je korišćen aproksimativni pristup :  $\varepsilon \approx 1$ , što odgovara totalno konvertovanim prelazima.

Preseci za prelaze u metastabilna stanja pri (n,γ) reakcijama na Ge su uzeti iz [ 9 ].

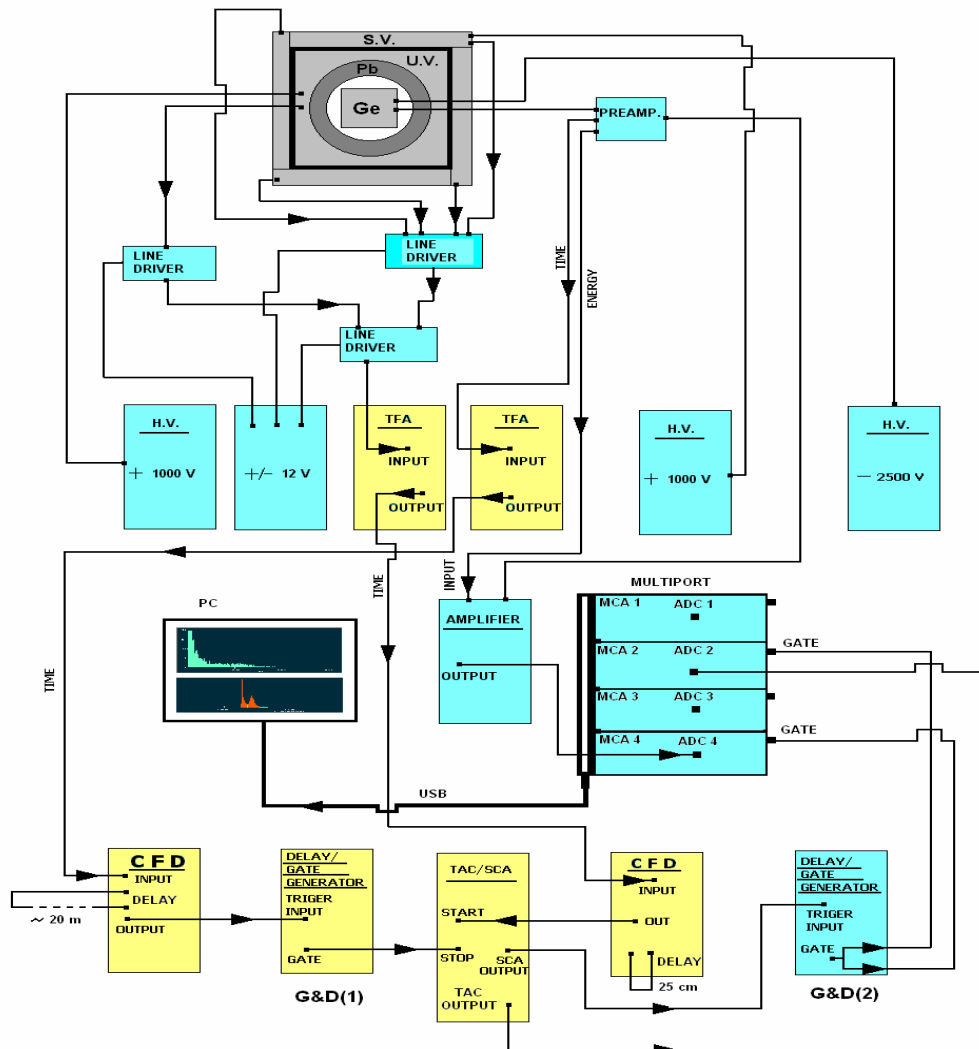
*Tabela.36. Izračunati neutronske fluks na osnovu različitih izotopa Ge*

Izotop	$\Phi$ [ $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]
<sup>70</sup> Ge	25±13
<sup>72</sup> Ge	11±3
<sup>74</sup> Ge	25±6
<sup>76</sup> Ge	30±18

Za <sup>72</sup>Ge je u [ 9 ] naveden samo ukupan presek za produkciju <sup>73</sup>Ge + <sup>73m</sup>Ge , tj. nije posebno specificirana vrednost preseka za produkciju <sup>73m</sup>Ge. Očigledno ,ovaj ukupan presek daje nižu vrednost neutronske fluksa. Vrednost data u trećoj vrsti prethodne tabele ( izračunata iz <sup>74</sup>Ge ) je identična sa vrednošću nađenom na osnovu jednačine date u referenci [ 41 ].

### 2.4.2.4 Izmene u sistemu aktivno štićenog germanijumskog spektrometra u cilju njegovog poboljšanja i analiza vremenskih spektara

Nabavka kompjuterom kontrolisanog višekanalnog analizatora ( modul MULTIPORT II ) sa četiri nezavisna interna ADC-a i savremenog softverskog paketa GENIE 2000, proizvođača CANBERRA, produbila je mogućnosti ispitivanja funkcionisanja antikoincidentnog režima rada sistema veto detektora i Ge spektrometra. Takođe, u elektronsku granu plastičnih scintilatora ubačen je brzi pojačavač ( TFA ). Posle ovih promena , antikoincidentni krug imao je izgled koji je šematski dat na Sl.63.



Sl.63. Elektronska šema aktivno štićenog Ge spektrometra nakon primene kompjuterom kontrolisanog višekanalnog analizatora ( MULTIPORT II ) i ubacivanja brzog pojačavača ( TFA ) u granu veto detektora . Žutom bojom su označeni moduli koji pripadaju brzim granama elektronskog sistema.



Kao što je ranije napomenuto , u prvim testovima rada sistema , u vremenskom spektru ( TAC spektru ) uočava se pojava širokog repa sa desne strane vrha pravih koincidencija, ukazujući na postojanje sporih ( neutronima indukovanih ) koincidentnih događaja.

U težnji da se detaljnije ispita doprinos zakasnelih događaja fonskom gama spektru, izvršena su podešavanja pojačanja i oblika impulsa na brzim pojačivačima ( TFA ) u grani veto detektora i grani Ge detektora ( Tabela 37.). Na diskriminatorima konstantne frakcije ( CFD ) germanijumske grane i grane plastičnih detektora postavljeni su kablovi za kašnjenje ( *delay* ) odgovarajuće dužine: 20 m na CFD-u Ge grane i 0.25 m na CFD-u grane plastičnih detektora ( kašnjenje po jedinici dužine kabla  $\approx 4.8$  ns/m ) i izvršeno precizno podešavanje "hoda" ( *walk* ) na oba diskriminatora. TAC opseg je postavljen na vrednost  $10 \mu\text{s}$  ( Sl.64.) .Pomoću D&G(1) izvršeno je kašnjenje signala iz GMX detektora za  $1.1 \mu\text{s}$  ( delay period  $11.0 \mu\text{s} \times 0.1$  ) radi postizanja željene pozicije vrha pravih koincidencija .



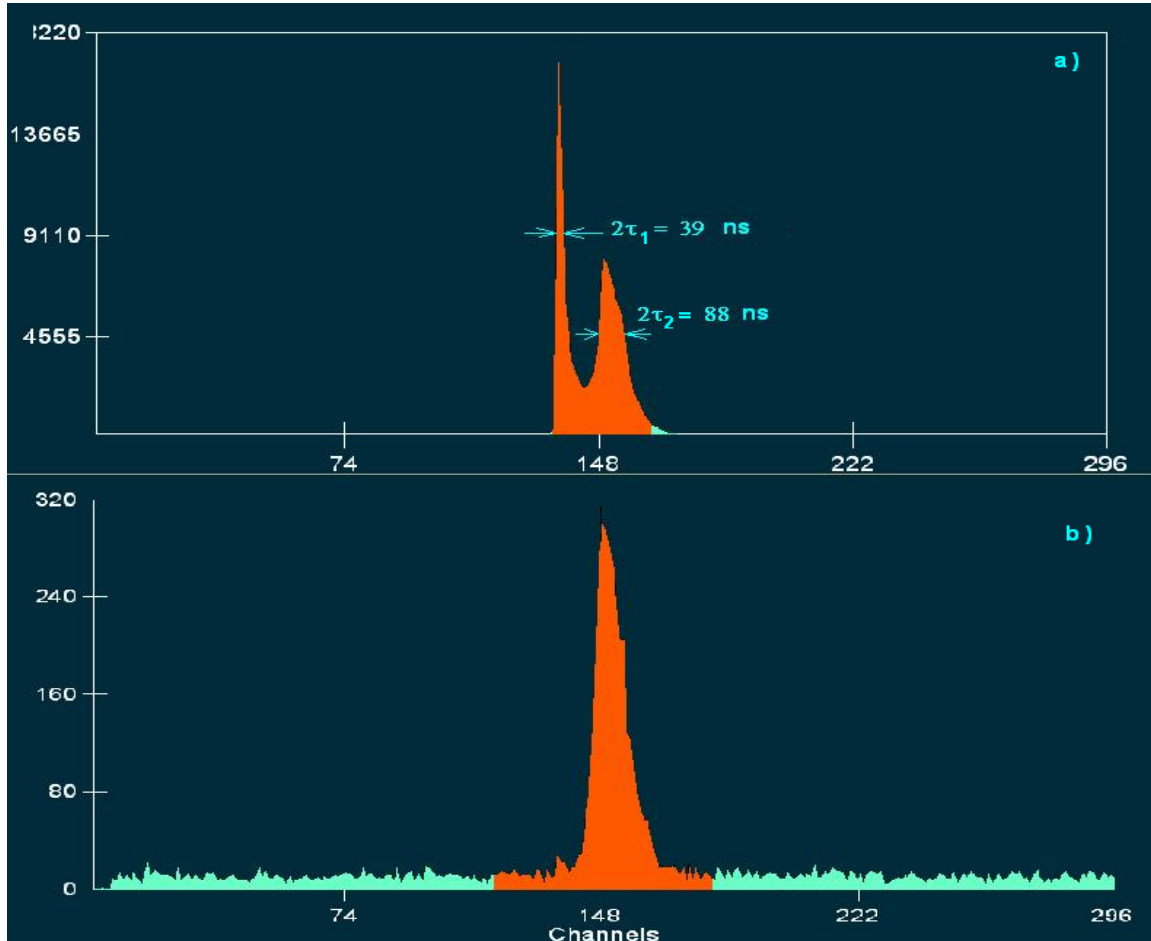
Sl.64. NIM moduli koji predstavljaju deo antikoincidentnog kruga . Sleva na desno: DELAY AND GATE GENERATOR koji je na elektronskoj šemi označen kao D&G(1); TAC/SCA modul; QUAD CFD- četvostruki diskriminator konstantne frakcije u grani plastičnih detektora čije je samo prvo polje iskorišteno

Tabela.37. Vrednosti parametara na brzim pojačavačima

Parametar	TFA HPGe detektora	TFA veto detektora
Grubo pojačanje	100	30
Fino pojačanje	2	1.65
Diferenciranje	500 ns	10 ns
Integracija	500 ns	OUT

Prag na CFD-u germanijumskog GMX detektora ( CFD je funkcionisao u modu konstantne frakcije ) je postavljen tako da su odbacivani događaji kojima odgovara energija ispod 30 keV, dok je na CFD-u veto detektora postavljen prag diskriminacije na 3 MeV ( iznad energije gama zračenja iz okoline , ali daleko ispod mionskog maksimuma deponovane energije u plastiku na 10 MeV ). Vizuelna indikacija aktivnosti diskriminatora može se pratiti na osnovu brzine treptanja ugrađene LED diode ( Sl.64-quad CFD).

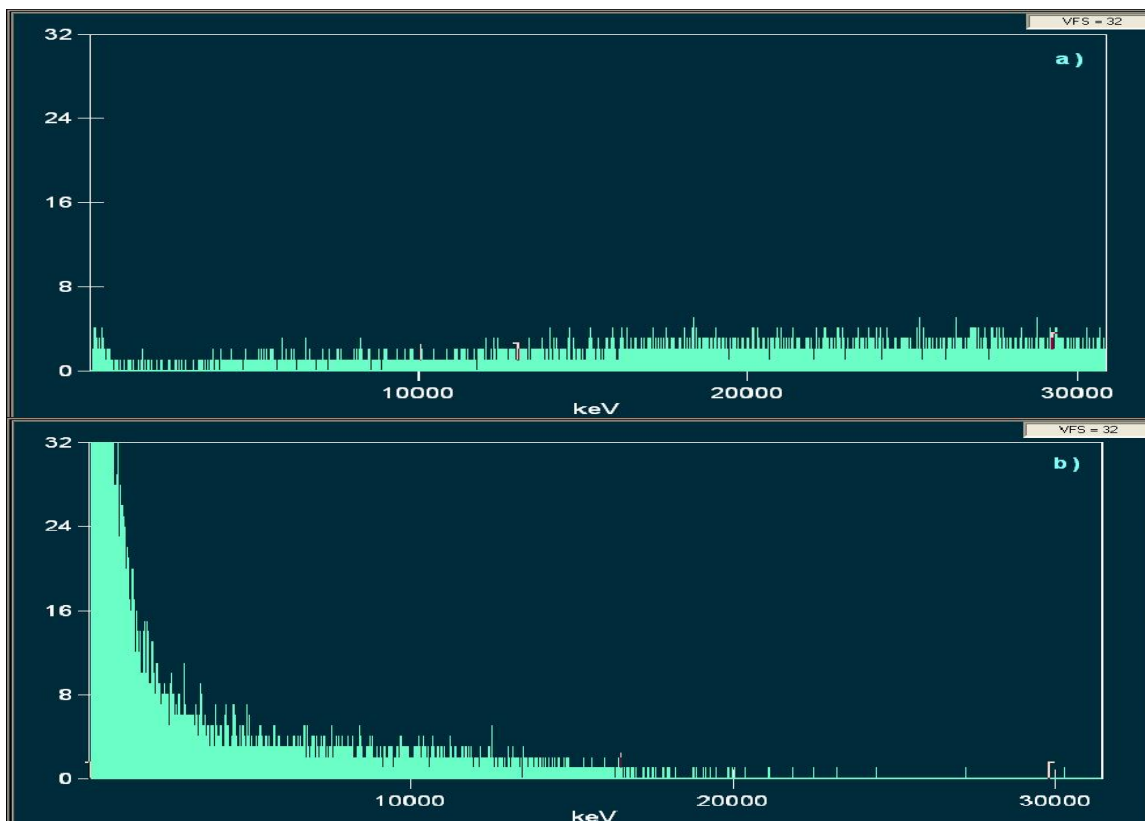
Ova podešavanja značajno su poboljšala vremensku rezoluciju sistema ( Sl.65-a ). Međutim , u vremenskom spektru su se pojavila dva odvojena pika ( jedan uzak i drugi proširen ) na rastojanju od 125 ns [ 42 ]. Najveće iznenađenje desilo se tokom vremenskog testiranja sistema pomoću Na-22 pozitronskog izvora aktivnosti 10  $\mu$ Ci. Maksimum promptnog vremenskog spektra bio je pozicioniran na istom kanalu kao drugi maksimum ("desni" pik) fonskog vremenskog spektra ( Sl.65-b). Ovaj rezultat može naivno biti objašnjen pomoću superluminalnih brzina. Naime, gama kvanti iz Na 22 ( sa energijama 511 KeV i 1275 KeV) imaju brzinu svetlosti i prolaze rastojanje Ge detektor- plastik od 32 cm za oko 1.1 ns (nezavisno od pozicije izvora između detektora) definišući tako promptno ( nulto ) vreme između START i STOP signala.



Sl.65 . Vremenski spektri,  $9.8 \text{ ns/chn}$  ( TAC opseg  $10 \mu\text{s}$ , ukupan broj kanala 1024 ); a-fonski vremenski spektar, b- promptni vremenski spektar dobijen pomoću izvora Na-22

Impulsi ispod pozicije promptnog koincidentnog pika u vremenom spektru mogu biti proizvedeni slučajnim koincidencijama ( ravna distribucija ), elektronskim šumom ( nije detektovan u ovom eksperimentu ), ili hipotetičnim česticama koje putuju superluminalnom ( "nadsvetlosnom" ) brzinom [43] od plastika do Ge detektora. Prema izmerenim podacima iz fonskog vremenskog spektra brzina takvih čestica bi bila oko  $115 c$  (  $c \times 125\text{ns}/1.1\text{ns}$  ).

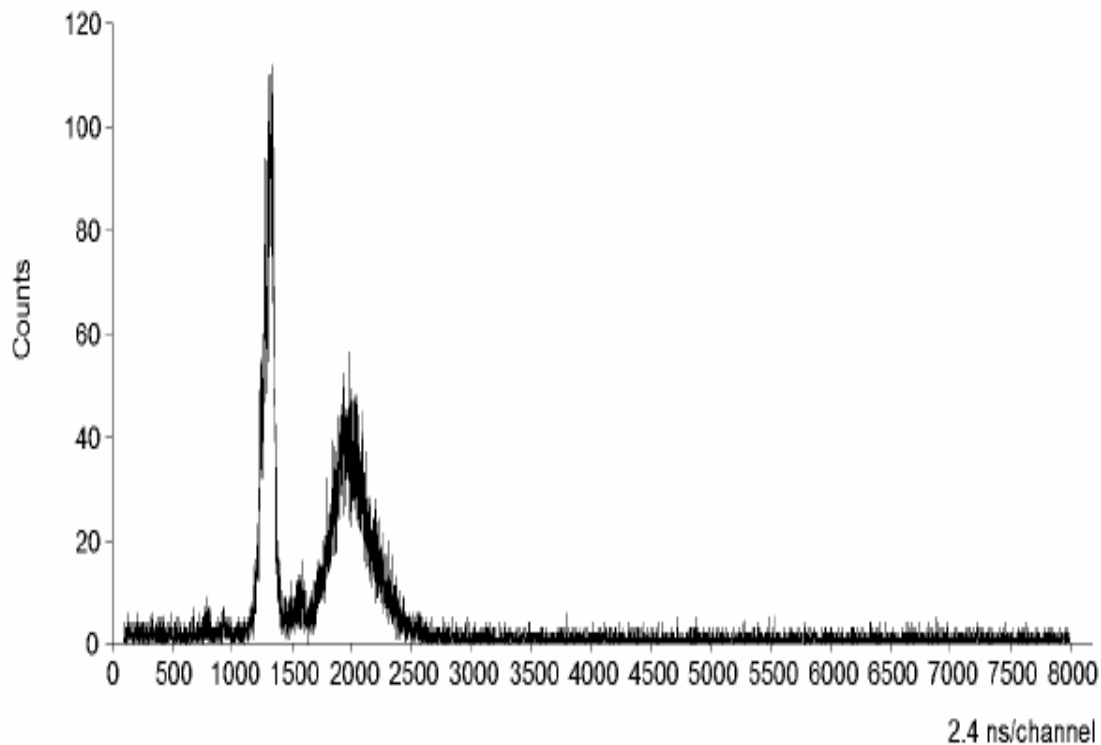
U narednoj fazi istraživanja prikupljeni su koincidentni spektri germanijumskog detektora koji odgovaraju događajima prvog ,uskog, ("superluminalnog") pika, i drugog, "promptnog" pika, fonskog vremenskog spektra (Sl.66-a, b).



*Sl.66. Fonski koincidentni spektri GMX detektora . a- koincidentni spektar okidan koincidencijama prvog ("superluminalnog") pika; b-koincidentni spektar okidan koincidencijama drugog "promptnog" pika*

Slika 66. jasno ukazuje da prvi vremenski pik okida visokoenergetske GMX događaje, a drugi niskoenergetske događaje. Imajući ovo u vidu, egzotično tahionsko [43] objašnjenje može se zameniti znatno realističnijim odgovorom - saturacionim efektom signala u elektronskom modulu. Visokoenergetski GMX impulsi ( uzrokovani fotonima sa energijom preko 1.5 MeV i impulsi poreklom od kosmičkih miona ) bivaju dovedeni u saturaciju u brzom pojačavaču ( TFA ) germanijumske grane kola, te stoga imaju znatno kraće vreme porasta ( *rise time* ) od nesaturisanih impulsa , koji odgovaraju događajima sa nižom energijom , kakvi su i oni iz Na-22. Tako saturisani impulsi bivaju okidani diskriminatorom konstantne frakcije mnogo ranije nego signali koji nisu saturisani te iz toga razloga saturisani signali prate START signale iz veto detektora brže od nesaturisanih, uzrokujući pojavu "superluminalnog" pika u fonskom vremenskom spektru.. Sa druge strane, nesaturisani signali na izlazu iz brzog pojačavača GMX detektora koji su u koincidenciji sa signalima iz veto detektora uzrokuju pojavu "promptnog" pika u vremenskom spektru snimljenom pomoću Na-22 izvora , kao i pojavu drugog pika u fonskom vremenskom spektru ( "desni" pik ) na istoj poziciji na kojoj se javlja promptni pik u vremenskom spektru dobijenom sa Na-22 izvorom.

Sličan fonski vremenski spektar sa dva pika objavljen je od strane Povineca [37], Sl.67., mada su u ovom slučaju pikovi bili znatno više razmaknuti ( $\sim 1800$  ns) u poređenju sa vremenskim spektrom dobijenim u laboratoriji DFNS. Autori u pomenutoj referenci nisu pokušali da daju dublje tumačenje dobijenog vremenskog spektra, odnosno da analiziraju vremenski spektar koji bi prikupili postavljanjem radioaktivnog izvora, kakav je Na-22 između veto detektora i Ge detektora.



*Sl.67. Vremenski spektar uzrokovan koincidencijama Ge detektora i plastičnog scintilatora, snimljen u IAEA-MEL laboratoriji, Monako.*

Treba istaći da izgleda iznenađujuće da CFD dovodi do oštrog grupisanja signala sa značajno različitim vremenima porasta, i tako u širokom energetskom opsegu deluje kao analizador oblika signala.

Da je prethodno diskutovana pojava posledica saturacionog efekta, utvrđeno je promenom grubog pojačanja na TFA germanijumskog detektora sa vrednosti 100 na vrednost 10, kada se izgubila podela vremenskog pika na dva jasno definisana dela.

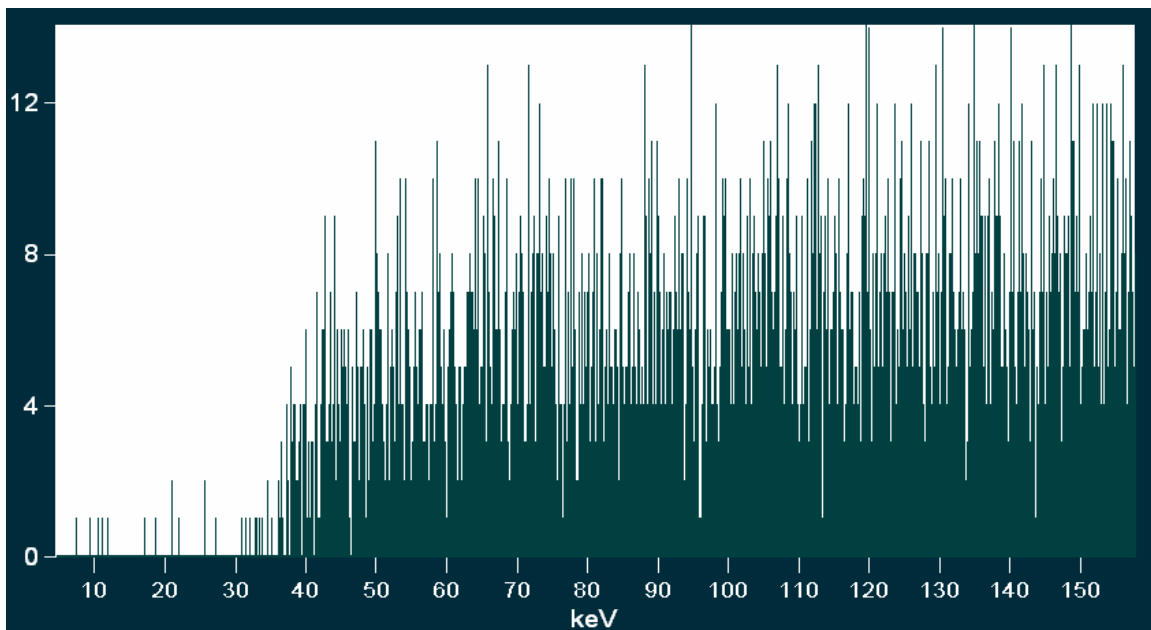
#### **2.4.2.5 Provera antikoincidentnog rada sistema nakon izvršenih izmena**

U ovoj fazi istraživanja je analiziran fonski antikoincidentni spektar GMX detektora tj. postignuti efekat redukcije fonskog odbroja posle izvršenih vremenskih podešavanja, a zatim spektar

uzorka pri antikoincidentnom režimu rada, kao i direktni spektar istog uzorka da bi se proverili gubici događaja poreklom iz ispitivanog materijala.

Prag na CFD germanijumske grane je postavljen tako odgovara energiji od 35 keV, dok je prag na CFD veto detektora postavljen nedaleko od početka mionske ivice ( $\sim 5$  MeV).

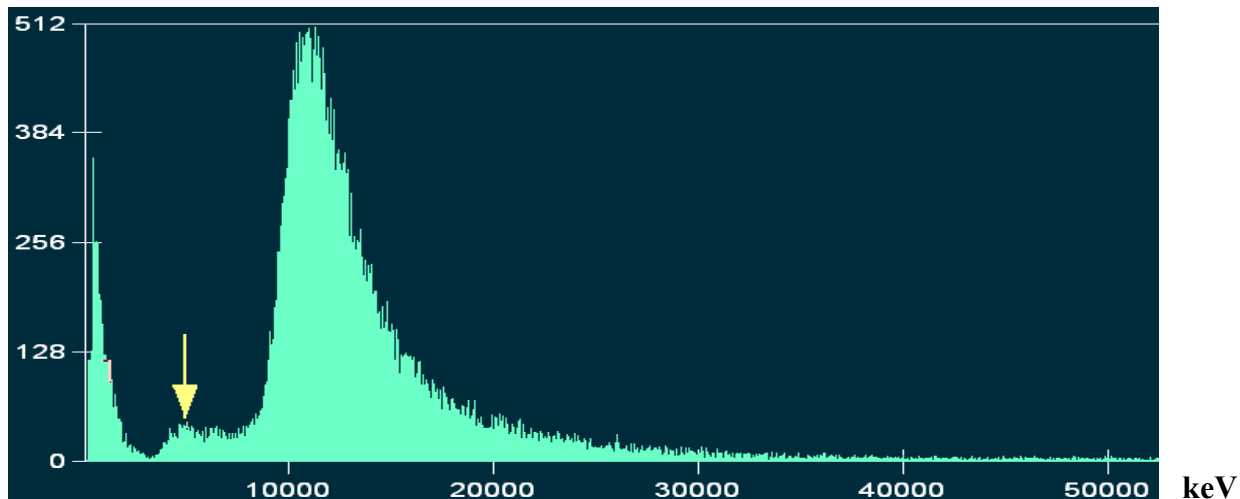
TAC opseg iznosio je  $10 \mu\text{s}$  ( $100 \times 100 \text{ ns}$ ). Širina *gate* signala (G&D(2)) za *gate*-ovanje ADC-a postavljena je na  $110 \mu\text{s}$ , dok je kašnjenje postavljeno na minimalno moguću vrednost. Na slici 68., prikazan je niskoenergetski region *koincidentnog* spektra GMX detektora (GMX detektor u koincidenciji sa veto detektorima). Vidi se "rez" na oko 35 keV podešen CFD-om. Na Sl.69. je prikazan koincidentni spektar veto detektora na kome se uočava odbacivanje događaja ispod  $\sim 5$  MeV, što je postignuto postavkom praga diskriminacije na CFD-u u brzom grani plastičnih detektora.



Sl.68. Niskoenergetska oblast koincidentnog spektra GMX detektora. Događaji ispod keV su "odsečeni" pomoću CFD-a

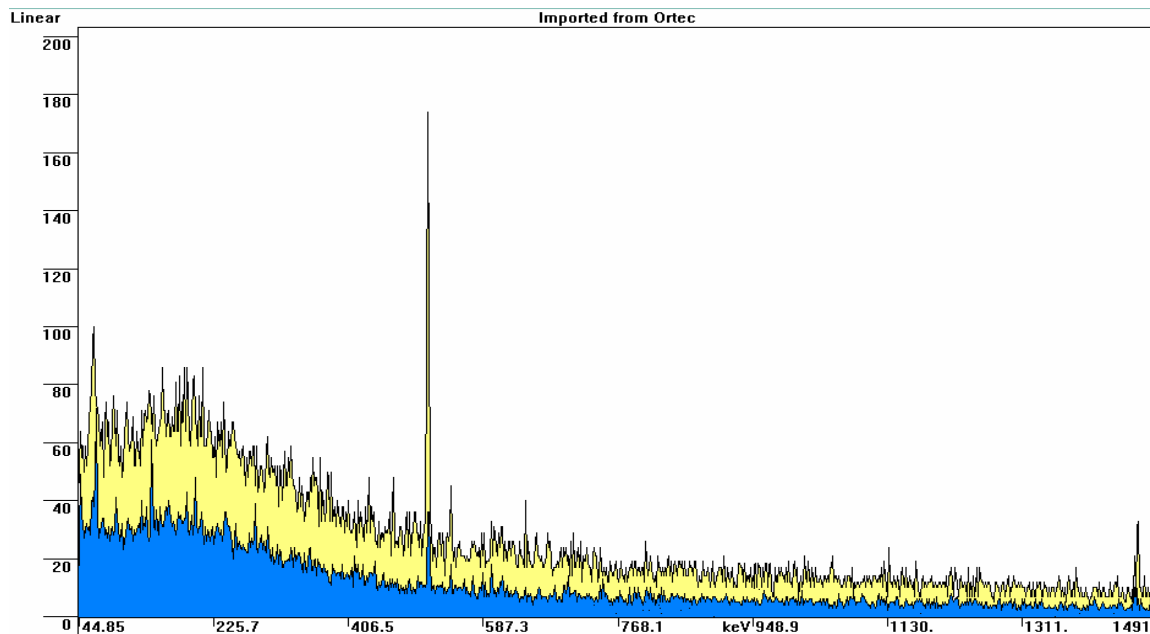
35

Dakle, *gate*-ovanje GMX spektra pri antikoincidentnom režimu rada vrše *gate* signali koji su rezultat koincidencija događaja u GMX detektoru sa energijom preko 35 keV i događaja u plastičnim detektorima sa deponovanom energijom preko 5 MeV, pri čemu maksimalan vremenski interval unutar koga se tretiraju koincidencije iznosi  $10 \mu\text{s}$ . To znači da će svaki signal iz GMX detektora koji je pristigao u ADC iz spektroskopskog pojačavača biti odbačen ukoliko se "preklapi" sa pristiglim *gate* signalom. Svi oni događaji iz GMX detektora koji stignu pre ili posle *gate* signala će biti registrovani u antikoincidentnom spektru.



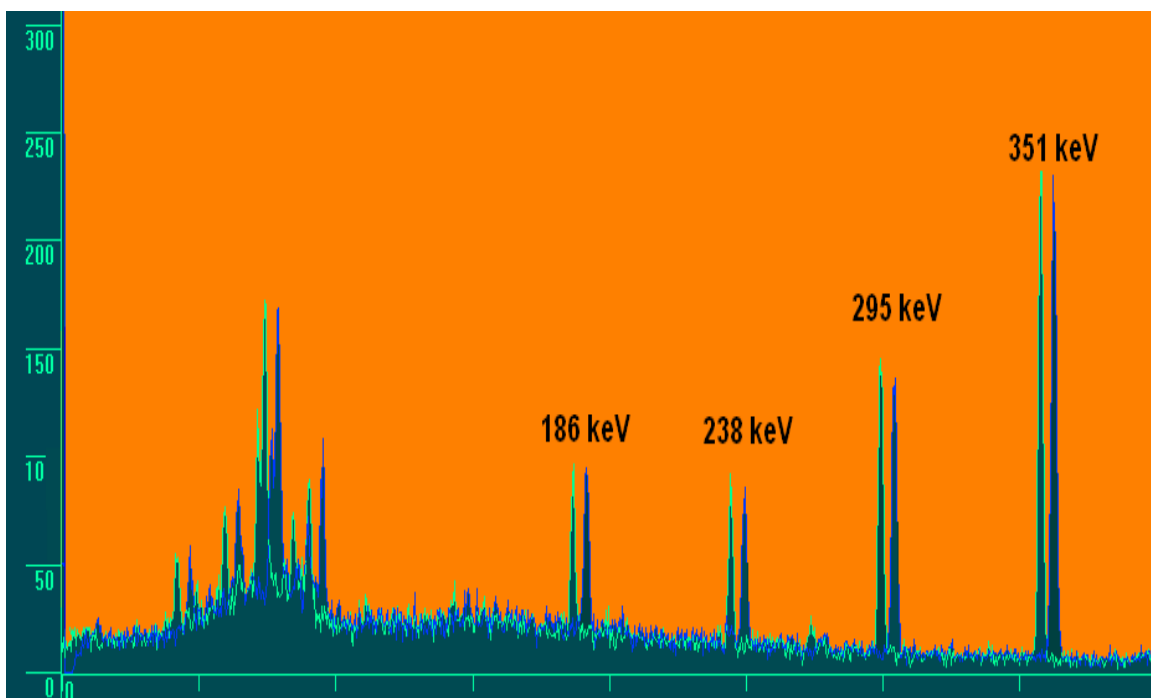
Sl.69. Koincidentni spektar veto detektora ( veto detektor u koincidenciji sa GMX detektorom ) sa uočljivim odbacivanjem događaja ispod ~ 5 MeV( pozicija označena strelicom ).

Nakon opisanih izmena i podešavanja aktivno šticeog germanijumskog sistema , ukupni spektralni odbroj u antikoincidentnom fonskom spektru iznosi 0.38 c/s ( 50 keV - 2 MeV ), tako da postignuti faktor redukcije u odnosu na fonski spektar sa pasivnom zaštitom ima vrednost 2.42 ( Sl.70.). Anihilaciona linija redukovna je 4.25 puta.



Sl.70. Usporedba fonskog spektra GMX detektora u pasivnoj zaštiti ( gornji spektar ) i fonskog spektra dobijenog primenom aktivnog štita nakon izvršenih izmena ( donji spektar )

Provera gubitaka odbroja poreklom iz ispitivanog uzorka izvršena je pomoću sirovog fosfata ( $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ ), spakovanog u cilindričnu kutiju unutrašnjeg prečnika 67 mm i visine 31 mm, za kontaktnu geometriju izvor-detektor. Koncentracija aktivnosti Ra-226 u ovom uzorku iznosi  $700 \pm 30$  Bq/kg, pa je obzirom na njegovu masu ( $m = 0.1824$  kg), aktivnost Ra-226 :  $A = 130 \pm 6$  Bq. Integralna brzina brojanja u direktnom spektru fosfata iznosi 24.5 c/s (50 keV - 2 MeV), a u antikoincidentnom 24.0 c/s, što je oko 27 puta viša vrednost od fonske brzine brojanja GMX detektora sa pasivnim štitom. Registrovano mrtvo vreme u antikoincidentnom spektru fosfata je 0.06 %, a ista vrednost registrovana je i u direktnom spektru fosfata. Iz poređenja antikoincidentnog i direktnog spektra (Sl.71.), jasno je da nema gubitaka u odbroju koji potiču iz uzorka pri antikoincidentnom režimu rada sistema. Razlika u integralnom odbroju od 0.5 c/s između direktnog i antikoincidentnog spektra upravo odgovara iznosu fonske redukcije primenom antikoincidentnog sistema, dakle redukcije onih događaja koji ne potiču iz uzorka ( $0.9 \text{ c/s} - 0.4 \text{ c/s} = 0.5 \text{ c/s}$ ).



Sl.71. Niskoenergetski region direktnog i antikoincidentnog spektra fosfata u uporednom prikazu. Direktni spektar pomeren je udesno u odnosu na antikoincidentni kako bi se mogli uporediti intenziteti pikova u jednom i drugom spektru.



Na osnovu izvršenih ispitivanja rada sistema zaključujemo da u novoj postavci ( MULTIPORT II sa internim ADC-ovima, TFA u grani plastičnih detektora i podešavanje parametara na oba TFA, TAC opseg 10  $\mu$ s, ubacivanje *delay* kablova i podešavanje *walk-a* ) nema gubitaka događaja u spektru koji potiču iz uzorka. To je vrlo značajno poboljšanje u odnosu na postavku opisanu na početku poglavlja 2.4.2 , gde su gubici iz izvora dostizali 20 %.

Ipak, faktor redukcije integralnog odbroja u antikoincidentnom fonskom spektru u odnosu na fonski spektar sa pasivnim štitom sada ima nižu vrednost ( 2.42 ), od ranije postignute vrednosti ( 3.03 ). Kada je u pitanju anihilaciona linija, takođe je ostvaren niži faktor redukcije ~ 4.5 u odnosu na raniji faktor ~ 7.

Razlog za ovakve rezultate mogla bi da bude nemogućnost da se utiče na kašnjenje početka konverzionog ciklusa na ADC-u MULTIPORT-a II nakon pristizanja signala, kao što je to bilo moguće ranije ( opcija DELAY MODE ) na ADC Modelu 8075, tako da je snižena efikasnost gate-ovanja, zbog vremenskog "mimoilaženja " gate-signalu i signala ADC-a.

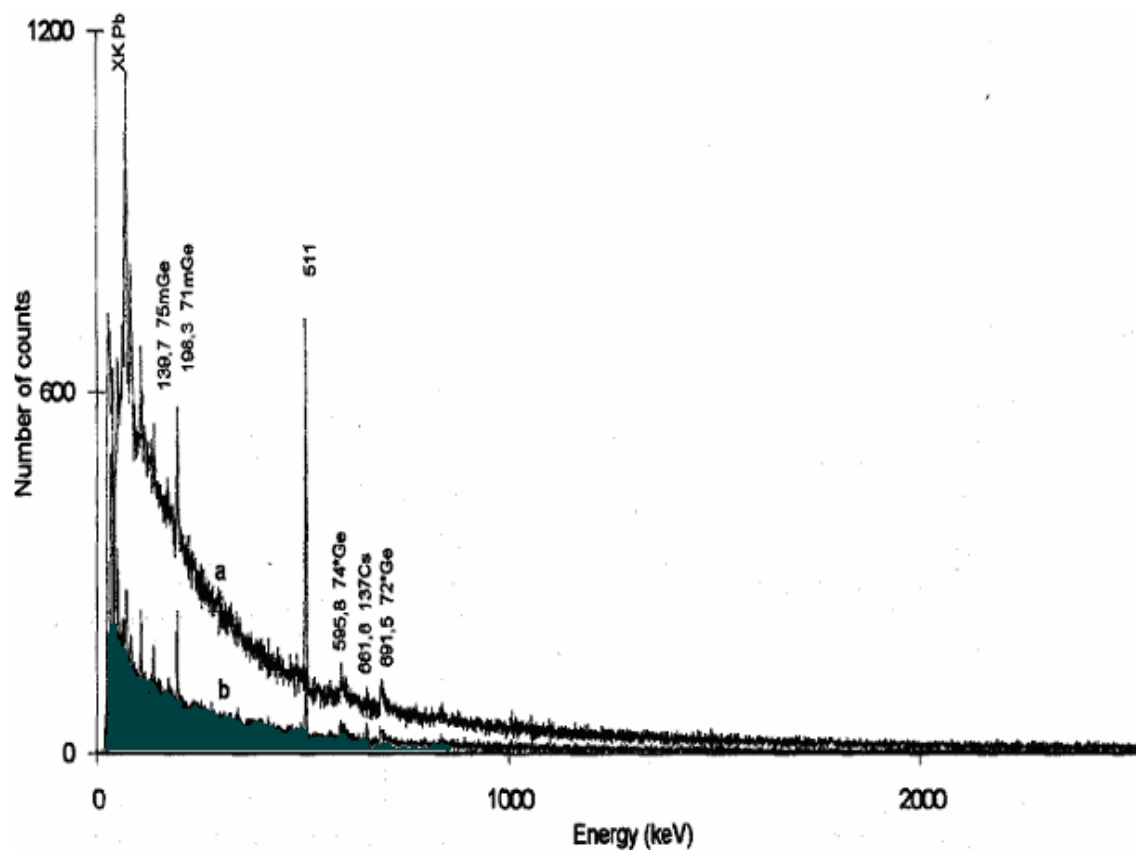
### 2.4.3 Rezultati aktivno štićenih gama spektrometarskih sistema realizovanih u različitim laboratorijama u svetu

a) Laboratorija u nadležnosti *Commissariat a l'Energie Atomique, DRIF/DASE/RCE, Centre d'Etudes de Bruyeres-le-Chatel, B.P. 12, 91680 Bruyeres-le-Chatel, Francuska* [ 38 ].

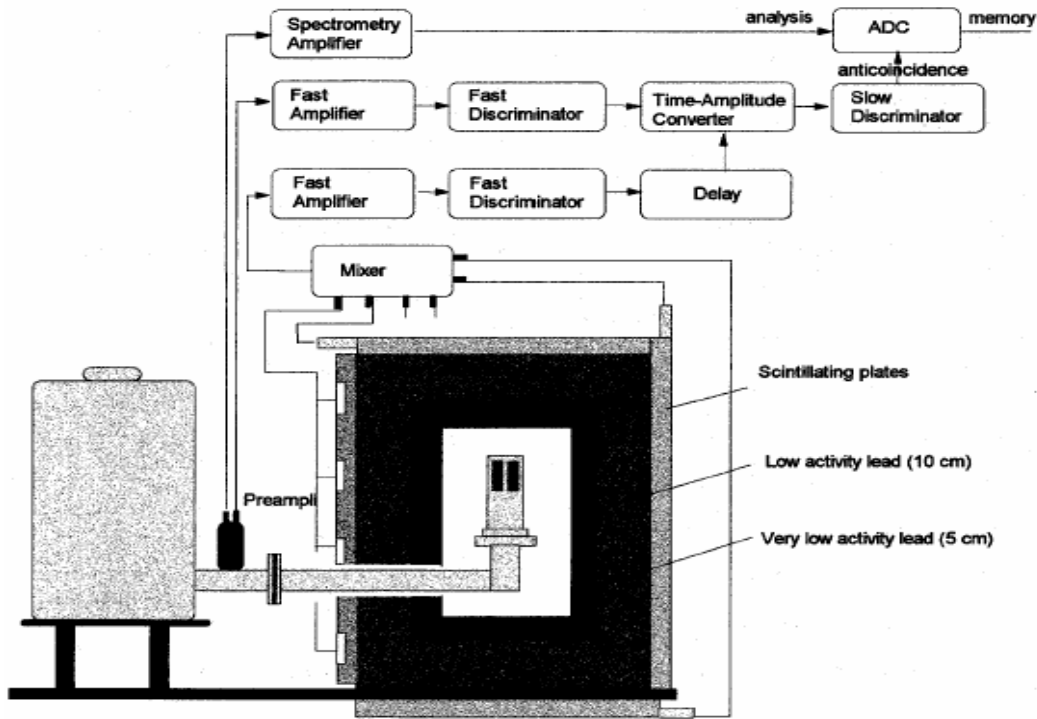
Karakteristike detektora br. 1:

- Ge well detector aktivne zapremine  $97 \text{ cm}^3$ .

Komparacija između fonskih spektara dobijenih sa pasivnim štitom ( 15 cm Pb ) i primenom aktivne zaštite oko pasivnog štita prikazana je na Sl.72. Postignuti faktor redukcije fona ( 30 keV - 2.7 MeV ) iznosi 5.1 ( sa 0.4 c/s na 0.07 c/s ). Aktivni štit se sastoji od plastičnih scintilacionih ploča 60 cm x 60 cm debljine 4 cm ( Sl.73 ).



Sl.72. Foski spektri dobijeni pomoću well detektora : a) prisutan samo pasivni štit, b) sa antikosmičkim aktivnim štitom



Sl.73. Šematski prikaz germanijumskog spektrometra sa aktivnom zaštitom

Detektor br.2:

- Koaksijalni Ge detektor aktivne zapremine  $200 \text{ cm}^3$  ( relativne efikasnosti 50 % ).

Na ovom detektoru faktor redukcije fonskog odbroja na intervalu 30 keV-2.7 MeV usled primene aktivnog štita ima vrednost 5.2 ( sa 0.88 c/s na 0.17 c/s ). Anihilaciona linija je redukovana  $\approx 10$  puta.

**b) Laboratorija Fizičkog fakulteta Univerziteta u Sevilji, Sevilja, Španija [ 39 ].**

Karakteristike detektora :

- koaksijalni Ge detektor sa proširenim opsegom ( XtRa), aktivne zapremine  $160 \text{ cm}^3$  ( relativne efikasnosti 37.8 % )

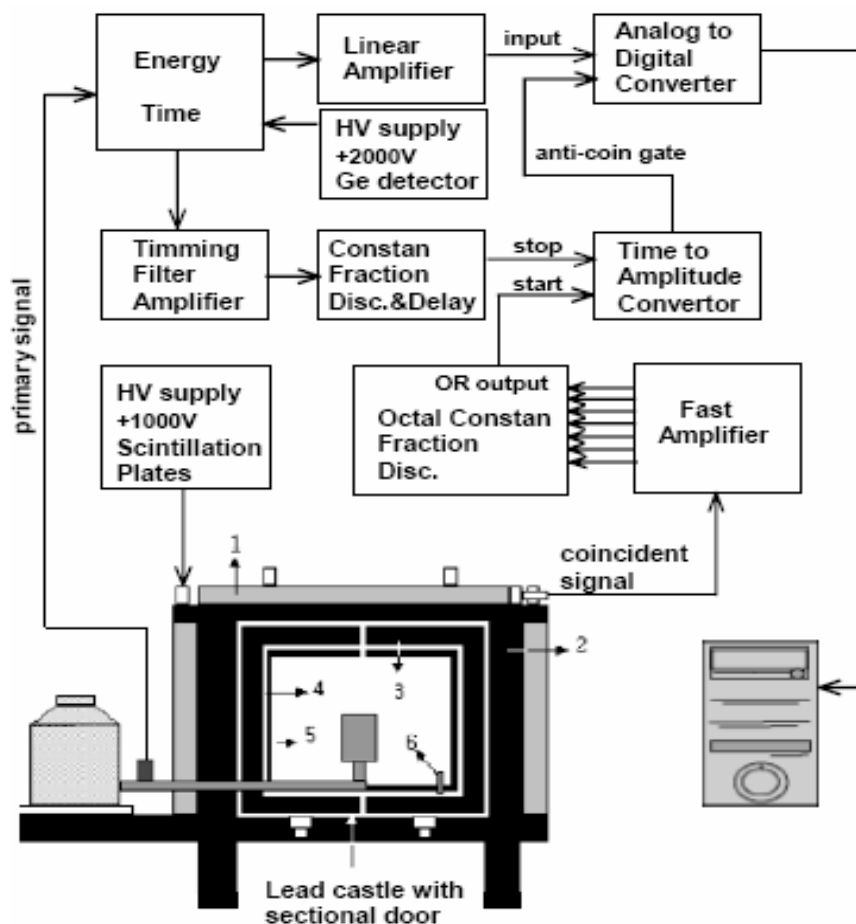
Pasivni štit sastoji se od 10 cm Pb i 5 mm Cu., a aktivni štit predstavlja ploča plastičnog scintilatora 50 cm x 50 cm x 5 cm postavljena sa gornje strane pasivnog štita. U energetskom opsegu 40 keV - 2.7 MeV primenom antikoincidentnog sistema fonski odbroj je redukovan sa 72 c/min na 52 c/min ( faktor redukcije 1.4 ). Anihilaciona linija je redukovana samo 1.3 puta.

c) Laboratorija Univerziteta Mokwon , Doandong Seo-Ku, Daejon 302-729, Južna Koreja [ 36 ].

Karakteristike detektora :

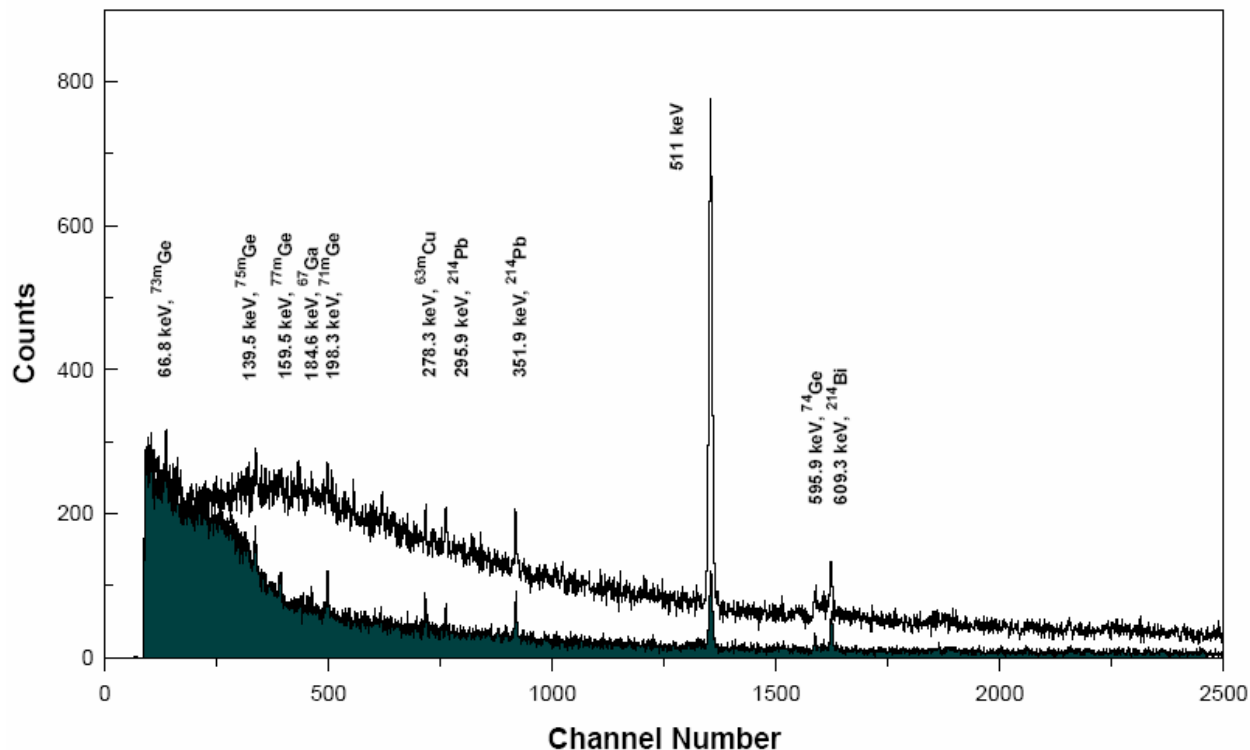
- Koaksijalni Ge detektor aktivne zapremine  $282 \text{ cm}^3$  ( relativna efikasnost 60% )

Pasivnu zaštitu sačinjava 150 mm olova i 4 mm bakra, dok se aktivna zaštita sastoji od ploča plastičnog scintilatora dimenzija 70 cm x 70 cm x 5 cm koje opkoljavaju pasivni štit odozgo , kao i četiri bočne strane ( Sl.74.).



Sl.74. Šematski prikaz aktivno šticeog germanijumskog spektrometra.

Integralna fonska brzina brojanja u energetskom intervalu 50 keV - 3 MeV uz primenu samo pasivnog štita iznosi 1.2 c/s, dok se primenom aktivnog štita ova vrednost redukuje na 0.34 c/s ( faktor redukcije 3.5 ). Anihilaciona linija je potisnuta oko 7 puta ( Sl.75.).



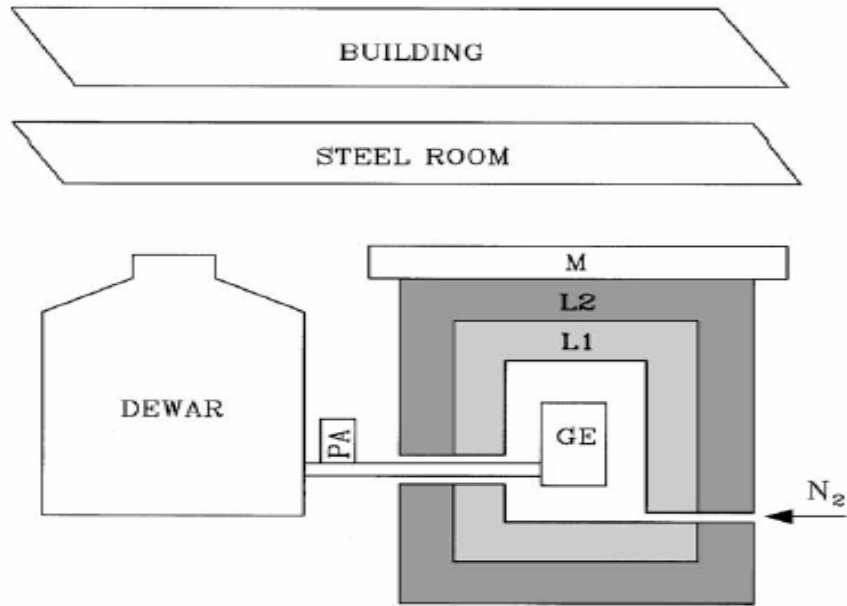
*Sl.75. Redukcija fonskog odbroja primenom aktivne zaštite ( gornji spektar - Ge detektor unutar pasivnog štita , donji spektar - primenjena aktivna zaštita )*

**d) Laboratorija INC ( Laboratory of Inorganic and Nuclear Chemistry ), New York State Department of Health, Empire State Plaza, Albany, NY 12201-0509,USA [44].**  
 ( pokrovni sloj ~ 33 m.w.e )

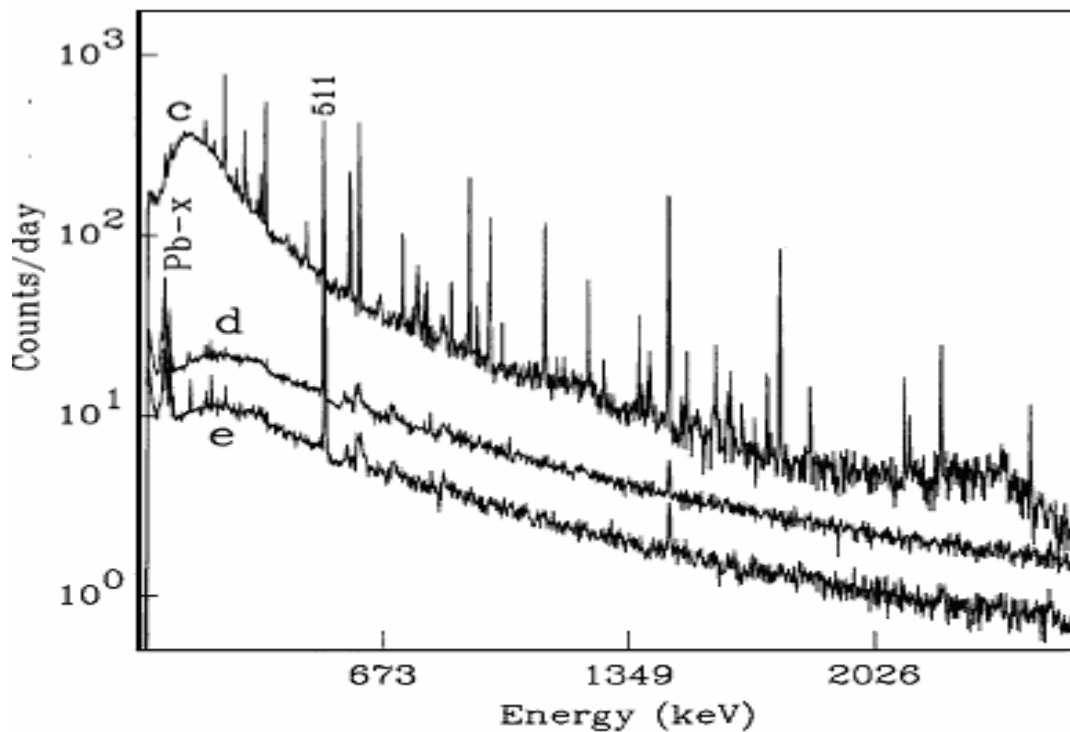
Karakteristike detektora :

- Koaksijalni Ge detektor sa aktivnom zapreminom  $485 \text{ cm}^3$  (relativna efikasnost 131 % )

Pasivna zaštita se sastoji od 15 cm Pb , a aktivnu čini jedna ploča plastičnog scintilatora dimenzija 58 cm x 58 cm x 5 cm pozicionirana iznad aktivnog štita. Ceo sistem je smešten u sobu sa čeličnim zidovima debljine 15 cm ( Sl.76.). Integralni odbroj Ge detektora ( 50 keV - 2.7 MeV ) unutar sobe čeličnih zidova, bez Pb štita iznosio je 0.9 c/s. Sa dodatim pasivnim Pb štitom ovaj odbroj je redukovan na 0.135 c/s, a uz primenu aktivnog štita imao je vrednost 0.068 c/s. Dakle, usled aktivne zaštite ukupna fonska brzina smanjena je 2 puta. ( Sl.77.)



Sl.76. Šema niskofonskog germanijumskog spektrometra: **M**- veto štít ( plastični scintilator ) , **L2** - Pb sloj debljine 75 mm sa koncentracijom aktivnosti 20 Bq/kg Pb-210, **L1** - Pb sloj debljine 75 mm sa koncentracijom aktivnosti < 3 Bq/kg Pb-210.



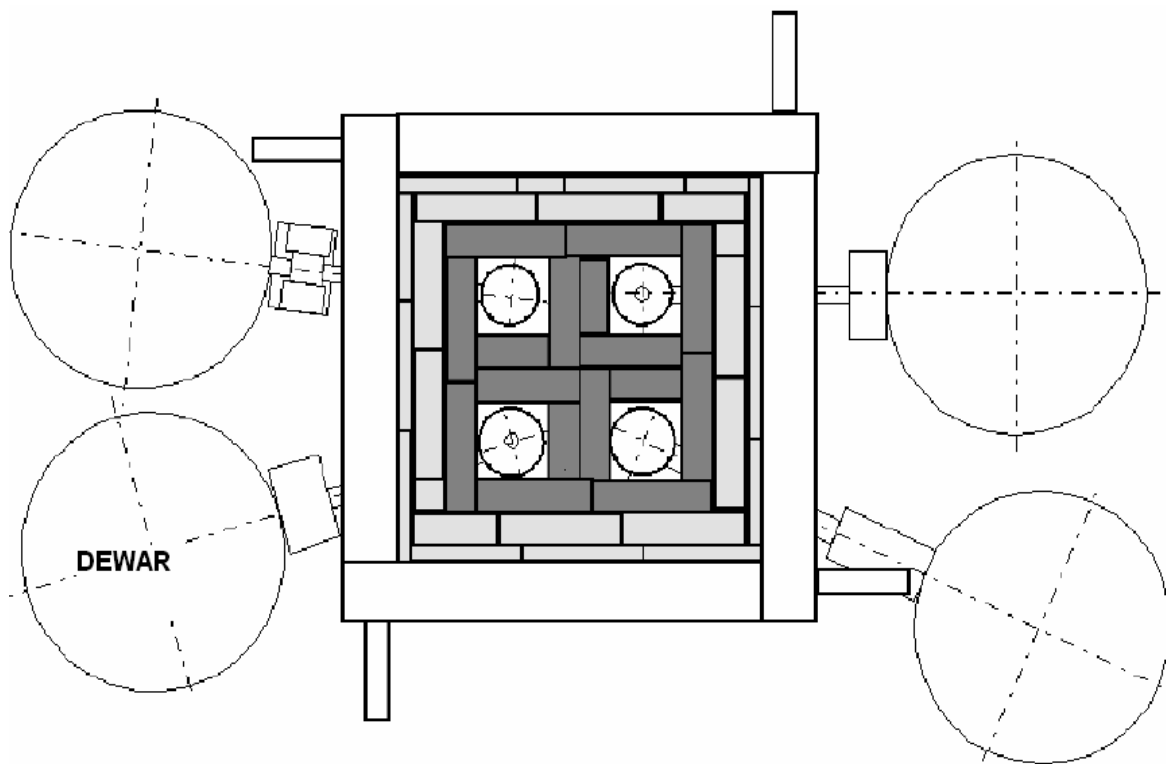
Sl.77. Fonski spektri germanijumskog spektrometra : **c**) Ge detektor unutar sobe sa čeličnim zidovima ; **d**) detektor postavljen u dodatnu Pb zaštitu, **e**) primenjena aktivna zaštita

e) Laboratorija IAEA-MEL (International Atomic Energy Agency, Marine Environment Laboratory), 4, quai Antoine 1er, Monte-Carlo, MC 98000, Monaco [ 37 ].  
( plitka podzemna laboratorija ~ 35 m.w.e. )

Karakteristike detektora:

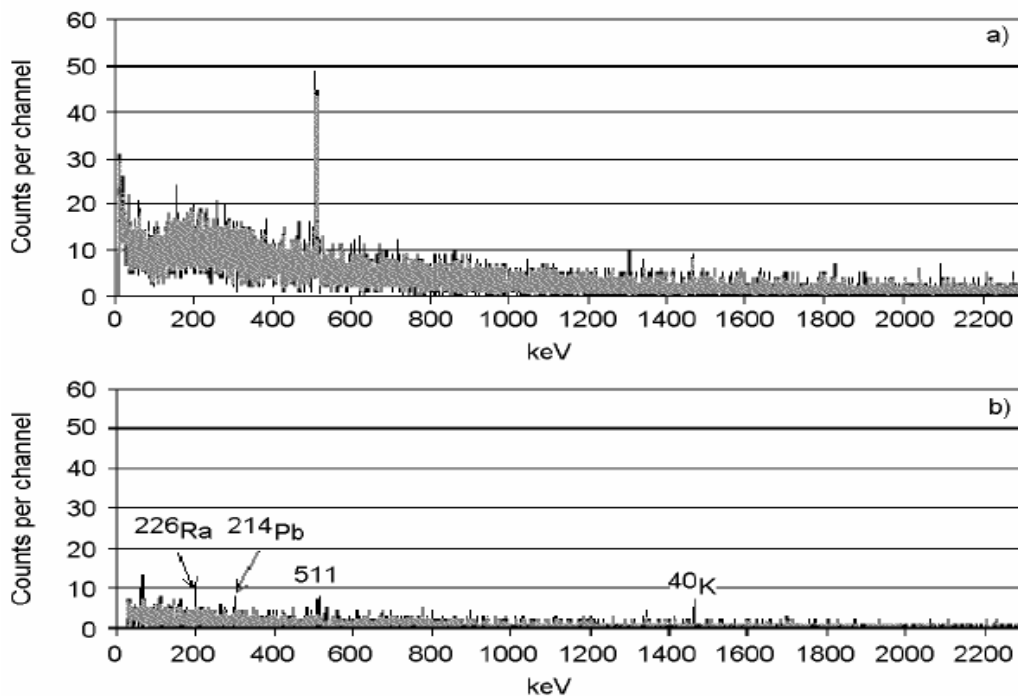
- well tip , relativne efikasnosti 150 %

Pasivnu zaštitu sačinjava 12.5 cm Pb, a aktivnu ( koja opkoljava pasivnu sa gornje strane i sa sve četiri bočne ) čine ploče plastičnih scintilatora debljine 7 cm. Sistem je aranžiran tako da se istovremeno unutar pasivnog i aktivnog štita nalaze 4 nezavisna Ge detektora ( Sl.78. ).



Sl.78. Šema četiri germanijumska spektrometra sa pasivnom zaštitom opkoljenom veto detektorima.

Fonska brzina brojanja ( 30 keV - 2500 keV ) je redukovana sa 0.2 c/s ( pasivni štit ) na 0.02 c/s ( primenjena aktivna zaštita ), što je prikazano na Sl.79.



*Sl.79. Fonski spektri germanijumskog detektora ( 150 % rel. efikasnost ) : a) detektor unutar pasivnog štita, b) spektar dobijen uz primenu aktivne zaštite*

Postignuti faktor redukcije primenom aktivne zaštite za germanijumski spektrometar na DFNS ( vrednost faktora: 3 ) bolji je od rezultata prikazanog pod **b)** ( vrednost faktora : 1.3 ) i **d)** ( vrednost faktora : 2 ). Takođe, sistem aktivne zaštite na DFNS ima viši kvalitet u redukciji fona u niskoenergetskom delu spektra u odnosu na rezultat naveden pod **c)**, dok je slabiji od rezultata navedenih pod **a)** i **e)**. Međutim, treba naglasiti da u objavljenim publikacijama o navedenim sistemima ne postoje podaci o testiranju na gubitke poreklom iz ispitivanog uzorka odnosno izvora( sem za sistem pod **b)** ).

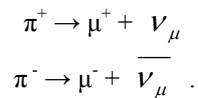
## **2.5 Mogućnosti primene aktivno šticeenog germanijumskog spektrometra na DFNS u koincidentnom režimu rada**

### **2.5.1 Ispitivanje produkcije karakterističnog X-zračenja u različitim materijalima pod dejstvom kosmičkih miona**

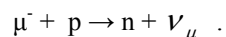
Primarni kosmički zraci sastoje se prvenstveno od protona i alfa čestica vrlo visokih energija poreklom iz zvezdanih procesa. Gornji slojevi Zemljine atmosfere su bombardovani fluksom ovih naelektrisanih čestica. Tokom sudara sa jezgrima atoma elemenata koji ulaze u sastav vazduha proizvede se pljuskovi sekundarnih čestica koji uključuju protone, neutrone, pione (naelektrisane i neutralne), kaone, fotone, elektrone i pozitrone. Sekundarne čestice zatim proizvode dodatne čestice u kaskadnim procesima.



Neki od naelektrisanih piona će se spontano raspasti putem slabe interakcije u mion i neutrino ili antineutrino:



Mion interaguje sa materijom samo putem elektromagnetne i slabe interakcije, prevaljujući relativno duga rastojanja dok ne izgubi svoju kinetičku energiju i konačno se raspadne u elektron i antineutrino. Takođe, nakon usporenja negativni mioni mogu se vezati na atomskom jezgru i zatim interagovati sa protonima pre nego što se spontano raspadnu:



Primena visoko-rezolucione gama spektrometrije na procese sa vrlo malom verovatnoćom ima značajnu ulogu u nuklearnoj i subnuklearnoj fizici i čestičnoj astrifizici [ 45 ]. Izučavanje interakcije kosmičkih zraka, naročito najprodornije-mionske komponente, sa različitim vrstama materijala vodi ka usavršavanju niskofonskih eksperimenata.

Postoje četiri tipa različitih spektralnih komponenti Ge detektora [27] uzrokovanih mionima:

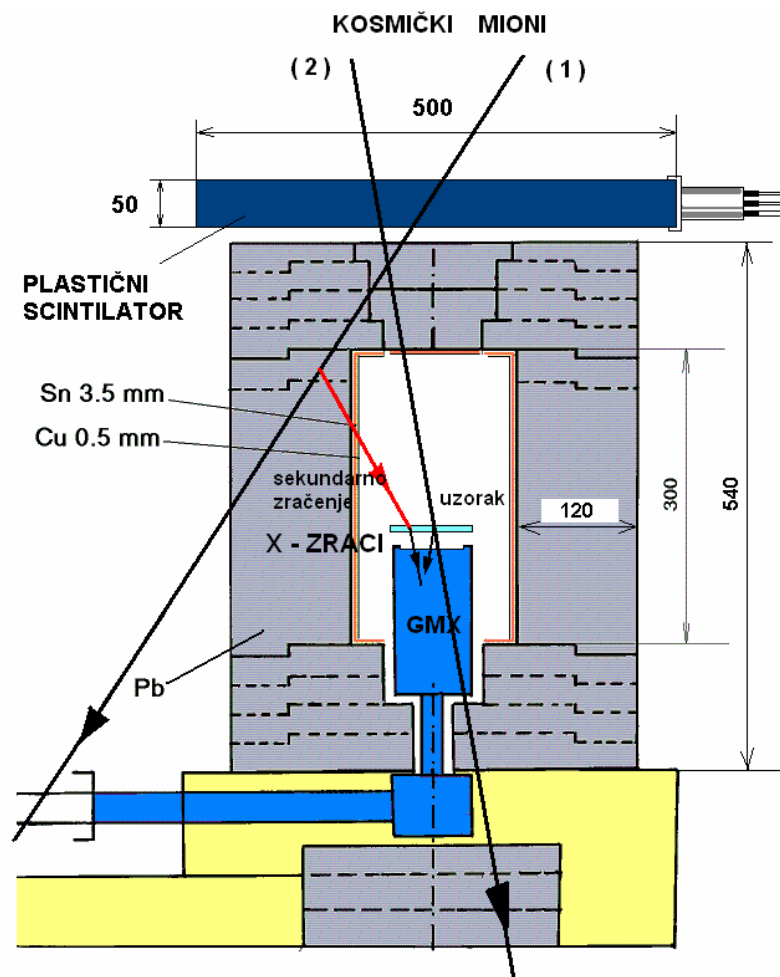
1. Karakteristični X-zraci materijala u blizini Ge kristala
2. Kontinuum zakočnog zračenja iz mionima generisanih pljuskova elektrona
3. Anihilacioni pik indukovan procesima produkcije para elektron-pozitron [46] i
4. Aktivacija materijala mionima

U ovoj fazi istraživanja prikazana je analiza produkcije karakterističnih X-zraka pod uticajem kosmičkih miona u različitim materijalima: zlato, olovo, volfram. Neki od neakceleratorskih, niskofonskih eksperimenata u fizici čestica su bazirani na korišćenju Ge detektora uz upotrebu prethodno pomenutih materijala kao detektorskih komponenti. Ovi materijali su potencijalni izvori mionima proizvedenih X-zraka, što vodi porastu intenziteta niskoenergetskog dela gama spektra. Ovde su predstavljena merenja preseka za produkciju X-zraka pod dejstvom *sekundarnih čestica* generisanih kosmičkim mionima u Pb štitiu GMX detektora.

### 2.5.1.1 Eksperimentalna postavka i dobijeni rezultati

Za merenje je iskorišten elektronski sistem prikazan na Sl.63., pri čemu je režim rada plastičnog scintilatora i germanijumskog detektora sada koincidentan, što se jednostavno postiže odgovarajućom komandom u računarskom programu Genie 2000 kojim se kontroliše rad MULTIPORTA II ( "coincidence" mod ADC-a GMX detektora ). U ovom slučaju je sa GMX detektorom u koincidenciji funkcionisao samo jedan plastični scintilator ( horizontalno postavljen neposredno iznad pasivnog Pb štita ), dok su preostali scintilatori isključeni iz elektronskog kola. Prednost korišćenja GMX detektora za ovu namenu, ogleda se u visokoj efikasnosti detekcije za fotone X-zračenja zbog postojanja berilijumskog prozora na kapi detektora. Karakteristično X-zračenje olova od kojeg se sastoji pasivni štiti eliminisano je unutrašnjim slojevima Sn i Cu. Ispitivani uzorci su postavljeni na rastojanju 7.5 mm ispred kape detektora, na tankom plastičnom nosaču.

SCA prozor ( $\Delta t$ ) modula TAC/SCA (pretvarač vreme-amplituda/jednokanalni analizator) je iznosio 270 ns, tako da su u koincidentnom spektru GMX detektora zabeleženi samo događaji koji odgovaraju oblasti pravih koincidencija (obuhvaćena su oba pika u vremenskom spektru). Prag na CFD-u plastičnog scintilatora postavljen je tako da odgovara energiji od oko 6 MeV-a (daleko preko energije gama zračenja iz okoline), a prag na CFD-u Ge detektora je bio na 35 keV. Dakle, ovakvom postavkom je obezbeđeno da su događaji zabeleženi u Ge detektoru uzrokovani mionima proizvedenim sekundarnim česticama u okruženju Ge kristala. Ove sekundarne čestice (fotoni zakočnog zračenja) stupaju u interakciju sa materijalom ispitivanog uzorka generišu karakteristično X- zračenje (Sl.80.).



Sl.80. Šematski prikaz eksperimentalne postavke pri koincidentnom radu plastičnog scintilatora i GMX detektora.

Na Sl.80. su prikazane dve karakteristične putanje kosmičkih miona. Kosmički mion označen sa (1) nakon prolaska kroz plastični scintilator dovodi do generisanja fotona zakočnog zračenja u Pb štitu koji zatim u interakciji sa materijalom uzorka indukuje

emisiju fotona karakterističnog X-zračenja. Mionski impuls u plastičnom detektoru i signal koji potiče od X-zraka u GMX detektoru su u koincidenciji te će takav događaj u koincidentnom spektru GMX detektora dati doprinos piku karakterističnog X-zračenja materijala uzorka. Naravno, ako sekundarno emitovani foton pogodi GMX detektor ne stupivši u interakciju sa materijalom uzorka on će takođe dati doprinos koincidentnom spektru, ali će doprinositi spektralnom kontinuumu. Sa druge strane, ako mion označen sa (2) pogađa uzorak i generiše X-zrak, on se u koincidentnom spektru neće registrovati u regionu pika karakterističnog X-zračenja, budući da se ovaj impuls sumira sa mionskim impulsom koji nastaje kao rezultat prolaska miona kroz Ge kristal. Iz tog razloga u ovom istraživanju ne govorimo o preseku za produkciju X-zračenja direktno u interakciji miona sa metom, već o preseku koga uslovno možemo nazvati "rezultantnim", budući da su sekundarni mionski produkti doveli do generisanja X-zračenja. Sa Sl.80. je takođe vidljivo da će i oni mioni koji pod većim uglovima padaju na plasični detektor u odnosu na vertikalu doprinositi produkciji X-zračenja pri ovakvoj geometriji plastik-Ge detektor, što se mora uzeti u obzir kod merenja mionskog fluksa jer je to parametar koji ulazi u račun kod određivanja preseka.

Osobine uzoraka u obliku diska koji su upotrebljeni u eksperimentu su prikazane u Tabeli 38.

*Tabela 38. Uzorci materijala*

<b>Br.</b>	<b>Supstanca</b>	<b>Masa [ g ]</b>	<b>Radijus [ cm ]</b>	<b>Debljina [ cm ]</b>
1	Au	40.6	3.34	0.06
2	Pb	53.2	3.69	0.11
3	WO <sub>3</sub>	20.2	3.35	0.25

Niskoenergetske oblasti koincidentnih spektara GMX detektora u slučaju uzoraka Au, Pb i WO<sub>3</sub> su prikazane na Sl.81.



Sl.81. Koincidentni spektri uzoraka Au, Pb i WO<sub>3</sub>

Koristeći relaciju  $\sigma_{rezult.} = \frac{R}{N \cdot \Phi}$ , izračunati su rezultantni preseci za produkciju K $\alpha$  X-zraka u različitim materijalima visokog rednog broja pod uticajem kosmičkih miona, gde je :

$$R - \text{broj proizvedenih X K}\alpha\text{- kvanata u uzorku po jedinici vremena} : R = \frac{n}{\varepsilon t}$$

(  $n$  - broj događaja u X K $\alpha$ - fotopiku koincidentnog spektra ,  
 $\varepsilon$  - efikasnost detekcije za datu geometriju uzorka i energiju emitovanih X K $\alpha$ -zraka ,  $t$  - živo vreme merenja )

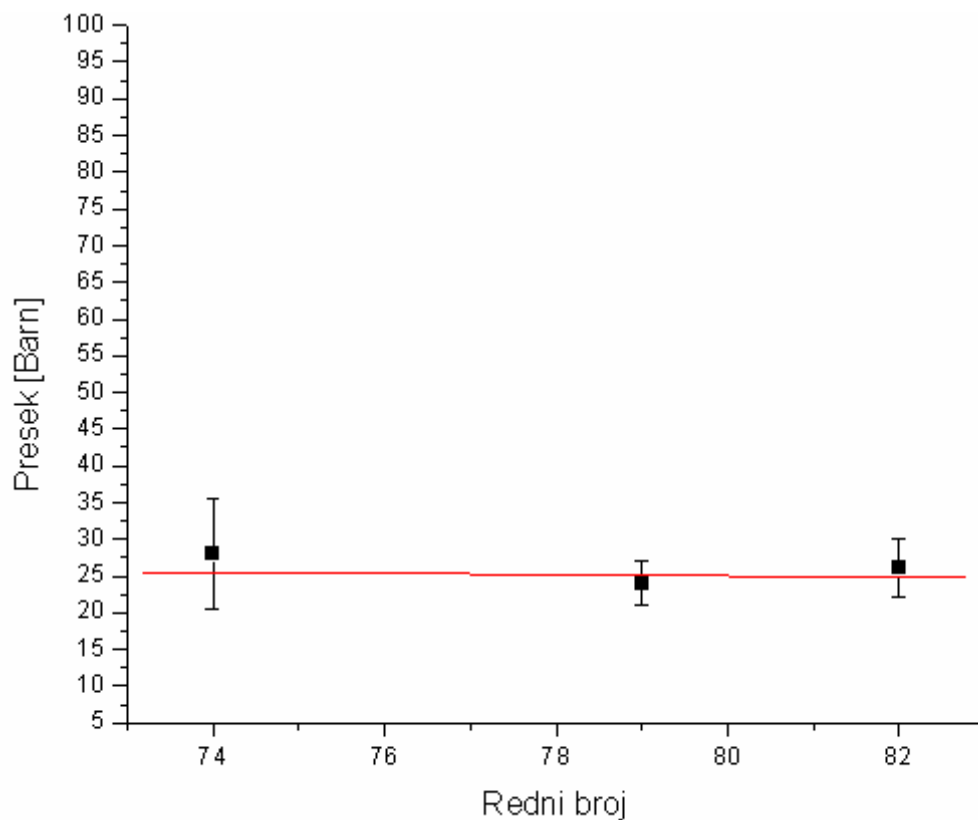
$N$  - broj atoma ( Au,Pb,W ) u uzorku

$\Phi$  - mereni mionski fluks : 85 s<sup>-1</sup>m<sup>2</sup> ( za kosmičke mione sa srednjom energijom od oko 2 GeV i upadnim uglovima od 0° do ~ 45° u odnosu na vertikalnu ).

Rezultati izračunavanja su predstavljeni u Tabeli 39. i na Sl.82.

Tabela 39. Rezultantni preseki za produkciju  $X K_{\alpha}$  zraka

Br.	Element	Atomski broj	Presek [ Barn ]
1	Au	79	24±3
2	Pb	82	26±4
3	W	74	28±7.5



Sl.82. Zavisnost rezultatnog preseka za produkciju  $X K_{\alpha}$  zraka pod dejstvom kosmičkih miona

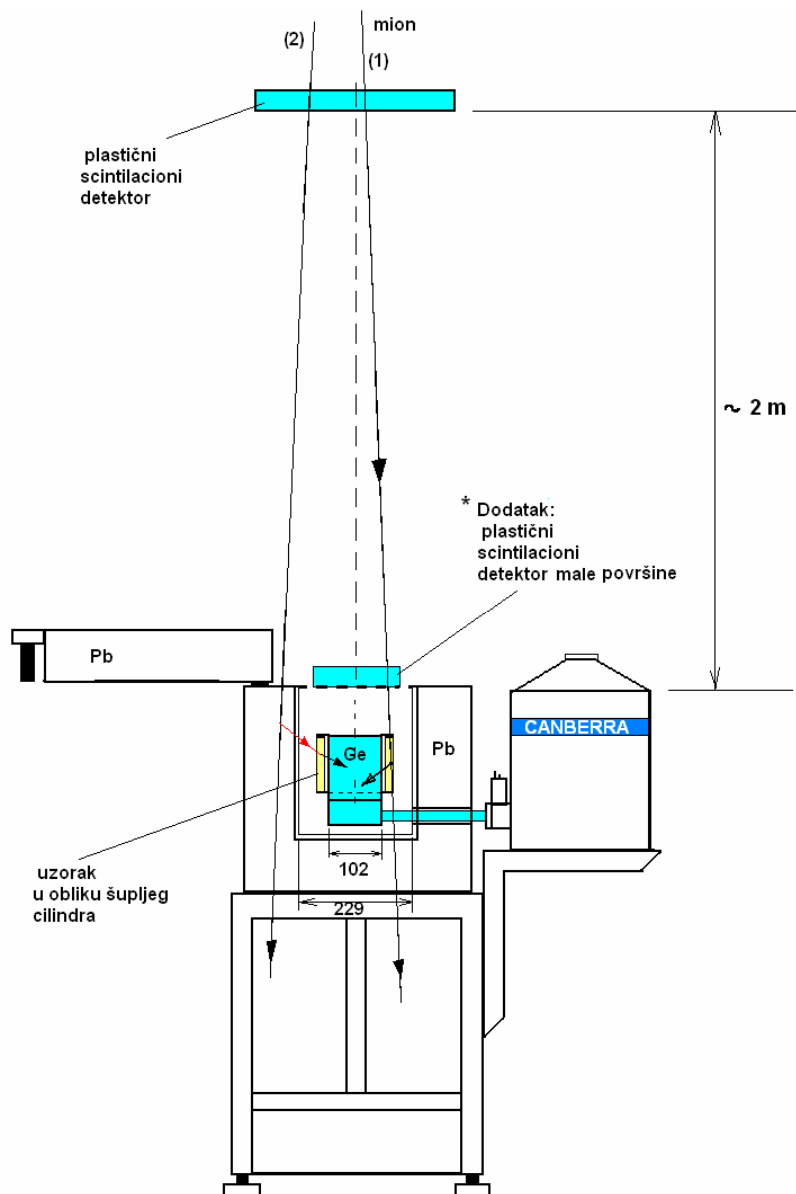
Kao što se može videti iz ovih merenja, preseki za produkciju karakterističnih X-zraka pod dejstvom sekundarnog zračenja uzrokovanog kosmičkim mionima imaju neočekivano visoke vrednosti i praktično ne zavise od rednog broja materijala za ovu usku oblast visokih rednih brojeva ( 74 - 82 ).

### **2.5.1.2 Predlog eksperimentalne postavke u slučaju određivanja preseka za produkciju X-zračenja u direktnoj interakciji miona sa metom**

U prethodnom poglavlju je opisano zbog čega nije bilo moguće meriti preseke za produkciju X-zračenja u direktnoj interakciji miona sa metom. Sada se predlaže nov eksperiment u kome bi se mogao prevazići problem interakcije sekundarno emitovanog zračenja sa materijalom ispitivanog uzorka.

Tokom juna 2007. godine u niskofonskoj laboratoriji DFNS trebao bi da bude u upotrebi HPGe koaksijalni detektor relativne efikasnosti 100 % u konfiguraciji kako je to prikazano na Sl.83. Uzorak bi imao formu šupljeg cilindra , koji bi "opkoljavao " kapu detektora. Poklopac Pb štita bi bio otvoren kako ne bi doprinio produkciji sekundarnih čestica pod dejstvom miona. Plastični scintilacioni detektor ( 0.5 m x 0.5 m x 0.05 m ) bio bi postavljen na visinu od oko 2 m iznad pasivnog Pb štita i radio bi u koincidentnom režimu sa Ge detektorom. Putanja miona označenog sa (1) na Sl.83. ilustruje osnovni princip rada nove eksperimentalne postavke. Naime, impuls Ge detektora koji potiče od X-zraka proizvedenog u materijalu uzorka pod dejstvom miona ne bi se sumirao sa impulsom koji potiče od miona , jer mion ne prolazi kroz detektorsku aktivnu zapreminu. Ipak u koincidentnom spektru bismo još uvek imali registrovane događaje koji potiču od sekundarnog zračenja uzrokovanog mionima, kao što to pokazuje putanja miona označena sa (2).

Da bismo minimizirali uticaj sekundarnog zračenja, moramo smanjiti prostorni ugao unutar kojeg posmatramo kretanje miona ka Ge tektoru. To bi se moglo postići ubacivanjem scintilacionog detektora male površine koji bi bio postavljen neposredno iznad otvora Pb štita. Tada bi gornji plastični scintilator, donji scintilator i Ge detektor radili u koincidentnom režimu. Scintilator male površine morao bi biti tako odabran da mu je prečnik veći od spoljašnjeg prečnika cilindričnog uzorka , ali manji od unutrašnjeg prečnika Pb štita.



Sl.83. Mogućnost ispitivanja "direktne" interakcije kosmičkih miona sa uzorkom

## 2.5.2 Prikupljanje i analiza koincidentnih spektara multiparametarskim sistemom MPA-3

Nabavka multiparametarskog sistema za prikupljanje i analizu spektralnih podataka nemačkog proizvođača FAST ComTec GmbH, *Multiparameter Data Acquisition System – MPA-3*, predstavljala je nov napredak u mogućnostima ispitivanja koincidentnog režima rada GMX detektora i plastičnih scintilatora. U konfiguraciji sa kojom raspoložemo, ovaj sistem omogućava prikupljanje događaja sa najviše 8 ADC modula (Sl.84.). Vrlo je značajna osobina ovog sistema da može da prikuplja dvodimenzione koincidentne spektre (jedna osa odgovara jednom detektoru, a druga drugom detektoru), pošto se u ovakvim spektrima mogu selektovati željeni

regioni, a zatim projektovati na jednu ili drugu osu, čime se dobijaju spektri jednog detektora uzrokovani zadatim spektralnim regionima drugog detektora.



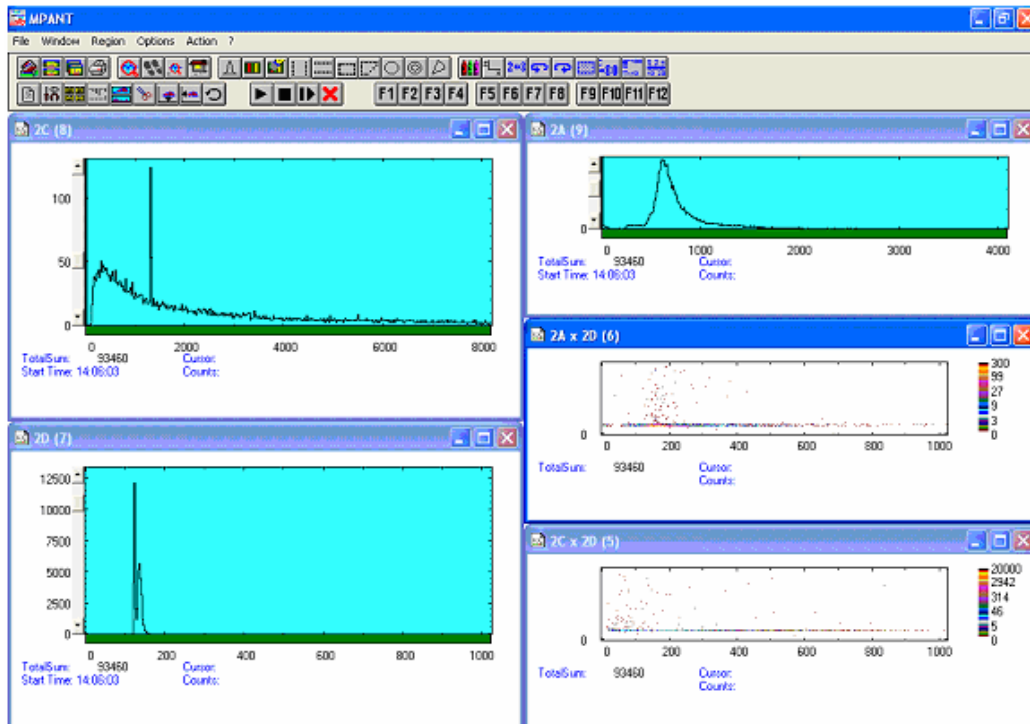
Sl.84. Multiparametarski sistem MPA-3, sa 4 priključena ADC-a.

U ovom poglavlju su prikazani rezultati dobijeni koincidentnim radom gornjeg plastičnog scintilatora ( U.V.-upper veto ) i GMX detektora. Gornji plastik je postavljen u horizontalni položaj, na visini od 1.5 m iznad pasivnog štita.

Na tri ADC ulaza multiparametarskog sistema dovedeni su impulsi sa gornjrg plastika, GMX detektora i TAC modula, a MPA-3 sistem je podešen da radi tako da se beleže samo koincidentni događaji iz sva 3 ADC-a. Tako je ustvari postgnuto da na svaki događaj u TAC spektru ( TAC opseg 10  $\mu$ s ) imamo po jedan događaj registrovan u spektru GMX detektora i spektru gornjeg plastika. Na ovaj način su značajno redukovne slučajne koincidencije u odnosu na situaciju kada bismo posmatrali samo koincidentni rad plastika i GMX detektora na sporom nivou ( koincidencije signala nakon izlaza iz spektroskopskih pojačavača ).

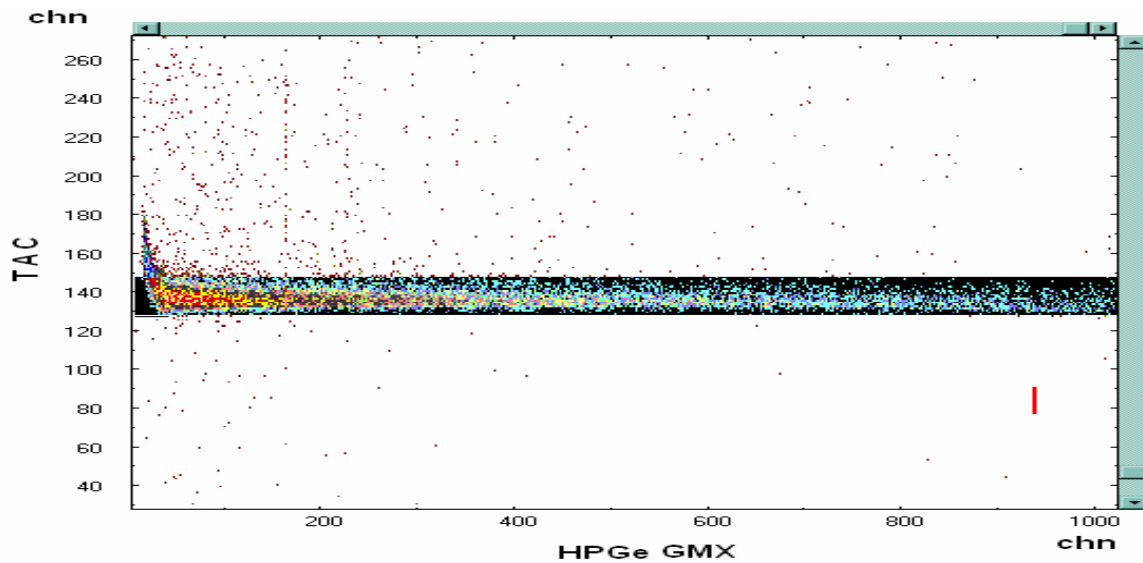
Sl.85. prikazuje izgled "prozora" u softverskom paketu MPA-NT , sa odgovarajućim spektrima.





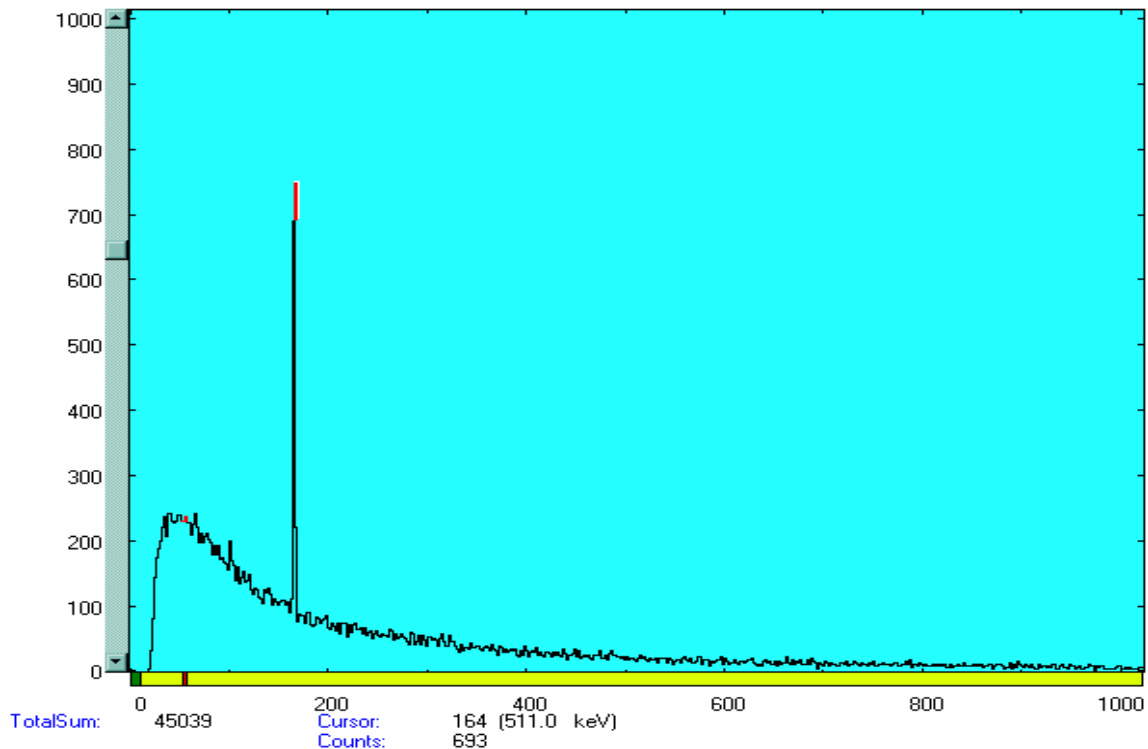
Sl.85. Spektri prikupljeni multiparametarskim sistemom MPA 3 ; Leva kolona odozgo na dole : koincidentni spektar GMX detektora , TAC spektar. Desna kolona odozgo na dole : Koincidentni spektar scintilacionog detektora, Dvodimenzioni spektar scintilacioni detektor- TAC , Dvodimenzioni spektar GMX detektor-TAC

U dvodimenzionom spektru GMX - TAC selektovan je region koincidencija koje odgovaraju oblasti pikova u TAC spektru širine 195 ns ( 20 chn x 9.76 ns/chn ), Sl.86.



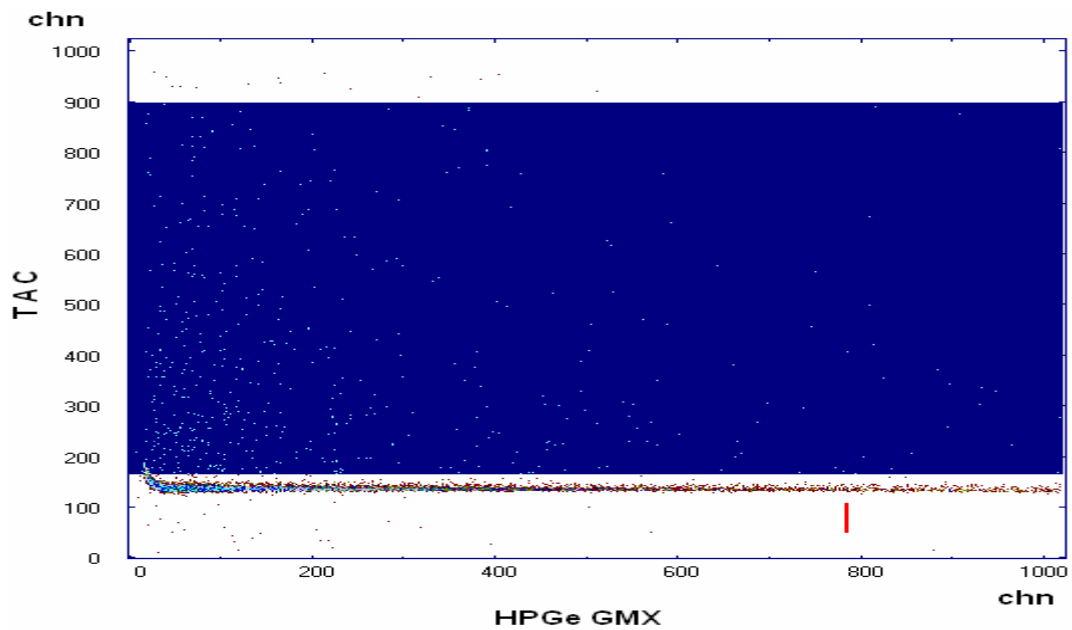
Sl.86. Selektovana oblast u dvodimenzionom spektru GMX-TAC

Projektovanjem odabranog regiona na  $x$  osu ( osu GMX detektora ) dobija se spektar događaja GMX detektora uzrokovanih TAC događajima selektovanog regiona (Sl.\*\*\*.). To je ,dakle, skup onih događaja u GMX detektoru koji su bili u koincidenciji sa događajima gornjeg plastika unutar vremenskog intervala od 195 ns ( između START i STOP signala prispelih na TAC modul maksimalno prošlo 195 ns ).

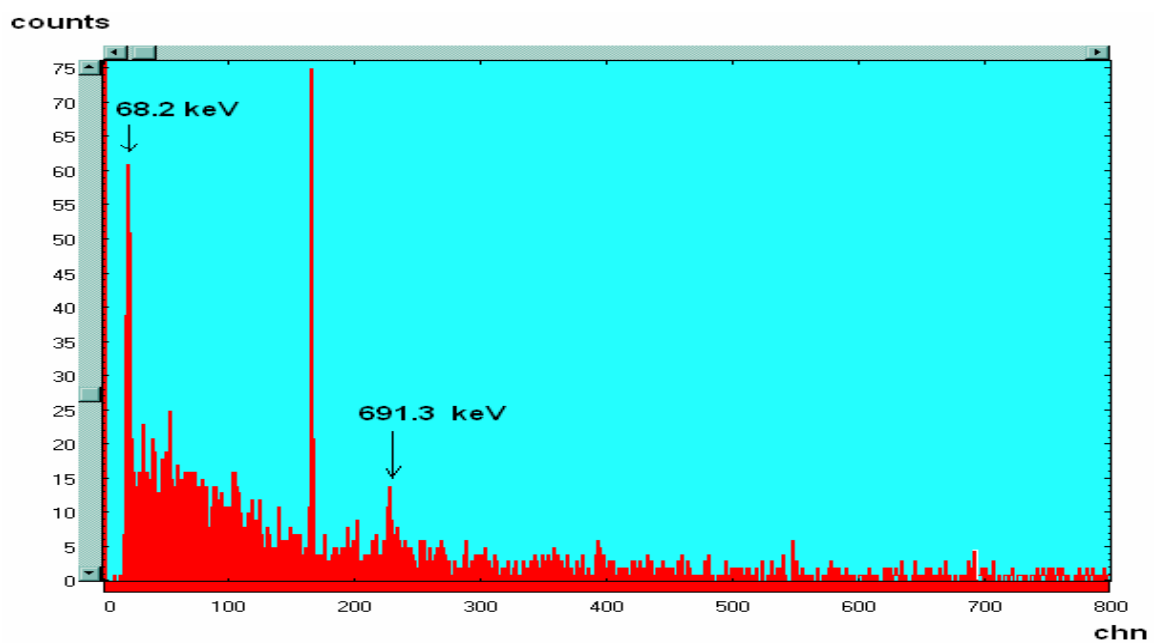


*Sl.87. Koincidentni spektar GMX detektora koga sačinjavaju oni događaji GMX koji su bili u koincidenciji sa događajima plastičnog scintilatora unutar vremenskog intervala od 195 ns.*

Dobijeni spektar karakteriše kontinualna raspodela sa izraženom anihilacionom linijom. U sledećoj fazi selektovan je region zakasnelih koincidencija, tako da je minimalan koincidentni vremenski interval između signala plastika i GMX detektora iznosio 340 ns, a maksimalan 7.5  $\mu$ s. ( Sl.88.). Projektovanjem ovog regiona na  $x$  osu ( sabiranje svih događaja po kanalima  $y$  ose za svaki kanal  $x$  ose ) dobijen je spektar čiji je izgled prikazan na Sl.89. U ovom spektru se uočavaju linije nastale u interakciji neutrona sa kristalom Ge. "Skenirajući" dvodimenzioni spektar na prethodno opisan način, moguće je utvrditi takav koincidentni vremenski interval između signala poreklom iz plastika i signala GMX detektora ,koji odgovara maksimalnom intenzitetu odgovarajuće gama linije poreklom od neutrona proizvedenih u interakciji miona sa Pb štitom.



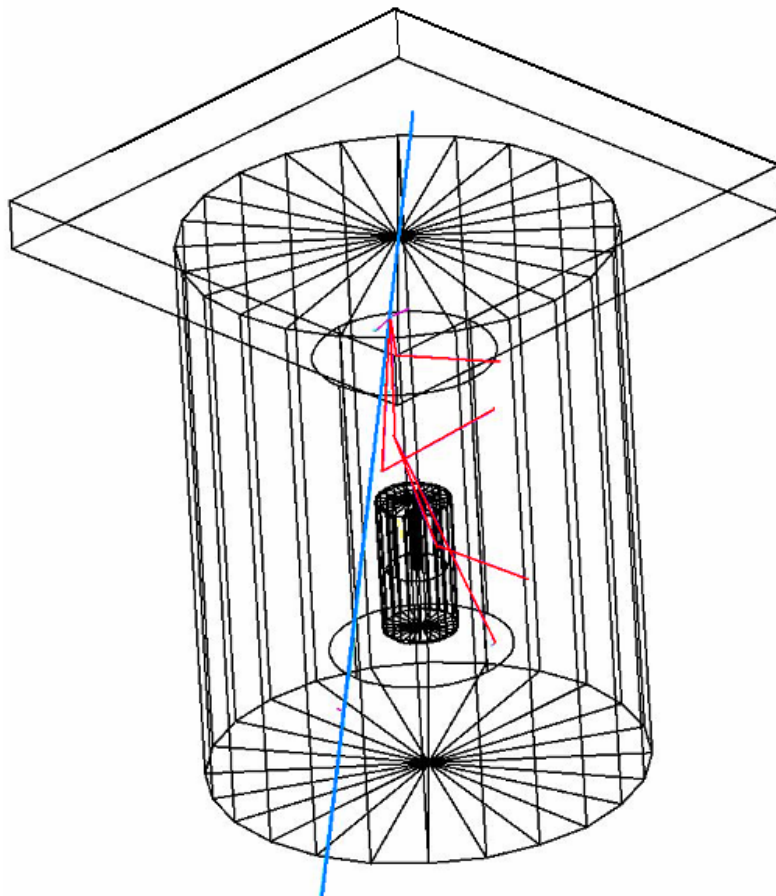
Sl.88. Region zakasnelih koincidenca. Selektovani region pokriva koincidentne događaje sa minimalnim koincidentnim intervalom od 340 ns i maksimalnim koincidentnim vremenom 7.5  $\mu$ s.



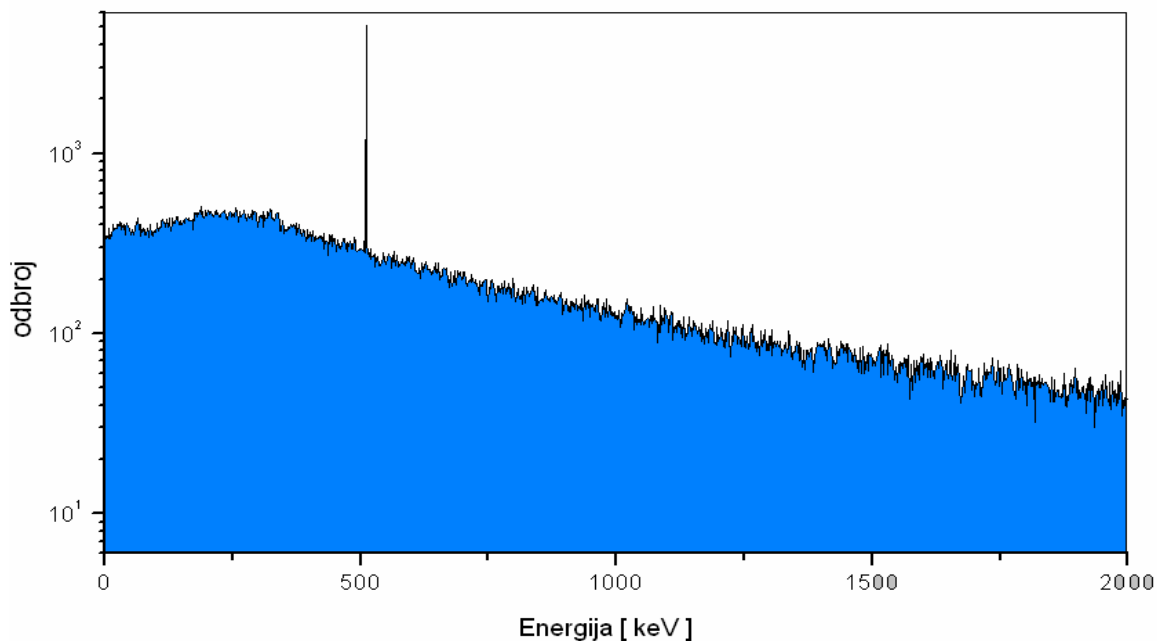
Sl. 89. Spektar GMX detektora kojem odgovaraju zakasnele koincidenca

## 2.6 Monte-Karlo simulacija spektra GMX detektora uzrokovanog dejstvom kosmičkih miona

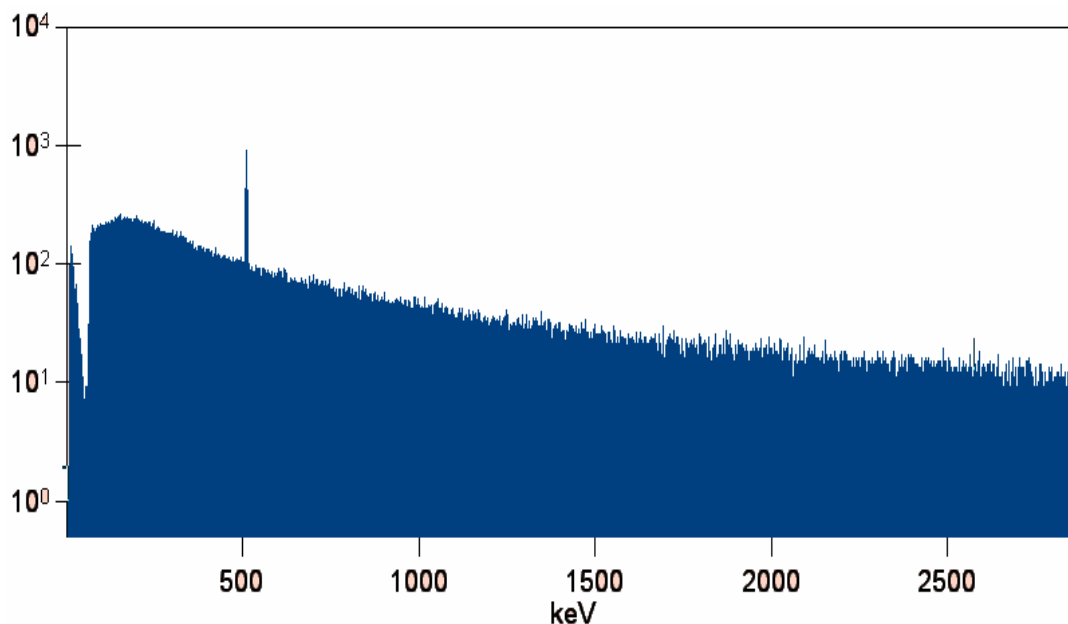
Da bi se proverio koincidentni rad donjeg plastika ( L.V.) koji je horizontalno postavljen neposredno iznad Pb štita unutar koga se nalazi GMX detektor, izvršena je Monte-Karlo simulacija ( GEANT-om 4 [47] ) za ovakvu eksperimentalnu postavku ( Sl.90.), odnosno dobijen je spektar GMX detektora koji nastaje pod dejstvom kosmičkih miona, pri čemu je postavljen uslov da mioni prolaze kroz scintilacioni detektor, što ograničava prostorni ugao unutar kojeg oni dospevaju do pasivnog štita. Simulirani spektar je upoređen sa eksperimentalnim koincidentnim spektrom donjeg plastika i germanijumskog spektrometra ( Sl.91 a, b ).



*Sl.90. Grafički prikaz jednog od simuliranih događaja : kosmički mion( plava linija ) prolazi kroz plastični scintilator i Pb štit "promišujući " Ge kristal, ali u interakciji sa Pb štitom generiše sekundarno zračenje ( crvene linije ) koje interaguje sa aktivnom detektorskom zapreminom*



Sl. 91-a. Simulirani spektar GMX detektora kao rezultat dejstva kosmičkih miona. Integralana brzina brojanja iznosi 0.316 c/s za energetska interval 0 - 2000 keV  
(  $t = 601978$  s,  $N_{uk} = 190514$  događaja , broj kanala: 1000, širina kanala 2 keV )



Sl.91-b. Koincidentni spektar plastičnog scintilatora i GMX detektora prikupljen eksperimentalno . Integralna brzina brojanja iznosi 0.24 c/s za energetska opseg 50 keV - 2000 keV.(  $t = 2713978$  s ,  $N_{uk} = 652\ 916$  događaja , broj kanala : 16384 , širina kanala 0.2 keV )

Na osnovu rezultata simulacije i eksperimentalnih rezultata, uočavamo da je u eksperimentalnom spektru registrovano oko 25 % manje događaja, što bi značilo da ima razloga za dalje poboljšavanje koincidentnog/antikoincidentnog rada sistema

## Zaključak

Imajući u vidu izuzetan značaj niskofonske gama spektrometrije za fundamentalna istraživanja kakva su detekcija čestica tamne materije ( WIMP-ova ) i istraživanje retkih nuklearnih procesa kao što je dvostruki beta raspad, u radu je na sveobuhvatan i iscrpan način predstavljena i analizirana problematika doprinosa događaja fonskim gama spektrima germanijumskih spektrometara i prikazana odgovarajuća konkretna rešenja u cilju redukcije fonskog odbroja.

Sa stanovišta izbora građevinskog materijala u okruženju detektorskog sistema, pokazano je da pojedine komponente ( repromaterijal za keramičku industriju, kaolinizirani granit, cirkonsko brašno ), ali i finalni proizvodi ( keramičke pločice i granitne ploče ) mogu da imaju visoke koncentracije aktivnosti prirodnih radionuklida, što ukazuje na potrebu njihove pažljive selekcije i ispitivanja pre ugradnje u laboratoriju u kojoj treba da bude smešten detekcioni sistem. Sa druge strane, utvrđeno je da pojedine vrste granita mogu da budu veoma pogodne za oblaganje unutrašnjosti laboratorije, obzirom da je sadržaj Ra-226 i Th-232 u njima ispod 5 Bq/kg, a sadržaj K-40 ispod 60 Bq/kg.

Velika zapremina detektorske zaštite omogućava značajno prisustvo Rn neposredno oko detektora, što se manifestuje intenzivnim postradonskim linijama u fonskom spektru ( Fe zaštita na DFNS). Izradom Pb zaštite sa malom unutrašnjom zapreminom za GMX detektor pokazano je da intenzitet fonskih postradonskih linija može biti efikasno redukovan "ispiranjem" unutrašnjosti štita gasovitim azotom iz DEWAR-ovog suda u kojem se nalazi tečni azot za hlađenje detektora.

Prikazan je postupak određivanja koncentracije Pb-210 u uzorku olova, ali i način određivanja sadržaja ovog radionuklida u izrađenom olovnom štitu. U radu je predstavljen nov semiempirijski metod za izračunavanje doprinosa zakočnog zračenja Pb-210 / Bi-210 fonskom gama spektru. Rezultati računa su upoređeni sa publikovanim eksperimentalnim podacima, a izvršena je i komparacija sa rezultatima Monte-Karlo simulacije. Pokazano je da preciznost Monte-Karlo simulacije nije viša od ovde predstavljenog, mnogo jednostavnijeg analitičkog metoda.

Kada je u pitanju upotreba Pb kao zaštitnog materijala, značajan problem predstavlja redukcija X fluorescentnog zračenja ( $E_{X-Pb} \sim 75 \text{ keV}$ ). Uočeno je da upotreba debelog sloja Cu kao unutrašnje komponente Pb štita dovodi do porasta kontinuuma niskoenergetskog dela spektra. Sa druge strane, upotreba Cd dovodi do pojave relativno intenzivnih linija uzrokovanih neutronima ( Pb+Cd zaštita detektora u Podgorici ). Analiza fonskih spektara tokom kompletiranja Pb zaštite za GMX HPGe detektor na DFNS, pokazala je da primena sloja Sn (3.5 mm)+ Cu (0.5 mm) predstavlja optimalno rešenje.

Utvrđeno je da upotreba Fe ( $Z=26$ ), umesto Pb ( $Z=82$ ), kao detektorske zaštite ( Fe zaštita na DFNS ), dovodi do povećanja spektralnog kontinuuma (naročito na intervalu ispod 500 keV), obzirom na činjenicu da sloj Fe mora biti, zbog slabijih

atenuacionih svojstava, znatno deblji ( $\sim 25$  cm) nego sloj Pb zaštite (10-15 cm), čime se količina materijala u neposrednom okruženju detektora sa kojom mioni stupaju u interakciju znatno povećava, što se negativno odražava na fonske spektre detekcionih sistema koji su smešteni u površinskim laboratorijama gde je vrednost mionskog fluksa velika. Fotoni proizvedeni u materijalu štita pod dejstvom kosmičkih miona, ali i oni fotoni koji spolja dopiru na zaštitu sa nižim rednim brojem mnogo se više komptoniski rasejavaju (znatno manje verovatan fotoefekat) nego što je to slučaj na materijalu visokog rednog broja gde se fotoni apsorbuju zahvaljujući visokoj verovatnoći za fotoefekat. Prednost gvozdene zaštite ogleda se u nižoj produkciji neutrona pod dejstvom kosmičkog zračenja u odnosu na Pb štiti.

Postavljanje detektorske zaštite ispod sloja zemljišta od oko 20 mwe (lab. u Zemunu), redukuje mionima indukovani kontinuum na celokupnom energetskom intervalu (50–2500 keV) za  $\sim 50$  % u odnosu na površinski lociranu zaštitu. Takođe, prisustvo pokrovnog sloja ovde se jasno manifestuje u vidu opadanja intenziteta gama linija indukovanih neutronima. Ipak, okruživanje detektora zemljištem u  $4\pi$  geometriji vodi ka porastu intenziteta linija prirodnih radioizotopa, posebno K-40. Ukoliko je detekcioni sistem sa pasivnom zaštitom postavljen duboko ispod površine zemlje (Laboratorija LSM, Modan) i ako je kao materijal štita upotrebjeno arheološko olovo, moguće je postići integralnu fonsku brzinu brojanja oko 200 puta nižu od vrednosti koje se postižu u površinskim laboratorijama. U ovakvim uslovima ekstremne fonske redukcije, unutrašnja kontaminacija detektorskih komponenti olovom-210 dolazi do izražaja.

Postavka i podešavanje aktivne zaštite u vidu 5 plastičnih scintilatora oko pasivnog Pb štita za HPGe GMX detektor na DFNS, rezultiralo je 3 puta nižim ukupnim fonskim odbrojem u jedinici vremena (0.31 c/s umesto 0.92 c/s), dok je anihilaciona linija redukovana 7 puta. Utvrđeno je, međutim, da postoje gubici u događajima poreklom iz ispitivanog uzorka u iznosu od oko 20 %, u odnosu na direktno merenje, tj. kada nije uključen sistem aktivne zaštite. Nakon obavljenih izmena u sistemu (brzi pojačavač-TFA u grani plastičnih scintilatora, delay kablovi na CFD modulima, kompjuterom kontrolisani MCA) i izvršenih podešavanja parametara na brzim pojačavačima i TAC-u, postignuta je znatno bolja vremenska rezolucija koincidentnog kruga. Takođe, uočeni su efekti u vremenskom spektru koji su objašnjeni saturacijom signala iz GMX detektora u TFA-u. Nakon navedenih izmena i podešavanja, otklonjena je pojava gubitka događaja poreklom iz analiziranog uzorka, ali je efekat aktivnog šticeanja u izvesnom smislu narušen (integralna fonska brzina brojanja 0.39 c/s).

Imajući u vidu rezultate postignute aktivno šticeanim germanijumskim spektrometrima u drugim laboratorijama, koji su u ovom radu takođe predstavljeni, može se zaključiti da su rezultati postignuti na DFNS približno istog ili većeg nivoa kvaliteta. Naročito treba imati u vidu činjenicu da u publikacijama u kojima se opisuje rad sistema sa aktivnom zaštitom gotovo uvek izostaje analiza vremenskog spektra, kao i testiranje sistema na gubitke događaja iz uzorka, što su neophodni aspekti koji se moraju uzeti u obzir, ako se želi utvrditi objektivni kvalitet sistema sa aktivnom zaštitom.

U narednom periodu treba da se realizuju nova podešavanja i provera koincidentnog/antikoincidentnog rada sistema radi ostvarivanja još većeg napretka u redukciji fonskog odbroja. Takođe, treba da se testira zavisnost broja registrovanih koincidentnih događaja od vrednosti TAC opsega, ali i funkcionisanje sistema u

zavisnosti od širine *gate* signala koji se dovodi na ADC germanijumskog spektrometra kako bi se našlo optimalno rešenje. Poređenje koincidentnog rada plastičnog scintilatora i GMX detektora sa rezultatima Monte-Karlo simulacije ukazuje na činjenicu da ima razloga da se nastavi istraživanjem kako bi se dodatno poboljšao rad aktivno šticeog germanijumskog spektrometra. Kao komponenta pasivnog štita treba da se upotrebi materijal sa visokim učešćem bora( FLEX BORON ) u cilju redukcije neutronima indukovanih linija.

Primenom koincidentnog rada sistema određeni su preseki za produkciju X-zračenja u različitim materijalima ( Au,Pb,W ) pod dejstvom sekundarnog zračenja uzrokovanog kosmičkim mionima u materijalu pasivnog štita . Ovo je vrlo značajno budući da se navedeni materijali primenjuju za izradu detektorskih komponenti u niskofonskim eksperimentima. Takođe, predložena je eksperimentalna postavka za buduća istraživanja koja treba da omoguće da se ispituju preseki za produkciju X-zračenja, ali i verovatnoća za druge procese u slučaju direktne interakcije miona sa materijalom ispitivanog uzorka.



## Literatura

1. N.A. Wogman and J.C. Laul, in Proc. NATURAL RADIATION ENVIRONMENT, Bombay 1981, eds.K.G. Vohra et al. ( Wiley, New Delhi, 1981) 247
2. LOW LEVEL GAMMA SPECTROSCOPY, Canberra Reference 2, Canberra, U.S.A.
3. J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, Lj.Čonkić, GAMA SPEKTROMETRIJA-SPECIJALNE METODE I PRIMENE, Univerzitet u Novom Sadu, Edicija Univerzitetska naučna knjiga, Novi Sad 2000.
4. MODULAR PULSE-PROCESSING ELECTRONICS AND SEMICONDUCTOR RADIATION DETECTORS, EG&G ORTEC, 97/98
5. G.Heusser, in *Proceedings of the International Summer School on Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment: Techniques and Applications, Huelva, Spain 1993*, edited by M.Garcia-Leon and R.Garcia-Teonorio; World Scientific, Singaspore, 1994 pp.69-112
6. L.Moens et al., "Calculation of the absolute peak efficiency of gamma-ray detectors for different counting geometries", *Nuclear Instruments and Methods* 187 pp. 451 (1981)
7. S.Jovanovic, A. Dlabac, N.Mihaljevic and P.Vukotic, in *Proceedings of the 19<sup>th</sup> Yugoslav Symposium for the Radiation Protection, Golubac, Serbia and Montenegro, 1997*, edited by M.Ninkovic, G.Joksic, M.Orlic and R.Kljajic; Belgrade, 1997 p.127
8. Angle v2.0 , Build version: 2.0.0.118, Copyright 1994-2002. by Slobodan Jovanovic and Aleksandar Dlabac
9. Richard B.Firestone, Table of Isotopes, CD ROM Edition, Version 1.0, Eighth Edition, John Wiley&Sons, 1996.
10. P.Vojtyla, *Fast computer simulations of background of low-level Ge  $\gamma$ -spectrometers induced by Pb-210/Bi-210 in shelding lead*, Nucl.Instr.and Meth. in Phys.Res. B, 1996., p.189-198
11. D.Mrdja,I.Bikit, M.Vesković,S.Forkapić, Contribution of Pb-210 bremsstrahlung to the background of lead shielded gamma spectrometers, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A ,572 (2007), 739-744

12. J. Slivka, D. Mrdja, E. Varga and M.Veskovic, in *Proceedings of the 49<sup>th</sup> Conference of ETRAN, Budva, Serbia and Montenegro 2005*, edited by M.Milosevic, Z.Jaksic, D.Bozic and V.Potkonjak; Belgrade, 2005 pp. 56-57
13. H. Semat and J.R.Albright, *Introduction to Atomic and Nuclear Physics* (Chapman and Hall, London, 1973), Fifth Edition, p. 444
14. Evans, R.D., *The Atomic Nucleus*, New York: McGraw-Hill Book Company, 1955, p.538
15. TableCurve 2D, Windows v2.02, Jandel Scientific, AISN Software, 1994.
16. K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1988), p. 197
17. P. Marnier and E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles* (Academic, New York, 1969)
18. H. W. Koch, J. W. Motz, *Rev. Mod. Phys.* **4**, 920 (1959)
19. MATHEMATICA 5.0, Wolfram Research, 2003.
20. M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Selzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar and D.S.Zucker, *XCOM: Photon Cross Sections Database, Version 1.3*, NIST Standard Reference Database 8, 2005.
21. Application Note, ULTRA LOW-BACKGROUND DETECTOR SYSTEMS, Canberra, CAN0012 8/95, U.S.A.
22. Puzovic, J., Anicin, I., 1998. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **414** 279
23. D.S.Mrdja, I.S.Bikit, I.V.Anicin, J.M.Slivka, J.J. Hansman, N.M. Žikić- Todorović, E.Z. Varga, S.M. Ćurčić, J.M.Puzović, *BACKGROUND REDUCTION OF USING Fe AND Pb SHIELDING*, Fifth General Conference of the Balkan Physical Union BPU-5, Vrnjačka Banja 2003., Serbian Physical Society, Belgrade, 2003.
24. Pall Theodorsson, *MEASUREMENT OF WEAK RADIOACTIVITY*, World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., Singapore 1996.
25. O.C. Allkofer and P.K.F. Grieder, *COSMIC RAYS ON EARTH, Physics Data Nr. 25-1* ( 1984 )

26. R.L.Bunting, J.J.Kraushaar, SHORT-LIVED RADIOACTIVITY INDUCED IN Ge(Li) GAMA-RAY DETECTORS BY NEUTRONS, Nuclear instruments and Methods II 8, 1974, 565-572
27. G.Heusser: COSMIC RAY INTERACTION STUDY WITH LOW-LEVEL Ge-SPECTROMETRY, Nuclear Instruments and Methods, A369, 539-543, 1996
28. I.Bikit, M.Krmar, J.Slivka, M.Vesković, Lj.Čonkić, I.Aničin, New results on the double beta decay of iron, Phys.Rev. C 58 2566 (1998 )
29. I.Bikit, J.Slivka, M.Krmar, Ž.Đurčić, N.Žikić, L.Čonkić, M.Vesković, I.Aničin, Detection limits of the NaI(Tl) shielded HPGe spectrometer , Nucl.Instr. and Meth. in Phys.Res. A 421 ,266 (1999)
30. I.Aničin, C.Yap, Nucl.Instr. and Meth. in Phys.Res. A 259 ,525 (1987)
31. F.El-Daoushy, R.Garcia-Tendrid, Nucl.Instr. and Meth. in Phys.Res. A 356, 376 ( 1995 )
32. G.Molnar , et al., The new prompt gamma-activation analysis facility at Budapest, J.Radioanal. and Nucl.Chem.215 , 111 ( 1997)
33. W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg ,1994
34. D.Mrđa, I.Bikit, N.Žikić-Todorović, S.Forkapić, J.Slivka, M.Vesković, First tests of the active shield for a gamma ray spectrometer, Radiation Measurements, doi: 10.1016/j.radmeas.2007.03.001
35. Hamajima, Y., Komura, K., 2004. Appl. Radiat. Isot. 61 179
36. Byun, J.I., Choi, Y.H., Kwak, S. I., Hwang, H. Y., Chung, K. H, Choi, G.S., Park, D. W., Chang, W.L., 2003. Appl. Radiat. Isot. 58 579
37. Povinec, P.P., Commanducci, J-F., Levy-Palomo, I., 2005. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol.263 441
38. Pointurier, F., Laurec, J., Blanchard, X., Adam, A., 1996. Appl. Radiat. Isot. 47 1043
39. Hurtado, S., Garcia-Leon, M., Garcia-Tenorio, R., 2006. Appl. Radiat. Isot. 64 1006
40. Gilmore, G., Hemingway, J., 1995. Practical Gamma-Ray Spectrometry , John Wiley & Sons 122, 237

41. Skoro, G., Anicin, I., Kukoc, A., Krpotic, Dj., Adzic, P., Vukanovic, R. and Zupancic, M., Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A 1992. 316-333
42. I. Bikit, D. Mrdja, I. Anicin, M. Veskovic, S. Forkapic: "*Faster than light-like-events*" in cosmic ray vetoing, 20th ECRS – European Cosmic Ray Symposium (2006), Portugal, Lisbon
43. Roman Tomaschitz, Tachyonic synchrotron radiation, Physica A 335 (2004), 577-610
44. T.M. Semkow, et al., Low-background gamma spectrometry for environmental radioactivity, Applied Radiation and Isotopes 57 (2002) 213-223
45. G. Heusser, Low-radioactivity background techniques, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1995. 45: 543-90
46. J.M. Puzovic, I.V. Anicin, Production of positron annihilation radiation by cosmic-rays near sea level, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 480 (2002) p.565-570
47. S. Agostinelli, et al., Geant4—a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 506 (2003) 250–303

## Kratka biografija



Mrđa Dušan je rođen u Bihaću, B i H , 1.maja 1977. godine.Osnovnu školu završio je u Bosanskom Petrovcu. Gimnaziju opšteg smera završio je 1996. godine u Bačkoj Palanci. Za postignut uspeh tokom školovanja dobitnik je diplome "Vuk Stefanović Karadžić". Na Prirodnomatematičkom fakultetu, Univerziteta u Novom Sadu diplomirao je 2001. godine-odsek fizika, smer diplomirani fizičar, sa prosečnom ocenom 9.62. Poslediplomske studije je upisao 2001. na Departmanu za fiziku PMF-a u Novom Sadu , smer Nuklearna fizika. Magistarsku tezu je odbranio 2004.godine.

Kao tehnički saradnik Departmana za fiziku zaposlen je 2001. godine, a od marta 2002. godine radi kao stručni saradnik. U periodu april-jul 2002. godine boravio je u cilju stručnog usavršavanja na Institutu Max-Planck u Minhenu. U februaru 2003. godine izabran je u zvanje istraživača- pripravnika, naučna oblast-fizika, uža naučna oblast-nuklearna fizika.Od avgusta 2005. godine na Departmanu za fiziku PMF-a u Novom Sadu zaposlen je sa zvanjem asistenta. Koautor je značajnog broja naučnih i stručnih radova. Angažovan je na realizaciji projekta "Nuklearna spektroskopija i retki procesi" koji finansira Ministarstvo nauke i zaštite životne sredine. Učestvovao je na većem broju naučnih konferencija u inostranstvu i našoj zemlji.

Za studente astronomije sa astrofizikom je obavljao nastavnu aktivnost iz eksperimentalnih i računskih vežbi u okviru predmeta Fizika I i Fizika II , dok za studente fizike obavlja istu aktivnost u okviru predmeta Nuklearna fizika.

Oblast rada kojom se bavi je gama-spektrometrija, interakcija zračenja sa materijom, analiza zakočnog zračenja,ispitivanje karakteristika kosmičkog zračenja.

Novi Sad ,  
27.03.2007.

Dušan Mrđa

**UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA**

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

**TD**

Tip zapisa: Teksutalni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Doktorska disertacija

VR

Autor: Mrđa Dušan

AU

Mentor: prof. dr Ištvan Bikit

Mn

Naslov rada: Analiza metoda redukcije fona germanijumskih spektrometara

NR

Jezik publikacije: Srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: Srpski/Engleski

JI

Zemlja publikacije: Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2007.

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Novi Sad, Trg Dositeja Obradovića 4

MA

Fizički opis rada: 35 poglavlja/ 128 strana/ 47 literaturih citata/ 39 tabela/ 91 slika

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Nuklearna fizika

ND

Ključne reči: gama-spektrometrija, pasivna zaštita, zakočno zračenje, aktivna zaštita, fonska brzina brojanja, koincidentni događaji

PO

UDK:

Čuva se:

ČU

Važna napomena: Ovaj rad je urađen u okviru naučno-istraživačkog projekta broj 141002, "Nuklearna spektroskopija i retki procesi" finansiranog od strane Ministarstva nauke Republike Srbije

VN

Izvod:

IZ

## ANALIZA METODA REDUKCIJE FONIA GERMANIJUMSKIH SPEKTROMETARA

Analizirane su komponente fona germanijumskih spektrometara i predstavljene metode redukcije fonskih događaja.

Prikazana je konstrukcija nove Pb zaštite za detektor tipa GMX. Pokazano je da se novi dizajn odlikuje visokim kvalitetom, koji čak prevazilazi kvalitet savremenog komercijalnog pasivnog štita.

Olovo, koje se često koristi kao materijal zaštite sadrži Pb-210. Intenzitet gama linije od 46.5 keV može biti lako redukovan primenom unutrašnjeg zaštitnog sloja, ali zakočno zračenje uzrokovano beta raspadom njegovog potomka, Bi-210, sa maksimalnom energijom elektrona od 1.16 MeV, će doprinosti fonskom gama spektru. Spektar zakočnog zračenja je izračunat numeričkim fitovanjem beta spektra i integracijom Koch-Motz formule. Apsorpcija zakočnog zračenja u olovu i efikasnosti detekcije za GMX HPGe detektor su izračunate primenom algoritma efektivnog prostornog ugla, uz korišćenje korekcije za fotopik / Kompton odnos preseka u Ge.

Opisani su operacioni problemi germanijumskog spektrometra zaštićenog pasivno sa 12cm olova i aktivno pomoću pet 0.5m x 0.5m x 0.05m plastičnih scintilacionih detektora. Istraženi su efekti aktivnog šticeanja od gama zračenja iz okoline, kosmičkih miona i neutrona. Širok opseg impulsa iz plastičnih detektora, koji odgovaraju energetsom opsegu od 160keV-80MeV, je iskorišten za antikoincidentno gate-ovanje.

Datum prihvatanja teme od strane NN veća: 08.02.2007.

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: dr Miroslav Vesković, redovan profesor  
Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

Član: dr Ištvan Bikit, redovan profesor  
Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

Član: dr Ivan Aničin, redovan profesor  
Fizičkog fakulteta u Beogradu

**UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCES  
KEY WORDS DOCUMENTATION**

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph document

DT

Type of record: Printed text

TR

Contents

code:

CC

Author: Mrdja Dusan

AU

Mentor: prof. dr Istvan Bikit

MN

Title: Background reduction methods of germanium spectrometers

TI

Language of text: Serbian (Latinic)

LT

Language of Abstract: Serbian/English

LA

County of publication: Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2007.

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publ. Place: Novi Sad, Trg Dositeja Obradovica 4

PP

Physical description: 35 chapters/ 128 pages/ 47 referances / 39 tabels/ 91 pictures

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Nuclear Physics

SD

Key words: gamma spectrometry, passive shield, bremsstrahlung, active shield, background count rate , coincidence events

KW

UC:

Holding data:

HD



Note: This work was supported by Ministry of Science of Republic of Serbia , Project No. 141002 ,“Nuclear Spectroscopy and Rare Processes”

N

Abstract:

AB

## BACKGROUND REDUCTION METHODS OF GERMANIUM SPECTROMETERS

The background components of germanium detectors are analyzed, and methods for background reduction are presented.

The construction of the new Pb shield for the GMX type detector is presented. It is shown that the new design has even better shielding performances than commercial passive shield.

Lead, which is often used as a shielding material, contains Pb-210. The 46.54 keV  $\gamma$ -intensity of Pb-210 can be easily reduced by an inner lining, but the bremsstrahlung caused by the  $\beta$ -decay of its daughter, Bi-210, with a maximal electron energy of 1.16 MeV, will contribute to the gamma detector background. The spectrum of this bremsstrahlung is calculated by numerically fitting the  $\beta$ -spectrum and integrating the Koch-Motz formula. The absorption of the bremsstrahlung in the lead and detection efficiencies for the HPGe detector are calculated by the effective solid angle algorithm, using corrections for the photopeak/Compton ratio of cross sections in Ge.

The operational problems of the gamma ray spectrometer shielded passively with 12 cm of lead and actively by five 0.5 m x 0.5 m x 0.05 m plastic veto shields are described. The active shielding effect from environmental gamma ray, cosmic muons, and neutrons was investigated. Wide range of scintillator pulses, corresponding to the energy range of 160 keV – 80 MeV, was used for anticoincidence gating.

Accepted by the Scientific Board on: 08.02.2007.

ASB

Defended:

DE

Thesis defend board:

DB

President: dr Miroslav Vesković, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Member: : dr Ištvan Bikit, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Member: : dr Ivan Aničin, full professor, Faculty of Physics, Belgrade