

Универзитет у Новом Саду, Природно–математички факултет, Департман за физику



Демонстрација коинцидентних техника мерења у γ спектроскопији применом дигиталних и аналогних система за обраду сигнала

-мастер рад-

Ментор: др Никола Јованчевић Кандидат: Милош Николић

Нови Сад, октобар 2021.

Овим путем желим да се захвалим свом ментору професору

др Николи Јованчевићу на подршци и корисним саветима при изради овог рада. Такоће желим да се захвалим професорима др Давиду Кнежевићу и др Миодрагу Крмару на помоћи око израде овог рада. Посебну захвалност желим да искажем професору др Душану Зорици без кога вежбе из увода у теоријску физику не би биле занимљиве и динамичне.

Драгим колегама и колегиницама са департмана за физику, али и са осталих департмана и факултета, желим да се захвалим на дивно проведеном времену у читаоници, али и времену ван ње.

Велику захвалност дугујем и својој породици који су ме трпели и подржавали током студија.

Садржај

1	Интеракција γ зрачења са материјом				
	1.1	Механизам интеракције	5		
	1.2	Фотоелектрична апсорција	7		
	1.3	Комптоново расејање	9		
	1.4	Стварање парова	11		
	1.5	Укупни атенуациони коефицијент	12		
		1.5.1 Атенуација γ зрачења	12		
	1.6	Интеракција са детектором	13		
		1.6.1 Веома велики детектор	14		
		1.6.2 Веома мали детектори	16		
		1.6.3 "Реални" детектор	17		
		1.6.4 Сажетак	18		
	1.7	Закочно зрачење	20		
2	Дет	тектори зрачења	21		
	2.1	Општа подела детекторских система	22		
	2.2	Основне карактеристике детекторских система	23		
		2.2.1 Осетљивост детектора	23		
		2.2.2 Енергетска резолуција	24		
		2.2.3 Време одзива	25		
		2.2.4 Ефикасност детектора	25		
		2.2.5 Мртво време	27		
		2.2.6 Функција одзива	28		
	2.3	Сцинтилациони детектори	29		
		2.3.1 Формирање сигнала у диференцијалном режиму ра-			
		да детектора	33		
		2.3.2 Луминисценција	34		
	2.4	НРGе детектори	35		
	2.5	BGO	36		
3	Коинциденција 38				
	3.1	Сумирање и просторни угао	40		
4	Б		41		
4		периментални рад	41		
	4.1	тама коинцидентна мерења применом дигиталних аквизи-	/1		
		4.1.1 Order or operations	41 /1		
		4.1.1 Onne anapatype	41		

	4.1.2 Резултати	44
4.2	Гама коинцидентна мерења применом аналогних аквизи-	
	ционих система	52
	4.2.1 Опис апаратуре	52
	4.2.2 Резултати	58
5 Дисн	кусија и закључак	65
Литера	гура	67

Глава 1

Интеракција γ зрачења са материјом

Инструментална детекција било које честице или зрачења зависи од продукције наелектрисаних секундарних честица, а да бисмо добили сигнал морамо их на неки начин сакупити. Наелектрисана честица, нпр. α или β , ствара сигнал унутар детектора помоћу јонизације или побуђивањем материјала детектора. Фотони су електро-неутралне честице и стога не могу то учинити. Уместо тога, они могу прећи веће дужине путева пре него што интерагују са атомима средине. Колики ће пут дати фотон прећи зависи од вероватноће интеракције по јединици дужине пута, која зависи од врсте средине и енергије фотона. Фотон у интеракцији може да се апсорбује, односно нестане, или да се расеје, при чему мења правац кретања, са или без губитка енергије. Детектори γ зрачења зависе од других врста интеракција које преносе енергију γ зрака електронима унутар детектора. При интеракцији γ зрачења са електронима детектора долази до предаје енергије и побуде истих, који након тога губе своју енергију путем јонизације и побуђивањем атома материјала детектора, при чему се, на пример код полупроводничких детектора, ствара велики број парова електрон-шуљина. Апсорциони коефицијент за γ зрачење у гасовима је мали и сви детектори γ зрачења се заснивају на интеракцији са чврстом материјом. Као што ћемо видети код полупроводничких детектора од примарног електрона ће настати наелектрисани пар електрон-шупљина. Број створених парова пропорционалан је енергији електрона створених у примарној интеракцији. Детектор мора бити направљен од одговарајућег материјала и конструисан на такав начин да створени пар електрон-шупљина може бити сакупљен и представљен у виду електричног сигнала [1].

1.1 Механизам интеракције

Стопа интеракције γ зрачења са материјом директно зависи од енергије зрачења и детаљан облик те зависности је приказан на слици 1.1, која показује атенуационе коефицинте различитих материјала битних за γ спектрометрију у функцији од енергије. Оно што можемо приметити на слици 1.1 јесу оштри скокови у атенуационом коефицијенту на ниским енергијама, његовог раста на високим енергијама и област пада у широком енергетском опсегу за средње енергије. Карактеристике са слике 1.1 могу се једино обаснити детаљним испитивањем интеракција, и што је још важније, са становништва γ спектрометрије, ово испитивање ће омогућити објашњење самог облика γ спектра. Са слике 1.1 се може уочити да је вероватноћа за интеракцију, а која је изражена преко атенуационог коефицијента, зависи од величине атома на коме се инеракција одвија. Са порастом атомског броја расте и атенуациони коефицијент, одакле закључујемо да је германијум много бољи избор материјала за детектор γ зрака него што је то силицијум, док ћемо олово користити као пасивну заштиту.



Слика 1.1: Атенуациони коефицијент различитих материјала у функцији енергије γ зрака [1].

Да бисмо у потпуности могли да разумемо интеракцију γ зрачења са материјом морамо да објаснимо разлику између атенуације и апсорције.

Атенуациони коефицијент је мера смањења интензитета γ зрачења при одређеним енергијама од стране апсорбера. Коефицијент апсорције повезан је са количином енергије коју апсорбије материјал при проласку γ зрачења кроз њега. Пошто не долази код свих материјала до потпуне апсорције γ зрака, као резултат тога крива апсорције лежи нешто ниже него крива атенуације у средњем енергетском опсегу.

На слици 1.1 свака од кривих представља суму при интеракцијама путем фотоелектричног ефекта, Комптоновог расејања и стварања пара. Слика 1.2 упоређује масени атенуациони коефицијент са апсорцијом за германијум.



Слика 1.2: Поређења апсорционог и атенуационог коефицијента за германијум [1].

На слици 1.3 су приказане релативне области за сваке од ових ефеката за германијумски детектор, где видимо да при ниским енергијама доминантан допринос ће имати фотоелектрични ефекат, а при високим стварање парова. Комптоново расејање је доминантно у средњем енергетском опсегу.

Интеракција γ зрачења са материјом није ограничена само на већ наведена три ефекта, оно може интераговати и путем кохерентног расејања (Брагово и Рејлијево расејање) и путем фотонуклеарних реакција (тј. еластично расејање). Кохерентно расејање укључује поновну емисију γ зрака након апсорције са непромењеном енергијом, али у другом смеру.



Слика 1.3: Линеарни атенуациони коефицијент код германијума и припадајуће области [1].

Код еластичног расејања мења се енергија γ зрака тј. сноп слаби, али се енергија γ зрака не предаје детктору, тако да она не игра никакву улогу у стварању сигнала на детектору. Ефикасни пресеци за фотонуклеарне реакције нису значајне при енергијама γ зрака мањим од 5 MeV, те се оне могу занемарити при ниским енергијама.

У свим овим интеракцијама долази до преноса енергије γ зрака на електроне унутар материјала, тј. детектора γ зрачења. Енергија пренета на електроне представља енергију коју апсорбује детектор и она је повезана са излазним сигналом из детектора.

1.2 Фотоелектрична апсорција

При интеракцији γ зрачења са једним од везаних електрона у атому настаје фотоелектрична апсорција. Електрон се избија из своје љуске (слика 1.4(a)) са кинетичком енергијом E_e , датом као:

$$E_e = E_\gamma - E_b \tag{1.1}$$

где је E_{γ} енергија γ фотона, а E_b енергија везе електрона за дату љуску. Након што један од електрона буде избачен из атома у процесу фотоелектричног ефекта, на његово место долази електрон са неке од виших орбитала. Том приликом долази до емисије зрачења. У случају да се тај процес одиграо на К-електрону, емитована радијација за већину елемената ће бити у области рендгенског зрачења, осим за најлакше. То је карактеристично рендгенско зрачење које увек неизбежно прати процес фотоелектричног ефекта. Понекад је могуће да атом уместо емисије фотона, која би уследила након попуњавања празног места на некој од орбитала енергију побуде директно преда неком од електрона из омотача и на тај начин сиђе у основно енергетско стање. Електрони емитовани на овај начин се називају Ожеови електрони [5].



Слика 1.4: (а) Механизан фотоелектричне апсорције, (б) емисија флуоросцентних X зрака [1].

Да би се очувао закон одржања импулса приликом емисије електрона, један мали део енергије побуде се троши на узмак атома, али се он углавном може занемарити. Енергија везе електрона за сваки од нивоа је добро дефинисана, и разлог зашто имамо нагле скокове на криви за фотоелектричну апсорцију. Енергетски ниво са којег се избацује електрон зависи од енергије γ фотона. Највероватније ће бити избачен електрон из К нивоа. Ако γ фотон нема довољно енергије за избацивање електрона из К нивоа, тада ће се избацити електрон из L нивоа или M нивоа. Са слике 1.1 видимо да је апсорп-

циона ивица за електрон са K нивоа на 11,1 keV. За цезијум јодид имамо две K ивице, једна одговара K електрону на 33,16 keV за јод, и друга на 35,96 keV за цезијум. Испод ових енергија, само електрони са L нивоа или виших нивоа могу бити избачени путем фотоелектричног ефекта. Будући да тада постоји један начин мање на који се енергија може пренети на интерагујући атом, коефицијент атенуације постепено опада све до тачне енергије везе K електрона [1].

Вероватноћа да фотон изазове фотоелектрични ефекат може се изразити преко ефикасног пресека σ_f . Мера степена апсорције и слабљења зависи од атомског броја Z материјала (апсорбера) и енергије γ фотона E_{γ} , и ову зависност можемо је записати на следећи начин:

$$\sigma_f \propto Z^n / E_{\gamma}^m \tag{1.2}$$

где су n и m у опсегу од 3 до 5 у зависности од енергије фотона. Оно што можемо закључити из ове једначине, али и видети са слике 1.1 јесте да тежи атоми апсорбују γ зраке ефикасније од лакших атома (за фотоелектрични ефекат), и идеално би било да материјал за детектор буде са што већим Z. Атенуациони коефицијент за фотоелектрични ефекат μ_{fe} , може се добити из везе са ефикасним пресеком на следећи начин:

$$\mu_{fe} = \sigma_f \times \rho \times \frac{N}{A} \tag{1.3}$$

где је ρ густина материјала, A је средња атомска маса, a NA је Авогадров број. Често се претпоставља да фотоелектрична апсорција резултира потпуном апсорцијом γ зрака. Међутим, ако се интеракција одвија у близини површине детектора постоји вероватноћа да ће део енергије побећи, тј. да ће се емитовати у виду флуоросцентних X зрака (највероватније K X зраци). Енергија коју је зрачење оставило унутар детектора се може изазити као:

$$E_e = E_\gamma - E_{K_\alpha} \tag{1.4}$$

где је $E_{K_{\alpha}}$ енергија К α X зрака детекторског материјала. Овај процес се назива избегавање X зрака. На овај начин γ фотон не предаје своју целокупну енергију детектору, што је на спектру репрезентовано као одређен пик на нискоенергетском делу пика пуне енергије.

1.3 Комптоново расејање

Комптонско расејање (слика 1.5) је директна интеракција γ зрака са електроном, при чему се преноси само део енергије γ зрака.



Енергија предата електрону који узмиче дата је следећом једначином:

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma \tag{1.5}$$

или:

$$E_e = E_{\gamma} \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + E_{\gamma}(1 - \cos\theta)/m_0 c^2]} \right\}$$
(1.6)

Слика 1.5: Механизам Комптонског расејања [1]. где је E_e - енергија електрона, E_{γ} - енергија упадног γ зрака, E'_{γ} - енергија расејаног γ зрака, $m_o c^2$ - двострука маса мировања електрона. Убацивањем различитих вредности

за угао θ у претходну једначину открива како апсорбована енергија варира у зависности од угла расејања. Дакле, за угао $\theta{=}0^\circ$, тј. расејање директно напред од тачке интеракције, утврђено је да је $\mathbf{E}_e{=}0$ и енергија γ фотона није предата детектору (електрону). У случају када се γ фотон расејао уназад где је угао $\theta{=}180^\circ$, вредност у загради у претходној једначини је и даље мањи од 1, тако да ће се само део енергије γ фотона предати електрону, који узмиче.



Слика 1.6: Енергија пренета апсорберу путем Комптонског расејања у зависности од угла расејања [1].

При угловима расејања између ове две вредности ће и енергија пренета електрону варирати. На слици 1.6 приказана је зависност пренете енергије електрону од угла.

Сваки електрон везан за атом поседује енергију везе, али пошто ми желимо да поједноставимо рачун ту енергију можемо занемарити. То можемо учинити пошто већина интеракција укључује спољње, много слабије везане електроне и у многим случајевима енергија везе ће бити мала у односу на енергију γ зрака (неколико eV у односу на стотине keV). Узимањем у обзир енергија везе електрона мења се изглед Комптонове функције, при чему оштра ивица на максималној енергији узмака добија заобљенији облик, и ивица која одговара расејању под углом од 180° добија нагиб. То је представљено испрекиданом линијом на слици 1.6. Ефикасни пресек Комптонског расејања зависи од атомског броја материјала Z и енергије γ зрака, и можемо је записати:

$$\sigma_c \propto f(E_\gamma) \tag{1.7}$$

Користећи се аналогно са једначином 1.3 можемо израчунати Комптонов коефицијент расејања μ_{cs} . Ако узмемо у обзир и чињеницу да је у великом делу периодног система однос $\frac{A}{Z}$ је релативно константан са вредношћу близу 2, можемо показати да:

$$\mu_{cs} = const \times \sigma_c \times f(E_\gamma) \tag{1.8}$$

имплицира да је вероватноћа Комптоновог расејања при датој енергији γ зрака готово независна од атомског броја, али веома зависна од густине материјала. Штавише, масени атенуациони коефицијент $\frac{\mu_{cs}}{\rho}$ се веома мало мења са атмоским бројем, опет при одређеној енергији.

1.4 Стварање парова

Да би процес стварања парова уопште био могућ, неопходно је да енергија γ зрака буде најмање једнака двострукој маси мировања електрона (1,022 MeV), и за разлику од претходна два процеса стварање парова резултат је интеракције γ зрачења са атомом као целином (да би важио закон одржања импулса неопходно је присуство још једног тела, а најчешће је то језгро). Овај процес се одвија унутар Кулоновог поља језгра, што резултира претварањем γ зрака у пар електрон-позитрон. У принципу, стварање пара може се одиграти и унутар поља електрона, али је вероватноћа много мања и енергетски праг износи четири масе мировања електрона, али ако се ради о γ зрацима енергија до 3 MeV може се занемарити. Ако је енергија γ зрака за неколико стотина keV изнад прага вероватноћа за стварање пара је мала, међутим овај механизам интеракције постаје преовађујуђи како се енергија повећава у опсег од неколико и више MeV. Новостворени електрон и позитрон деле преосталу енергију γ зрака (тј. вишак енергије γ зрака који је преостао након креације пара) подједнако, губећи је унутар активне запремине детектора док се успоравају. Како је новонастали позитрон наелектрисана честица он постепено губи своју енергију путем јонизације унутар активне запремине детектора и постепено се успорава. Када се енергија позитрона сведе на енергију близу термалне енергије, он се неизбежно анахилира са електроном при томе стварајући два γ фотона енергије од по 511 keV. Након процеса стварања пара се одиграва процес анихилације, унутар 1 ns од њега, а узимајући у обзир чињеницу да је време потребно за сакупљање наелектрисања унутар детектора од 100 до 700 ns, оба процеса могу сматрати тренутачним. Процес стварања пара и анихилације је приказан на слици 1.7.



Укупна енергија апсорбована у детектору непосредно као последица догађаја стварања пара је:

$$E_e = E_{\gamma} - 1022 \ keV$$
 (1.9)

Ефикасни пресек σ_{par} , директно зависи од E_{γ} и Z и може се изразити као:

$$\sigma_{par} \propto Z^2 f(E_{\gamma}, Z)$$
 (1.10)

Слика 1.7: Механизам стварања пара [1].

Атенуациони коефицијент μ_{pp} , се изражава на сличан начин као код фотоелектричног атенуационог коефицијента (1.2). Вредност σ_{par} много више зависи од величине атома где доминира члан Z^2 , него од функције која се мање мења са Z. Можемо видети да вероватноћа за стварање пара, за разлику од Комптоновог и фотоелектричног ефекта, расте са порастом енергије до одређене вредности, да би након тога даљим порастом енергије имала константну вредност.

1.5 Укупни атенуациони коефицијент

Раније на слици 1.1 смо видели атенуациони коефицијент за различите материјале у функцији енергије γ зрака при различитим интеракцијама, и то сада можемо записати преко једначине:

$$\mu_T = \mu_{fe} + \mu_{cs} + \mu_{pp} + \mu_{RS} \tag{1.11}$$

где последњи члан представља слабљење γ зрака путем еластичног (Рејлијевог) расејања. Ако последњу једначину желимо да представимо преко ефикасног пресека онда је можемо записати као:

$$\mu_T = \left(\rho \times \frac{N_A}{A}\right) \times \left(\sigma_f + \sigma_c + \sigma_{par} + \sigma_{RS}\right) \tag{1.12}$$

У многим случајевима је много боље користити масени атенуациони коефицијент, јер није потребно знати број атома већ само густину материјала, и њега можемо записати на следећи начин (масени атенуациони коефицијен је представљен на слици 1.2):

$$\frac{\mu_T}{\rho} = \mu_m = \left(\frac{N_A}{A}\right) \times \left(\sigma_f + \sigma_c + \sigma_{par} + \sigma_{RS}\right) \tag{1.13}$$

Коефицијент атенуације представља вероватноћу да ће γ зрак одређене енергије интереаговати са одређеним материјалом, и он не узима у обзир чињеницу да се као резултат интеракције може појавити γ фотон са другом енергијом као последица те интеракције. Укупни коефицијент апсорције μ_A мора узети у обзир и ове непотпуне интеракције:

$$\mu_A = \left(\rho \times \frac{N_A}{A}\right) \times \left(\sigma_f \times f_{fe} + \sigma_c \times f_c + \sigma_{par} \times f_{pp}\right)$$
(1.14)

У последњој једначини сваки од фактора f представља однос енергије која се путем интеракције преноси електрону и иницијалне енергије γ зрака.

1.5.1 Атенуација γ зрачења

Атенуацију коју су доживели γ фотони снопа може бити представљена као експонент од дебљине, тј. као:

$$I = I_0 \times e^{-\mu t} \tag{1.15}$$

где је
t дебљина апсорбера у јединицама које одговарају јединицама з
а μ (тј. ст ако смо атенуациони коефицијен
т μ изражен у cm^2g^{-1} и у т

ако је у $m^2 kg^{-1}$). Једначина повезује интензитет γ зрачења при одређеној енергији након атенуације I, са оном пре слабљења при истој енергији I_0 . Дата веза важи само под условима "добре геометрије", као што је дато на слици 1.8(а), где користимо колимисани извор γ зрачења и танки апсорбер. Када сноп γ зрака није колимисан као што је то приказано на слици 1.8(а) горња једначина није више валидна због расејања на апсорберу 1.8(б).



Слика 1.8: (a) Атенуација снопа γ зрака при условима "добре геометрије", (б) Накупљање у условима отворене геометрије [1].

За γ зраке за које се на основу геометријског распореда извора, апсорбера и детектора може очекивати да ће промашити детектор, може у ствари доћи до Комптонског расејања које ће га усмерити према детектору чиме се уствари повећава интензитет γ зрачења. Ову појаву називамо "нагомилавање" и можемо је представити као корекцију на једначину 1.15:

$$I = I_0 \times e^{-\mu t} \times B \tag{1.16}$$

Фактор "нагомилавања" В је однос укупног броја γ фотона у једној тачки са бројем γ фотона који тамо стижу а да нису расејани.

1.6 Интеракција са детектором

Пошто енергија γ зрака се креће од неколико keV до неколико MeV, а енергија потребна за стварање јонског пара у германијуму 2,96 eV, очигледно да у случају да након интеракције имамо високо енергетске примарне електроне (тј. електрони настали након интеракције са иницијалним γ зраком) при расејању кроз активну запремину детектора створити велики број парова електрон-шупљина. Очекивани број створених парова можемо израчунати на следећи начин:

$$N = \frac{E_e}{\varepsilon}$$

где је E_e енергија примарног електрона, а ε енергија потребна за стварање пара електрон-шупљина. Множењем овог броја са неалектрисањем електрона дало би процену наелектрисања створеног у детектору. Да бисмо добили екектрични сигнал на детектору сво ово ново настало секундарно наелектрисање (укључујући и позитивно наелекрисане шупљине) мора бити сакупљено. Начин на који сваки појединачни γ зрак интерагује са материјом одређује величину и изглед сигнала на излазу из детектора. Зависиће и од енергије γ зрака, атомског броја материјала од кога је направљен детектор, а за Комптонско расејање од угла између упадног и расејаног γ зрака.

Сада када знамо како γ зрачење интерагује са материјом, можемо се посветити интеракцији са активном запремином детектора при чему ћемо објаснити разлику када се користе различите димензије, тј. запремине. Посматрајмо три детектора:

- 1. Веома велики детектор
- 2. Веома мали детектор
- 3. Реални детектор

1.6.1 Веома велики детектор

На почетку треба нагласити да се овакав детектор веома ретко користи из неколико разлога, а првенствено због своје величине и времена потребног да би се створено наелектрисање сакупи што му веома смањује ефикасност, али је веома користан за демострацију и приказ горе описаних интеракција са материјом јер можемо занемарити чињеницу да детектор има површину.

Претпоставимо да детектор гађамо великим бројем γ зрака потпуно исте енергије, али веће од 1,022 MeV јер желимо да узмемо у обзир и стварање парова. Пошто имамо веома велики детектор онда смо сигурни да ће сваки γ зрак бити у могућности да ступи у интеракцију на један од већ описаних начина.



Слика 1.9: Примери одвијања интеракција у веома великом детектору [1].

На слици 1.9 видимо три случаја и сваки од њих ћемо објаснити:

- 1. У провом случају γ зрак интерагује путем фотоелектричног ефекта при чему се ослобађају фотоелектрони и Ожеови електрони који деле укупну енергију γ зрака. Овде видимо да је γ зрак предао своју целокупну енергију детектору, а пошто смо користили γ зраке идентичних енергија и сви γ зраци који интерагују на овај начин ће створити идентичан излазни сигнал на детектору.
- 2. У другом случају иницијални γ зрак интератује са активном запремином детектора путем Комптоновог расејања и ослобаћа електрон који узмиче, након чега иницијални γ зрак сада ослабљен наставља даљу интеракцију поново путем Комптоновог расејања и ослобаћа још електрона који узмичу. Након неколико узастопних Комптонових расејања иницијални γ зрак је изгубио већи део своје енергије, након чега следи неизбежни фотоелектрични ефекат и преостала енергија γ зрак је пренета на фотоелектроне. Дакле, укупна енергија γ зрака се дели између одређеног броја електрона који узмичу и фотоелектрона, и читав процес је илустративан јер број Комптовових расејања може варирати пре него што дође до крајњег фотоелектричног ефекта. И у овом случају целокупна енергија γ зрака је предата детектору, а пошто је временски интервал за све ове интеракције много краћи од времена сакупљања наелектрисања од било којег практичног детектора, излазни сигнал ће бити идентичан за све γ зрак истих енергија.
- 3. У последњем случају иницијални γ зрак при интеракцији са активном запремином детектора довести до стварања пара, при чему ће се целопупна енергија γ зрака поделити између електрона и позитрона. Новонастали електрон и позитрон ће губити своју енергију стварајући при томе парове електрон-шупљина. Након што позитрон достигне термалну енергију, долази до анихилације са електроном, стварајући два γ зрака енергија од по 511 keV. Новонастали γ зраци настављају интеракцију при чему они губе своју енергију путем Комптонског расејања и фотоелектричног ефекта. На овај начин путем свих ових интеракција је предата целокупна енергија иницијалног γ зрака детектору и за све γ зраке исте енергије излазни сигнал ће бити идентичан (и у овом случају време одигравања свих овох интеракција је много краће од времена потребног за сакупљање наелектрисања унутар детектора).

Пикови у γ спектру се понекад називају "фотопикови", што имплицира на они настају само као последица фотоелектричног ефекта. Као што ћемо видети интеракције које резултирају апсорцијом целокупне енергије γ зрака могу такође укључивати и Комптоново расејање и стварање парова, и термин пик пуне енергије се користи како би се описао резултујући пик у спектру.

1.6.2 Веома мали детектори

У случају када имамо веома мали детектор, од свих интеракција једино ће путем фотоелектричног ефекта целокупна енергија γ зрака бити предата детектору, а у преостала два само део енергије, што ће се и одразити на изглед спектра приказаног на слици 1.10.



Слика 1.10: (a) Примери одвијања интеракција у веома малом детектору, и (б) одзив детектора при Комптонским интеракцијама [1].

Док су веома велики детектори чисто хипотетички, врло мали детектори се не разликују превише од малих планарних детектора произведених за мерење γ и X зрака ниских енергија као и од полупроводничких детектора који раде на собној температури. И овде имамо три случаја која ћемо објаснити:

- 1. Само у првом случају целокупна енергија γ зрака је предата детектору путем фотоелектричног ефекта и доприноси пику пуне енергије.
- У другом случају због малих димензија детектора при Комптонском расејању само ће један део енергије бити предат електрону који узмиче, односно детектору, док ће ослабљени γ зрак побећи са преосталом енергијом.
- 3. У последњем случају приликом стварања пара видимо да долази до креације електрона и позитрона, а након што се позитрон у интеракцији са активном запремином детектора (стварање јонских парова електрон-шупљина) спусти на термалну енергију, долази до анихилације са електроном при чему се емитују два γ зрака енергија 511 keV који беже из детектора. Овде је само део енергије иницијалног γ зрака предат детектору.

На слици 1.10(б) је представљен γ спектар при Комптонском расејању где се јасно уочава Комптонов континуум који се протеже од нулте енергије до Комптонске ивице. Пошто код веома малих детектора при Комптонском расејању γ зрак не предаје своју целокупну енергију, самим тим Комптонско расејање не доприноси пуном енергетском пику.

Може се претпостављати да ће и електрон и позитрон предати своју кинетичку енергију детектору, али у случају веома малог детектора губитак апсорбоване енергије узрокован је бекством анихилационих γ зрака, што као последицу има да нам се у γ спектру јавља дровстуко избегавајући пик. Овај пик се може на спектру уочити на 1022 keV испод положаја пика пуне апсорције, те је то једна од карактеристика у спектру која се може приписати стварању пара. Добро дефинисани пикови двоструког избегавања имају тенденцију да буду благо асиметрични према вишим енергијама.

Када се пореде веома велики и веома мали детектор вероватноћа за апсорцију путем фотоелектричног ефекта је много већа код веома малог детектора због много већег односа површине у односу на запремину детектора, чак и када се повећа вероватноћа бекства X зрака код веома великог детектора. У малим германијумским детекторима може се очекивати и пик који потиче од карактеристичног X зрачења. Називамо га германијумски пик избегавања.

1.6.3 "Реални" детектор

За све детекторе који постоје можемо сматрати да представљају "реални" детектор, и код њих ће неки γ зрака при интеракција оставити своју целокупну енергију унутар детектора.



Слика 1.11: Додатне могућности за интеракцију унутар "реалног" детектора [1].

Значи можемо очекивати да ће нека од Комптонских расејања, па чак и неки догађаји стварања пара бити праћени потпуном апсорцијом енергије γ зрака или, што је много вероватније апсорпцијом њеног већег дела енергије као што је приказано на слици 1.11.

Ако је енергија γ зрака већа од енергије за стварање пара (1022 keV), може се видети још једна карактеристична линија у γ спектру. Ако након анихилације позитрона, само један од анахи-

лационих фотона успе да побегне, док се други у потпуности апсорбије, из детектора ће се изгубити управо ових 511 keV. Ово ће резултирати посебним пиком у спектру који се налази на $E_{\gamma} - 511$ keV, а кога називамо једноструки пик избегавања (SEP-single escape peak). Наравно могуће је да се оба анихилациона фотона само делимично апсорбују, али је то занемарљив ефекат. Једноструки пик избегавања поседује сопствену Комптонску ивицу на 170 keV испод пика једноструког избегавања [1].

Оно што може уследити након Комптоновог расејања је једна или више Комптонских интеракција, при чему свака предаје део енергије γ зрака детектору, пре него што расејани γ зрак напусти детектор. Х зрачење које доспе до кристала није ништа друго до карактеристично зрачење побућеног атома од којег је изграђен заштитни материјал. Комптомски расејанифотони из материјала који окружују детектор имају енергије између комптонмске ивице и пика пуне енергије.

1.6.4 Сажетак

На слици 1.12 приказани су очекивани γ спектри код три различита детектора. Очигледно је да што је већи детектор, то је више простора да се γ зраци расеју унутар детектора и да пренесу већи део своје енегије на детектор, а самим тим су и већи пикови пуне енергије.



Одзив детектора (апсорбована енергија)

Слика 1.12: Очекивани спектри код детектора различитих димензија. Што је детектор већи, већа је вероватноћа за догађаје који резултирају апсорцијом целокупне енергије код: FE, фотоелектрични ефекат; KR, Комптонско расејање; SP, стварање пара [1].

Ови замишљени спектри могу се упоредити са стварним γ спектрима од ¹³⁷Cs и ²⁸Al измереним помоћу Ge(Li) детектора релативне ефикасности од 18% приказаним на слици 1.13. Све горе наведене карактеристике се могу јасно видети. Укратко, најидеалнији би био веома велики детектор који би садржао само пикове пуне енергије који би одговарали енергији емитованих γ зрака из извора, уколико би било могуће постићи брзо прикупљање наелектрисања, што је у пракси немогуће. Поред пикова пуне апсорпције унутар детектора запажамо и пикове услед непотпуне апсорпције. У неким околностима, губитак тачно одређене количине енергије доводи до појаве пикова (једноструких и дрвоструких пикова избегавања као и пикови избегавања Х зрака) или, када су ти губици насумичних енергија, долази до појаве континуума. Степен непотпуне апсорције зависи од физичке величине детектора и енергије γ зрака.



Слика 1.13: Примери спектара који илуструју различите спектралне карактеристике које се очекују: (a) 137 Cs; (б) 28 Al [1].

Што је детектор већи, то има више простора за одигравања вишеструких расејања, а што је мања енергија γ зрака већа је вероватноћа потпуне апсорције фотоелектричним ефектом.

1.7 Закочно зрачење

Једина преостала необјашњена карактеристика слике 1.13 јесте континуум закочног зрачења. Сваки извор који емитује β честицу имаће спектар закочног зрачења суперпониран на γ спектар. У пракси је ово значајно само ако је енергија β честице много већа од 1 MeV (за ²⁸Al ова енергија износи 2,8MeV). Присуство овог зрачења значајно повећава околину пика при ниским енергијама и смањује прецизност мерења (1.14).



Слика 1.14: Закочно зрачење настало као последица емитовања β честице ³²Р енергије 1,711 MeV у озраченом биолошком узорку [1].

Закочно зрачење се не може у потпуности избећи. β честице које емитује извор морају се негде апсорбовати, а све што можемо учинити јесте да експеримент поставимо тако да се β честице апсорбују близу извора, а не близу детектора. Једна од најједноставнијих мера јесте употреба апсорбера близу извора зрачења, што ће имати за последицу и апсорцију γ зрака нижих енергија, али у већини случајева користи би требале надмашити губитке. Ова корист ће бити још већа ако се за апсорбовање β честица користи дебљи материјал са малим Z, чиме минимизирамо апсорцију γ и X зрака.

Глава 2

Детектори зрачења

Уређаје који нам омогућавају регистровање јонизујућег и неутронског зрачења, као и мерење њихових карактеристика зовемо детектори јонизујућег зрачења. При интеракцији α и β честице, као и γ зраци са материјом производе позитивно наелектрисане јоне и електроне или електрони и шупљине. Детектори зрачења су уређаји који мере ову јонизацију и стварају излазни сигнал.

Сама комплексност детекторског уређаја може бити различита, од оних који су једноставни и лаки за употребу, а који нам могу рећи да ли у нашем окружењу или просторији постоји зрачење, до комплексних који нам могу открити много више о датом зрачењу, као што је: енергија и број честица, наелектрисање, спин, маса, магнетни момент, итд...

У процесу детекције зрачења могу се издвојити три етапе:

- 1. Да би неко зрачење могло бити детекторано оно мора да доспе у активну (осетљиву) запремину детектора.
- При проласку зрачења долази до промена у средини која може бити у гасном, течном или чврстом агрегатном стању. Ово представља и једно подела детектора на гасне, течне или чврсте.
- 3. Поседња фаза јесте стварање информације о зрачењу.

Резултат интеракције зрачења са активном запремином детектора је производња носилаца наелектрисања, али у зависности од типа детектора преносиоци наелектрисања могу бити јони, или парови електроншупљина. Створени јони или парови електрон-шупљина су нам бескорисни ако нисмо у могућности да их на неки начин сакупимо и измеримо. Унутар активне запремине детектора постоји електрично поље које омогућава да се ови носиоци наелектрисања сакупе и на тај начин произведе електрични сигнал (наелектрисање) који се претвара у напонски сигнал (импулс). Интензитет сигнала зависи од броја носилаца наелектрисања који су сакупљени, а он директно зависи од депоноване енергије унутар детектора, тј. енергије који честица или фотон преда детектору.

2.1 Општа подела детекторских система

Постоји неколико подела детекторских система, а једна од њих је на интегралне и диференцијалне.

- Када говоримо о интегралним детекторима, тада је реч о неком укупном ефекту које зрачење изазива при проласку кроз неку средину. Пошто је могуће измерити само укупан интензитет неког зрачења, они се често користе као дозиметри, јер нам дају информацију о енергији коју је зрачење предало материјалу у унутар детектора.
- За разлику од интегралних, код диференцијалних детектора можемо да детектујемо појединачне честице зрачења, и у зависности од комплексности самога уређаја можемо само пребројати колико честица доспе до детектора као код Гајгер-Милеровог бројача, или код сложенијих уређаја можемо одредити и енергију или неко друго својство детектоване честице.

Друга подела детекторских система јесте на електричне и оптичке (неелектричне).

- Електрични детектори на свом излазу дају електрични сигнал, који је настао као резултат интеракције зрачења са активном запремином детектора, при чему је сам сигнал краткотрајан. Сам електрични сигнал може настати из директног сакупљања наелектрисања унутар детектора или може потицати од трансформације светлосне енергије која се услед сцинтилација или Черенковљевог зрачења емитује. Ако овакви детектори раде у диференцијалном режиму, онда говоримо о бројачима, пошто им је једна од основних функција баш пребрајање електричних сигнала насталих приликом проласка појединачних честица кроз активну запремину детектора. Помоћу електричних детектора можемо добити информације о енергији, брзини, маси, типу детектованих честица.
- Код визуелних или оптичких детектора се информације о зрачењу добијају преко светлосних, хемијских или топлотних промена изазваних зрачењем. Код детектора овог типа је не само могуће видети путању и интеракцију иницијалне честице, него и секундарних честица, ако је њихова енергија довољна да врше даљу јонизацију. На основу регистрованих трагова могуће је добити информацију о правцу кретања неке честице, њеним интеракцијама, распаду као и о геометријским условима под којима су се неки распади или судари одиграли. У ову групу детектора спадају: Вилсонова маглена комора, мехураста комора, варнична комора.

2.2 Основне карактеристике детекторских система

Принцип рада данашњих савремених детектора је мање-више исти, и заснива се на прикупљању неалектрисања коју је нека честица оставила унутар активне запремине детектора, тј. претварања енергије честице у неки други облик, погодан за мерење и обраду. Најчешће је то електрични сигнал. Данас су најчешће у употреби јонизационе коморе, сцинтилациони и полупроводнички детектори. Избор самог детектора који ће се користити у конкретном случају зависи од врсте зрачења које се детектује и од основних карактеристика самог детектора. Под основним карактеристикама детектора подразумевају се следеће особине:

- Ефикасност
- Енергетска резолуција
- Осетљивост
- Мртво време
- Време одзива
- Ефикасна запремина
- Одзив, функција одзива и време одзива

2.2.1 Осетљивост детектора

Осетљивост детектора је ништа друго до способност детектора да створи користан сигнал за одређену врсту зрачења на одређеној енергији. Не постоји детектор који је осетљив на све врсте зрачења на свим енергијама, и уместо тога сваки од детектора је дизајниран тако да је његова осетљивост највећа за одрећен тип зрачења у одређеном енергетском опсегу [8]. При напуштању ових опсега долази до значајног опадања осетљивости детектора и сам сигнал може бити нестабилан. Осетљивост детектора за дати тип зрачења одређене енергије зависи од више фактора:

- Пресека за јонизацију у детектору
- Масе детектора
- Инхерентног детекторског шума
- Заштитног материјала око детектора

Пресек за јонизацију и запремином детектора одређене су вероватноћом да упадно зрачење изгуби део или своју целокупну енергију на јонизацију унутар запремине детектора. Наелектрисане честице имају висок јонизујући потенцијал, па самим тим и при малим димензијама и запреминама детектора ћемо имати неку јонизацију унутар активне запремине, док код неутралних честица ово није случај. Сама неутрална честица мора проћи интеракцију у којој ће се произвести наелектрисана честица која ће моћи да врши јонизацију унутар запремине детектора. Ефикасни пресек за ово је доста мањи па да бисмо осигурали детекцију неутралних честица густина и димензије детектора морају бити веће. Нпр. ако имамо неутрино за коју знамо да је неутрална честица, потребне су масе детектора реда величине тоне и више. Када је честица у могућности да јонизујемо унутар запремине детектора, потребна је нека минимална количина како би сигнал био користан. Доња граница је дефинисана шумом који проистиче из детектора и пратеће електронике. Овај шум је последица флуктуација напона или струје на излазу из детектора, без обзира да ли је присутно зрачење или не. Како би јонизујући сигнал био користан мора бити већи од средње врености шума. За одређени тип зрачења у датом енергетском опсегу, стварна количина произведене јонизације је одређена осетљивошћу запремине.

Други ограничавајући фактор јесте материјал који покрива унутрашњост прозора на активној запремини детектора. Услед апсорпције, једино зрачење одређене енергије може да прође кроз њега и да буде детектовано. Дебљина овог материјала је директно повезана са доњом границом енергије која се може детектовати.

2.2.2 Енергетска резолуција

За детекторе који су осмишљени да мере енергију упадног зрачења, најбитнији фактор је енергетска резолуција. Она одређује границу до које детектор може да разликује две различите γ линије блиских енергија. Ако наш детектор изложимо моноенергетском снопу зрачења и посматрамо резултујући спектар, на основу тога можемо мерити резолуцију. У идеалном случају желимо да имамо пик у облику делта-функције. У реалности ово наравно није случај, већ примећујемо пик коначне ширине, претежно Гаусијанског облика. Ширина примарно настаје као последица флуктуација у броју јонизација и изазваних ексцитација.

Резолуцију најчешће изражавамо преко термина - пуне ширине на половини висине (FWHM - full width at half maximum) пика, те ако су две енергије ближе од овог интервала биће их немогуће посматрати раздвојено, што је приказано и на слици 2.1. Два пика се сматрају раздвојеним уколико су раздвојени дистанцом већом од њихових FWHM. Пуна линија показује суму два индетична Гаусијанска пика који су раздвојени тачно овом дистанцом.



Слика 2.1: Дефиниција енергетске резолуције [1].

Ако са ΔE означимо енергетски интервал (FWHM), тада је релативна резолуција R на енергији E дата као:

$$R = \frac{\Delta E}{E} \tag{2.1}$$

Једначина 2.1 се најчешће изражава у процентима. Нпр. за NaI детекторе релативна резолуција износи од 8% до 9%, док за германијумске детекторе она износи реда око 0,1%, при енергијама γ зрака од 1 MeV.

Генерално, енергетска резолуција је функција депоноване енергије у детектору, а из једначине 2.1 видимо да се тај однос побољшава са повећањем енергије. То је последица Поасонове или статистике сличне Поасоновој за процесе јонизације и ексцитације. Дакле, за енергију Е, очекивало би се у просеку, J = E/w јонизација. Пошто је енергија потребна да се створи јонски пар (w) фиксна, са повећањем енергије Е расте и број јонизација J, што резултира мањим релативним флуктуацијама.

2.2.3 Време одзива

Једна од битних карактеристика детектора је време одзива, и она представља време потребно да детектор формира сигнал након што на њега "падне" зрачење. Формирање сигнала је важно за временска својства детектора. За добру усклађеност, неопходно је да се сигнал формира у што краћем временском року, у виду оштрог пулса са брзорастућом ивицом која је што вертикалнија.

Друга ствар која је јако битна је трајање сигнала. Током овог периода, сваки наредни догађај неће бити прихваћен из разлога што детектор није осетљив, или ће се други сигнал придодати првом, што ће додатно продужити време трајања и често доводи до ефекта нагомилавања који онемогућава аквизициони софтвер да правилно обради догађај, услед чега се тај догађај најчешће одбацује. Ово доприноси мртвом времену и ограничава брзину бројања детектора.

2.2.4 Ефикасност детектора

Када говоримо о детекцији зрачења треба рећи да постоје две врсте ефикасности: апсолутна и унутрашња (сопствена) ефикасност. Апсолутна или тотална ефикасност детектора је дефинисана као део од емитованих фотона од стране извора који су заправо и регистровани од стране детектора, тј. као:

Апсолутна ефикасност детектора је функција геометрије детектора и вероватноће за интеракцију унутар њега. Да бисмо ово боље разумели посматрајмо цилиндрични детектор и тачкасти извор који се налази на растојању d од детектора (слика 2.2).



Слика 2.2: Геометријска поставка за тачкасти извор и детектор.

Уколико претпоставимо да се зрачење емитује изотропно, онда је вероватноћа да се честица емитује под углом θ :

$$P(\theta)d\Omega = d\Omega/4\pi \tag{2.2}$$

Вероватноћа да честица погоди детектор а уједно и да интерагује унутар њега је дата са једначином:

$$P_{int} = 1 - exp(-\omega x) \tag{2.3}$$

Комбинујући 2.2 и 2.4 добијамо једначину за тоталну ефикасност:

$$d\varepsilon_{tot} = \left[1 - exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right)\right] \frac{d\Omega}{4\pi} , \qquad (2.4)$$

где је х путања честице унутар самог детектора, а λ средњи слободни пут за интеракцију. Тада се укупна ефикасност добија када интегралимо једначину 2.4 по запремини детектора. Веома често се експоненти у једначин 2.4 узима да је једнак нули, јер се величина х веома мало мења са променом детектора, док се вредност за λ узима да је веома мала. Тада се ε_{tot} састоји из два дела: интринсичне или унутрашње ефикасности ε_{int} и геометријске ефикасности ε_{geom} . Укупну или апсолутну ефикасност детектора тада можемо записати као:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{int} + \varepsilon_{geom} . \tag{2.5}$$

Интринсична или унутрашња ефикасности представља удео од догађаја који погађају детектор а који бивају регистровани.

$$\varepsilon_{int} = \frac{500}{500}$$
 детектованих фотона број фотона који погоде детектор

Ова вероватноћа ε_{int} зависи од ефикасног пресека за интеракцију упадног зрачења са медијумом детектора, због чега је она функција типа зрачења, њене енергије и детекторског материјала. За наелектрисане честице интринсична ефикасност ε_{int} се код свих детектора може узети да је добра, јер веома ретко таква честица не произведе неку врсту јонизације унутар детектора, док се већи проблем јавља код неутралних честица јер оне прво морају да интерагују и тако створе наелектрисану честицу која ће вршити даљу јонизацију. Тиме закључујемо да су интеракције неутралних честица са детектором много ређе и не можемо увек осигурати да ће удео захваћених упадног снопа неутралног честица бити задовољавајући. Ово се донекле може поправити повећањем димензија детектора, чиме се повећава вероватноћа за интеракцију.

Геометријска ефикасност представља део емитованог зрачења који дође до детектора, и она у потпуности зависи од геометријске поставке детектора и извора. Такође треба узети у обзир и угаону дистрибуцију упадног зрачења.

2.2.5 Мртво време

Мртво време детектора смо дефинисали као минимални временски интервал између два узастопна догађаја које ће детекторски систем успети да раздвоји и посматра као два независна догађаја. Током тог временског интервала формира се напонски сигнал на излазу из детектора, и детектор може а и не мора бити осетљив на друге догађаје током тог периода. Ако детектор није осетљив, сви догађаји који долазе у том времену бивају изгубљени. Док, уколико је детектор осетљив током тог периода, сви додатни догађаји се нагомилавају на први, а резултат тога је изобличење сигнала и у крајњем случају потпуни губитак информације за оба догађаја. Како бисмо смањили утицај мртвог времена тежи се да се брзине бројања држе довољно ниско, чиме се избегава или смањује могућност одигравања другог догађаја током тог периода.

Када говоримо о мртвом времену треба нагласити да то није карактеристика искључиво детектора већ детекторског система као целине, јер свака компонента тог система доприноси сопстевеним мртвим временом.

Као ислустрацију посматрајмо ефекат мртвог времена једноставног елемента кола на брзину бројања (слика 2.3).



Слика 2.3: Надовезујући (паралишући) и ненадовезујући (непаралишући) модели мртвог времена. На слици 2.3 разликујемо два случаја мртвог времена: надовезујући (паралишући модел) и ненадовезујућ (непаралишући модел).

У надовезујућем случају сваки долазак другог догађаја унутар мртвог времена продужује исти, додајући своје мртво време у моменту доласка, и ово се догађа у случају да елемент остаје осетљив током мртвог времена. Уколико је брзина појављивања догађаја довољно велика, долази до преклапања и продужавања мртвог времена, при чему ниједан од догаћаја не бива прихваћен, стога, елемент је парализован.

Код ненадовезујућег случаја елемент је није осетљив током периода мртвог времена. Долазак сваког наредног догађаја током тог периода проћи ће неопажено, све док не прође период мртвог времена након чега елемент постаје осетљив поново.

2.2.6 Функција одзива

При мерењу енергетског спектра једна од важних ствари на које треба обрати пражњу јесте функција одзива детектора за детектовани тип зрачења. Функција одзива детектора се може дефинисати када детектор излажемо датим типом моноенергетског зрачења. Идеално би било да се у спректру добије Гаусова крива.

Када наш детектор изложимо γ зрацима, можемо предвидети облик криве јер нам је познато како електромагнетно зрачење интерагује са материјом од кога је изграђен детектор. Да би енергија γ зрака била детектована, она мора произвести неалектрисану честицу унутар активне запремине детектора путем једног од три механизма: фотоелектричног ефекта, Комптоновог расејања и производња пара. Фотоелектрони створени при монохроматском зрачењу имају идентичне енергије, те доприносе Гаусовом облику криве у спектру. Новостворени Комптонови електрони имају континуалну расподелу, и као такви представљају сметњу у снимљеном спектру. Пар ефекат такође неповољно утиче на добијену слику о моноенергетском зрачењу усмереном ка детектору.

Ако детектор користимо за мерење спектра γ зрачења, дистрибуција броја регистрованих γ кваната у функцији енергије биће дата са:

$$N(E) = \int S(E')R(E, E') \, dE' \,, \qquad (2.6)$$

где је R(E,E') одзивна функција детектора на упадној енергији E', а S(E') је енергетски спектар γ зрачења. Познавање спектра γ зрачења из једначине 2.6 захтева познавање функције упадне енергије R(E,E').

2.3 Сцинтилациони детектори

У данашњој нуклеарној физици сцинтилациони детектор је несумњиво један од најчешће коришћених и најраспрострањенијих детектора. Детекција сцинтилације (светлости) произведене у одрећеним материјалима представља једну од најстаријих забележених техника детекције јонизујућег зрачења. Рад овог детектора је заснован на својству супстанце да под утицајем радиоактивног зрачења емитује сцинтилацију (светлуцање) малог интензитета. Емитоване сцинтилације (светлост) које се јављају приликом проласка зрачења кроз активну запремину детектора потребно је појачати и претворити у електрични сигнал који се може касније лако обрадити, да бисмо од неког материјала направили детектор. Прихватање, појачање и претварање светлосног сигнала у електрични постиже се помоћу фотомултипликатора.

Први сцинтилациони детектори откривени су сасвим случајно када је Рендген приметио да Х-зрачење може побудити неке материјале на светлуцање, а нешто касније је примећено да и зрачење које емитују нестабилна језгра приликом распада такоће изазивају тај ефекат. Спинтарископ је најранији урећај коришћен као сцинитилациони детектор за детекцију честица, који је изумео Крукс 1903 године. Инструмент је састојао од екрана на који је нанесен танак слој цинк-сулфида (ZnS), који је стварао слабе сцинтилације приликом интеракције са α -честицом. Истаживачи су најчешће пребројавали слабе сцинтилације помоћу стакла за увеличање у замраченој соби, при чему је и око било део детекторског система. Пребројавањем сцитилација Гајгер и Марсден су установили просторну дистрибуцију α -честица расејаних на танкој фолији злата. Ефикасност детекције је ограничена и веома мала, последица тога што се користи танак слој цинк-сулфида и видљиве су само сцинтилације које се одвијају на њеној површини. Ови детектори су донекле пали у заборав открићем гасних детектора. Тек 40-их година прошлог века када је око заменио фотомултипликатор су поново ушли у употребу. Проналаском фотомултипликатора од стране Курана и Бејкера слабе сцинитилације су се могле детектовати и бројати са задовољавајућом ефикасношћу упоредивом са до тада непревазићеним гасним детекторима, након чега је настављен успон сцинтилационих детектора. Овај период представља зачетак модерних електронских сцинтилационих детектора.

Шема сцинтилационог детектора приказана је на слици 2.4. Сцинтилациони детектор се састоји од сцинтилационог материјала који је оптички (директно или помоћу светлосног водича) повезан са фотомултипликатором. При проласку јонизујуће честице кроз сцинитилатор долази до екцитације атома и молекула сцинитилатора при чему сцинитилатор емитује светлост.



Слика 2.4: Шема сцинтилационог детектора.

Светлост емитована у сцинтилатору се доводи на фотокатоду, која је направљена од метала који има мали излазни рад за емисију електрона, и избија електроне који се у фотомултипликатору умножавају. Унутар фотомултипликатора примарни електрон је усмерен и убрзан под дејством јаког електричног поља ка првој од 10 до 20 динода које су поређане од прозора ка супротном крају фотомултипликатора. Свака од динода се налази на вишем потенцијалу од претходне, што се постиже разделником напона - низом редно везаних отпорника. Диноде су електроде начињене од материјала који такође има мали излазни рад за емисију електрона што нам омогућава да сада наш убрзан примарни електрон избије већи број електрона (од 3 до 10 нових електрона). Сви ново створени електрони бивају убрзани путем растућег електричног поља и фокусирани као наредној диноди, одакле избијају нове електроне. Читав процес се наставља до последње диноде при чему је укупан број електрона који ће се сакупити на аноди која се налази након последње диноде и која је на највишем потенцијалу, реда величине 10⁸ електрона.

Да бисмо направили сцинтилациони детектор мора се остварити оптички контакт измећу сцинтилационог материјала и прозора фотомултипликатора. Веза између сцинтилатора и фотомултипликатора мора бити изведена на тај начин да светлост никако не може да продре до фотокатоде, тј. сви сигнали који се добијају на излазу из фотомултипликатора потичу од светлости настале у процесу интеракције зрачења са активном запремином детектора (кристала). Сам сцинтилатор мора да буде у облику монокристала како би се избегле рефлексије и губици светлости на кристалним границама. Ако је монокристал од натријум-јодида мора се водити рачуна да је добро херметички затворен, пошто је веома хигроскопан. Кућиште у којој је смештен и изолован монокристал мора са једне стране бити прозирно како би се остварио оптички контакт са прозором фотомултипликатора. Кућиште се најчешће израђује од танког алуминијума како би се омогућило да што више зрачења доспе до кристала. Сам кристал NaI(TI) се обрађује у облику цилиндра тако да је једна од његових база спојена са фотомултипликатором. Спој се изводи помоћу вискозног материјала великог индекса преламања да се избегли губици због рефлексије на граничној површи. Унутрашњост алуминијумског кућишта прекривена је рефлектујућим материјалом које нам омогућава да дифузионом рефлексијом емитујемо што већу количину светлости која се у разним правцима усмерава ка прозору фотомултипликатора.

За детекторе су погодни материјали који испуњавају следеће услове:

- 1. Велика конверзиона ефикасност кинетичке енергије наелектрисане честице у флоуресцентну светлост;
- Конверзија енергије мора да буде линеарна, тј. енергија инцидентне честице треба да буде пропорционална депонованој енергији у што ширем опсегу енергија;
- Материјал мора бити транспарентан за сопствену светлост тако да дозволи пролазак емитоване светлости кроз активну запремину детектора до фотомултипликатора са што мање пригушења;
- Време живота индуковане луминисценције мора да буде релативно кратко да би детектор био у могућности да детектује нови догаћај, тј. да има кратко "мртво време";
- Сцинтилатор мора бити добро растворљив, са могућношћу да се проиводи у различитим облицима и запреминама, и да буде што мање осетљив на присуство пригушивача.
- 6. Индекс преламања треба да буде блисак индексу преламања стакла (~1.5) како би се омогућило ефикасно спајање сцинтилатора са фотомултипликаторском цеви или другим светлосним сензором.

Основни проблем који се јавио у прошлости код сцинтилационих детектора, а који се заснивао на процесу луминисценције јесте чињеница да су материјали углавном непрозирни за сопствену светлост. Таласна дужина светлости коју тело апсорбује, једнака је таласној дужини светлости коју оно емитује. Тек након што су откривени материјали који су прозирни за сопствену светлост, настали су услови који су дозвољавали да се процес апсорције зрачења одвија унутар целокупне активне запремине детектора, а не само на његовој површини. Продорна моћ β и γ зрачења је далеко већа од α честице па самим тим и њихова детекција на танком слоју ZnS је била далеко мања, те је проналаском нових материјала направљен велики корак у детекцији β и γ зрачења.

Нафталин, стилбен, антрацен, итд. су органски сцинтилатори који имају својство да су прозирни за сопствену светлост. Наведени материјали се појављују у кристалној форми. Поред материјала у кристалној форми ту су и материјали који могу бити у течном стању, од којих су најпознатији ксилен и толуен. И кристални и течни сцинтилатори су угљоводонична једињења, при чему је хемијска формула за антрацен $C_{14}H_{10}$, а за ксилен $C_{6}H_{4}(CH3)_{2}$. Свако енергетско стање молекула ових једињења, било оно основно или побуђено, поседује још и велики број вибрационих и ротационих стања. Када се један овакав молекул побуди на неко од виших енергетских стања, део енергије се троши на прелазе измећу вибрационих нивоа тог побуђеног енеретског стања. Енергија фотона која се емитује при преласку молекула са неког од побуђених стања на основно стање ће бити мања од енергије фотона којом је молекул доведен на то побућено стање. Односно таласна дужина емитоване светлости ће вити већа од таласне дужине апсорбоване светлости, што значи да ће светлост емитована након побуде молекула органског сцинтилатора успети да избегне апсорцију и изађе, износећи информацију о интеракцији која се одиграла.

Друга врста материјала у облику монокристала која се користе као детектори су неоргански сцинтилатори. Неоргански сцинтилатори су обично кристали узгајани у високо температурним пећима, нпр. халогениди алкалних метала, који у себи садрже малу количину нечистоће, тј. активатора. Активатори су луминесцентни центри, што значи да су чисти неоргански сцитилатори непрозирни за сопствену светлост и са додавањем "нечистоће" задовољавамо услов да је таласна дужина апсорбоване светлости различита од таласне дужине емитоване светлости. Најшире коришћени је NaI(TI) (натријум јодид допиран за талијумом), али се користе и CsI(Tl), CsI(Na), CsI(чист), CsF, KI(Tl), LiI(Eu). При проласку зрачења кроз кристал стварају се електрони и шупљине који се померају дуж кристалне решетке. Те шупљине могу да се попуне електронима из луминесцентних центара, чиме он бива побуђен након чега емитује светлост преласком на основно стање. На овај начин се енергија побуде кристала предаје луминесцентном центру, а светлост коју он емитује не бива апсорбована. Максимални интензитет емитоване и апсорбоване светлости чистог кристала NaI се налази на 303 nm, док се максимум емитоване светлости кристала NaI(TI) налази на 410 nm.

Органски сцинтилатори могу бити растворени у чврстој прозирној пластици, те на овај начин добијамо пластичне сцинтилаторе, и један од примера јесте терфенил растворен у полистирену. Можемо добити и течне сцинтилаторе ако сцинтилациони материјал растворимо у органској течности. У оба случаја се енергија које зрачење остави у пластици или растварачу пренесе до сцинтилатора који након тога емитује светлост одговарајућег интезитета. Велика предност код материјала који се растварају у органској течности или пластици јесте што је могуће правити сцинтилационе детекторе различитих обилика и запремина.

Интензитет светла које сцинтилатор емитује након побуђивања опада експоненцијално са временом. Средње време трајања сцинтилације је различито за различите типове детектора и оно изониси 10^{-7} s за NaI(TI), док је код орагнских сцинтилатора је реда величине 10^{-8} s и 10^{-9} s код пластичних сцинтилатора. Кратко време трајања сцинтилације омогућава да овај тип детектора има неколико редова већу брзину бројања него што је она код гасних детектора, што му даје предност у односу на њих. Део енергије детектоване честице који се претвори у светлост са назива конверзиона ефикасност. Најбољу конверзиону ефикасност имају неоргански сцинтилатори (NaI(TI)) и она износи око 5 до 10%, у зависности од концентрације атома активатора.

2.3.1 Формирање сигнала у диференцијалном режиму рада детектора

Као пример посматрајмо рад NaI(TI) детектора у диференцијалном режиму и начин на који се формира сигнал. Једна честица зрачења, а најчешће је то фотон, приликом проласка кроз кристал изазива краткотрајну емисију светлости. Све док на фотокатоду не падне светлост фотомултипликаторска цев није проводна. Секундарни електрони настали у процесу умножавања који се сакупљају на аноди изазивају краткотрајни пад напона на радном отпорнику, а овај се сигнал пренесе на појачавачку електронику. Излазни сигнал има брз пораст до одређене висине, а затим нешто спорији експонецијални пад, при чему је дужина трајања сигнала доста кратка. Сам процес стварања сигнала је доста краћи него код нпр. гасног или полупроводничког детектора услед чињенице да сигнали добијени сцинтилатором не потичу од примарног наелектрисања које је зрачење створило у самом детектору. Ми емитовану луминисцентну светлост користимо као посредника, а неалектрисање се ствара и умножава у фотомултипликатору. У овом процесу нема прикупљања примарног наелектрисања насталог у детектору, нити кретања спорих позитивних јона ка катоди, и као резултат тога стварање сигнала знатно краће траје.

Краткотрајни напонски сигнал који се формира на аноди чија висина одговара количини светлости која је пала на фотокатоду. Како је количина емитоване светлости пропорционална енергији коју је честица зрачења оставила у сцинтилационом детектору, очигледно је да постоји директна пропорционалност између висине напонског сигнала и енергије регистроване у сцинтилатору. Само у случају да је честица оставила целокупну своју енергију унутар активне запремине детектора ми ћемо моћи да измеримо њену енергију. Са неким сцинтилационим детектрима могуће је добити информације о врсти честице која је прошла кроз сцинтилатор анализирајући облик сигнала емитоване светлости. Ова појава је последица различитих флуоросцентних механизама ексцитације у зависности од јонизационе моћи честице. Ово се назива дискриминација облика сигнала.

2.3.2 Луминисценција

Сцинтилациони материјали испољавају својство познато као луминисценција. Луминисцентни материјали након што су изложени одређеним облицима енергије као што су светлост, топлота, радијација итд., апсорбују и реемитују енергију у облику видљиве светлости. Ако се реемисија одвија одмах након апсорције илити унутар 10^{-8} s (10^{-8} s јесте време потребно за атомске прелазе), тај процес називамо флоуресценција. Ако је реемисија одложена због тога што је ексцитовано стање атома метастабилно, процес се назива фосфоросценција. У том случају, одложено врме измећу апсорције и реемисије ће бити у интервалу од неколико микросекунди до неколико сати у зависности од материјала. У првој апроксимацији, време трајања реемисионог процеса се описује као експоненцијална функција облика:

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} e^{\left(\frac{-t}{\tau_d}\right)} \tag{2.7}$$

где је N број фотона емитованих за време t, N_0 укупан број емитованих фотона и τ_d константа распада. Време раста од нуле до максималног времена је у многим материјалима је доста краће од времена распада, па се из тог разлога не узима у обзир. Тачнији израз садржи две компоненте, брзу и спору (одложено дејство):

$$N = A \ e^{\left(\frac{-t}{\tau_f}\right)} + B \ e^{\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)}$$
(2.8)

где су τ_f и τ_s константе распада за брзу и спору компоненту распада. Постојање ових компоненти утиче на технике дискриминације облика импулса. Разлика између ове две функције је приказана на слици 2.5.



Слика 2.5: Поједностављени случај описан експоненцијалном функцијом (лево) и двокомпонентна експоненцијална функција (десно) [1].

2.4 HPGe детектори

НРСе детектори су полупроводнички детектори код којих је активна средина германијум високе чистоће, и код детекције γ зрачења се они много чешће користе него силицијумски детектори. Разлог тога јесте много већи атомски број германијума у односу на атомски број силицијума ($Z_{Ge} = 32 >> Z_{Si} = 14$). Ефикасни пресек за фотоелектрични ефекат код германијумских детектора је 60 пута већи у односу на силицијумске. Главна мана германијумских детектора јесте што, за разлику од силицијумских, морају хладити на ниске температуре.

Први германијумски детектори су који су коришћени у комерцијалне сврхе појавили су се крајем шездесетих година прошлог века, и то су били Ge(Li) детектори који су морали непрекидно да се хладе. Разлог непрекидног држања на ниским температурама јесте велика покретљивост атома литијума. Данашњи детектори су HPGe (High purity Germanium) и израђују се од чистог германијума (чистоћа је повезана са релативном ефикасношћу детектора), и овакви детектори нису морали да се држе непрекидно на нисим температурама, једино током мерења како би се уклонио фон који потиче од струје цурења.

Напредак у полупроводничкој технологији нам је омогућио израду готово чистог германијума са концентрацијама једног атома примесе на 10^{10} атома германијума у cm^3 . Безпримесни или HPGe детектори имају p-i-n структуру у коме і представља (intrinsic - безпримесан) слој осетљив на γ и X зраке. Код стандардних полупроводничких детектора инверзна поларизација p-n споја нам је омогућила повећање области просторног наелектрисања, што је утицало на повећање ефикасности детекције, а код HPGe детектора се на тај начин креира јако електрично поље унутар безпримесног слоја. Када фотон доспе у безпримесни слој долази до интеракције са електронима безпримесног слоја, при чему се креира велики број парова електрон-шупљина, те се под утицајем јаког електричног поља врши даља прерасподела неалектрисања. Количина створених парова електрон-шупљина пропорционална је енергији упадног γ зрака. Енергија потребна за креирање пара електрон-шупљина је око 10 пута мања од енергије потребне за јонизацију гаса. Ови детектори зато имају много бољу енергетску резолуцију од гасних и сцинтилационих детектора. Како полупроводници имају велику густину, њихова зауставна моћ је много већа од гаса код гасовитих детектора, а због компактног облика време одзива је мало. Треба још додати да се са њима могу детектовати и неутралне честице.


Слика 2.6: Приказ НРСе детектора.

2.5 BGO

Бизмут германат (BGO) је нови сцинтилациони материјал велике густине и са високим атомским бројем (Z=83, за Bi), чији је хемијски састав $Bi_4Ge_3O_{12}$, а који је због своји карактеристика врло ефикасан апсорбер γ зрака. Добија се из растопљене смеше оксида бизмута и германијума. BGO је релативно тврд, робустан, нехигроскопски кристал који се не цепа и не показује значајну само-апсорпцију сцинтилационе светлости. BGO се може машински обрађивати у различите облике и геометрије. Кристално кућиште може бити једноставно јер није потребно херметичко затварање.

Иако је његов принос светлости низак поређењу са NaI(Tl), његова много већа густина даје много већу зауставну моћ и чини га идеалним за активне системе заштите. Слика 2.7 упоређује сопствене ефикасност два материјала. Овде се не узимају у обзир непотпуне интеракције апсорпције које би додатно повећале ефикасност BGO-а за сузбијање позадинског зрачења. Фотони енергије 150 keV су 90% апсорбовани на слоју од само 2,3 mm код BGO-а. Једноставније речено, BGO детектор чија је величина 16 пута мања од величине NaI(Tl) детектора имао би приближно исту ефикасност. Међутим, пошто је принос светлости много мањи, резолуција BGO-а је лошија, што га не чини добрим материјалом за спектрометрију која тражи много детаљнију обраду од детекције. За разлику од NaI(Tl), BGO се користи без активатора.



Слика 2.7: Сопствене ефика
сности за NaI(Tl) и BGO детекторима истих димензија (38mm
 \times 38mm).

Будући да постоји велики помак између оптичких и емисионих спектра Bi³⁺ стања, релативно мала самоапсорција се дешава и кристал је прозиран у односу на властиту емисију. Чак и тако, релативна ефикасност је само 15-20% ефикасности од оне за NaI(Tl).

Глава 3

Коинциденција

Радиоактивност је спонтани процес у којем се атомско језгро (предак), емитујући једну или више честица или кваната електромагнетног зрачења, преображава у друго језгро (потомак). Новонастало језгро се у већини случајева налази у неком од побуђених стања, те на основно стање прелази путем спонтане емисије γ зрака. Прелазак на основно стање може да се одвије путем емисије једног γ зрака или каскадном емисијом неколико γ зрака различитих енергија. Пошто је процес каскадне емисије γ зрака много бржи од времена потребног да детектор прикупи наелектрисање унутар активне запремине, значи да их детектор није детектовао као појединачне догађаје, него их је детектовао као један γ квант са енергијом која одговара збиру њихових појединачних енергија. У овом случају може се рећи да су γ зраци детектовани у правој коинциденцији. Као резултат овога проистиче да неки од догађаја су изгубљени (summing out) или додати (summing in) за пик пуне енергије за γ зрак

$$E_{sum} = E_1 + E_2 + \dots + E_n \tag{3.1}$$

где је E_n енергија n-тог фотона. Морамо разликовати праве коинциденције од случајних коинциденција. Праве коинциденције су најчешће последица следећих нуклеарних догађаја:

- фотони и честице емитоване у истом радиоактивном распаду;
- продукти исте нуклеарне реакције;
- γ кванти произведени анихилацијом позитрона.

Случајне коинциденције потичу од истовременог распада два језгра или ако у тренутку распада језгра до детектора стигне и фотон из космичког зрачења или околине. При мерењима коинцидентно коло ће пропустити и одрећен број случајних коинциденција. На слици 3.1 је приказан укупан број коинцидентних догађаја који је једнак збиру правих и случајних коинциденција [4].



Слика 3.1: Приказ правих и случајних коинциденција [4].

Коинцидентно сумирање има велики значај у спектрометрији. Као што је познато, у γ спектроскопији се на основу анализе пикова у снимљеном спектру могу идентификовати радионуклиди, те се може израчунати активност извора или ако су познати извори радијације онда се може одредити енергетска калибрација спектра.



Слика 3.2: Шема I кола.

Мора се имати у виду да је феномен каскадног сумирања или ефекат правих коинциденција зависи од геометрије. Наиме два или више фотона из каскаде се у општем случају не емитују у истим правцима. Вероватноћа да два или више каскадних γ зрака буду апсорбована у активној запремини детектора је већа уколико је извор ближи детектору [10]. Коло за коинциденцију је ништа друго до кола које обавља логичку операцију конјугације. Ово коло ће дати излазни сигнал ако су истовремено присутна оба улазна сигнала.

За потребе овог рада посматраћемо распад ⁶⁰Co (5+) који се прво путем емисије β честице распада на побуђени ниво од 2,505 MeV (4+) ⁶⁰Ni, а овај ниво се деексцитује емисијом γ зрака на ниво од 1,3325 MeV (2+). Време живота тог нивоа је 0,7 ps, након чега долази до емисије γ зрака и преласка у основно стање (0+) ⁶⁰Ni. Шема распада ⁶⁰Co приказана је на слици 3.3.



Слика 3.3: Шема распада 60 Со и приказ каскадне емисије γ зрака.

3.1 Сумирање и просторни угао



Слика 3.4: Геометријска поставка експеримента за тачкасти извор зрачења.

Ефекат коинцидентног сумирања зависи од вероватноће да два или више истовремено емитованих γ зрака буду истовремено и детектовани. Одавде следи да је геометријска поставка узорка и детектора веома битна и од ње зависи утицај ефекта правих коинциденција на спектар. Две различите геометријске поставке приказане су на слици 3.4, где се у првом случају тачкасти извор налази на капи детектора, а у другом случају на неком растојању. Ако се извор налази на капи детектора тада је вероватноћа да емитовани γ зрак дође до детектора 42 %, а вероватноћа да ће два истовремено емитована γ зрака доћи до детектора је 17 %. Како се повећава растојање извора од детектора тако се смањује вероватноћа за истовремену детекцију два γ зрака мања, или се може чак и занемарити. Такође, за дати просторни угао, број сумирања правих коинциденција по јединици време-

на је пропорционалан активности извора (али не и однос изгубљеног и укупног одброја). Са друге стране, губитак одброја услед насумичног сумирања функција је квадрата активности извора [11].

Глава 4

Експериментални рад

4.1 Гама коинцидентна мерења применом дигиталних аквизиционих система

4.1.1 Опис апаратуре

Пре него што се позабавимо описом саме апаратуре, треба рећи да се експеримент одвијао у PGAA мерној станици МТА ЕК института у Будимпешти на истраживачком реактору са резервоаром ("tank-type") и берилијумским рефлектором, где се вода истовремено користи за хлађење реактора и као модератор. Реактор има разне примене, а једна од најбитнијих јесте да служи као извор неутрона. Помоћу система за успоравање неутрона са модераторском ћелијом омогућено је да реактор ради као извор хладних неутрона (Cold Neutron Source - CNS) на једном од његових водова.

Експериментална поставка се састоји од два НРGе детектора постављених у најближој могућој геометрији (релативних ефикасности 23% и 27%), а нормално у односу на долазећи сноп неутрона и директно окренута ка мети. Између два детектора се налази мета од 99,99% чистог ниобијума у облику танке плочице димензија $25 \times 25 \times 2$ mm под углом од 45° у односу на упадни сноп неутрона. Детектори су додатно заштићени PVC-ом, а која је уједно служила и као модератор неутрона. Заштита је допирана литијумом како би се смањио број неутрона који доспевају до детектора након расејања. Око оба детектора се налазио оловни штит, али се поред тога око детектора са релативном ефикашношћу од 27% налазила и Комптонска заштита у виду BGO детектора. Подаци су добијени коришћењем HPGe детектора који се налазио унутар BGO детектора као активне заштите, и BGO детектора.





 (δ)

Слика 4.1: Експериментална поставка.



Слика 4.2: САЕN-ов N6724 дигитајзер [9].

Експериментале податке које ћемо анализирати, а у које су уписани енергија догађаја и време детекције догађаја за оба детектора, су прикупљени помоћу CAEN-овог четвороканалног дигитајзера ознаке N6724 (слика 4.2).

Оно што нам овај уређај омогућава јесте упис података са четири различита извора, док у нашем случају је то било са три: са два HPGe детектора и једног BGO детектора. САЕN дигитајзер истовремено уписује не само спектар догађаја у детекторима него и временски тренутак доласка сваког догађаја, чиме се омогућава offline анализа података. Поредећи ову методу где се подаци складиште и анализирају касније, са аналогном методом где је неопходно задати коинцидентне ускове пре почетка експеримента, дигитално прикупљање података јесте супериорније и лакше за рад, али и даље пати од слабијег квалитета резолуције у односу на аналогну опрему, што може представљати проблем у прецизнијим мерењима.

Шема експерименталне поставке:



Слика 4.3: Делови апаратуре: 1.-HPGe детектор релативне ефикасности 23%; 2.-CAEN-ов N6724 дигитајзер; 3.-BGO; 4.-HPGe детектор релативне ефикасности 27%; 5.-BGO; 6.-Moдел 777 8 Channel variable gain amplifier PHILLIPS SCIENTIFIC производње; 7.-ORTEC constant-fraction discriminator EG&G – ESN; 8.-TFA [9].

4.1.2 Резултати

Тражење коинциденционе криве за реакцију

 $^{93}Nb(n,\gamma)^{94}Nb$

Подаци коришћени у раду су прикупљени помоћу два HPGe детектора, при чему је један од детектора имао и активну заштиту у виду BGO детектора. Том приликом је прикупљена велика количина података која је коришћена за израду других радова, а у овом раду смо податке са HPGe који је био унутар BGO заштите и податке са BGO детектора користили у циљу демонстрације сузбијања фона применом коинцидентних метода.

Процес тражења коинциденционе криве започињемо коришћењем програма Fortran и одговарајућег кода. Пошто фајлови садрже велику количину података, од којих већина нема никакву важност за нас, први корак јесте исцртавање података и лоцирање коинценденционе криве на графику. На слици 4.4(а) приказани су сви уписани подаци, али оно што нас интересује ограничено је на веома уску област која је приказана на слици 4.4 под (б).



Слика 4.4: Коинциденциона крива.



Слика 4.5: Процес ребиновања односно frequency count података.

Након што смо лоцирали коинциденциону криву и њен опсег у нашим подацима, можемо да пређемо на наредни корак где ћемо за дати опсег проћи кроз све фајлове у Fortranу, што нам је као резултат дало нове фајлове у које смо уписивали податке спектара који садржи све догађаје и који садржи само коинциденције. Пошто поседујемо четири сета података које ћемо анализирати, као излаз из кода добијамо укупно осам фајлова са подацима, где четири представља спектар који садржи све догађаје и четири представља спектар коинциденција.

Коришћењем програма Origin и опције ребиновањаfrequency count (слика 4.5 и 4.6) датих података добијамо одговарајуће спектре које ћемо даље анализирати. Пошто поседујемо укупно осам фајлова морамо сваки појединачно да ребинујемо и након тога добијени подаци се уносе у Ехсеl табелу коју ћемо искористити да добијемо спектре. При процесу ребиновања треба водити рачуна да програм Aptec

може да чита само фајл који у себи садржи две колоне са по 16384 податка, тј. канала.



Слика 4.6: Подешавање ребиновања односно frequency count-а.

Одбијање комптонског фона

Након пребацивања података из Excel табеле у фајл који поседује одговарајућу унутрашњу структуру са подацима о нашем спектру, можемо исте учитати у програм Aptec-NRC где ћемо извршити њихову даљу анализу. Анализа спектара почиње њиховом калибрацијом.

Канал	Енергија [keV]
71	113,4
322	511
1403	2223,23
3720	5894,93
4311	6831,18

Табела 4.1: Гама пикови ⁹⁴Nb који су коришћени за енергетску калибрацију.

На основу енергетске калибрације смо добили калибрациону криву првог степена, чија је једначина:

Енергија [keV] = 0,71797773565 + 1,5844256075 × Канал

На слици 4.7 је приказан спектар $^{94} \mathrm{Nb}$ у реакциј
и $^{93} Nb(n,\gamma)^{94} Nb$ у логаритамској скали.



Слика 4.7: Спектар ⁹⁴Nb где нисмо извршили комптонско сузбијање.

На слици 4.8 је приказан спектар ⁹⁴Nb у логаритамској скали када је BGO био укључен у експерименталну поставку.



Слика 4.8: Спектар $^{94}{\rm Nb}$ када је BGO био укључен у експерименталну поставку.

Спектар који је представљен на слици 4.7 је сниман помоћу HPGe детектора, и у њему су видљиви γ пикови као последица активације мете неутронским снопом, као и фон у који су укључени и комптонски континуум. На слици 4.8 је спектар који је добијен када је поред HPGe детектора био и BGO детектор који користимо као активну заштиту. У овом спектру се налази сво γ зрачење које није предало своју целокупну енергију HPGe детектору, а које доприноси настанку фона. Да бисмо смањили фон у спектру ⁹⁴Nb одузећемо од спектра где није извршено Комптонско сузбијање спектар у коме је као активна заштита HPGe детектора био BGO детектор. Слика 4.9 представља спектар где смо извршили сузбијање фона.



Слика 4.9: Спектар $^{94}{\rm Nb}$ где је извршено сузбијање фона настала одузимањем спектара.

Да бисмо илустровали ту разлику, на слици 4.10 представљена су оба спектра заједно.



Слика 4.10: Спектари ⁹⁴Nb пре и након сузбијање фона, где је розе обојен спектар након сузбијања фона.



Слика 4.11: Поређење пикова у спектрима $^{94}{\rm Nb}$ пре и након сузбијања фона.

У датом спектру видимо да уз сваки пик пуне апсорције је присутан Комптонски континуум који је везан за тај пик. Пошто је сваки пик суперпониран на фон, оно што нам омогућава сузбијање истог јесте прецизније одређивање висине пика, тј. пикови су изажајнији што је и приказано на слици 4.11. Како бисмо то још једном показали можемо проверити релативне грешке за пикове од интереса у спектру пре и након што је извршено комптонско сузбијање. У програму Арtec смо обележили неколико пикова од интереса и забележили релативне грешке за оба спектра.

Релативна грешка	Релативна грешка	Енергија [keV]
пре сузбијања фона [%]	након сузбијања фона [%]	
0,34	0,25	98,95
0,5	0,38	113,21
0,16	0,15	255,81
1,25	1,04	338,2
0,32	0,28	511
2,22	1,83	835,7
4,59	3,19	911,7
3,08	1,67	946,6
3,3	2,7	957,7
4,15	3,73	4739,73
3,29	2,73	5104,15
5,32	3,68	5495,51
8,04	5,56	5590,57
16,47	10,4	5769,61
3,74	3,08	5894,78
4,01	3,11	6831,18
6,14	4,76	7186,09

Табела 4.2: Релативне грешке γ пикова у спектру $^{94} \rm Nb$ пре и након сузбијања фона.



Слика 4.12: Поређење релативне грешке за γ пикова у спектрима $^{94}\rm Nb$ пре и након сузбијања фона.

4.2 Гама коинцидентна мерења применом аналогних аквизиционих система

4.2.1 Опис апаратуре

Апаратура коришћена за екперименте снимања спектра ⁶⁰Со и за γ - γ коинциденција се налази на четвртом спрату Природно-математичког факултета департмана за физику у лабораторији за нуклеарну физику. Први део експерименталних поставке се односи на снимање спектра ⁶⁰Со, односно калибрације појединачних детектора, и одговарајућа шема приказана је на слици 4.13.



Слика 4.13: Шема експерименталне поставке за снимање спектра ⁶⁰Со са два детектора. Делови апаратуре: 1.-Сцинтилациони детектор; 2.-Извор високог напона; 3.-Појачавач; 4.-Једноканални анализатор; 5.-Скалер и тајмер.

Други и трећи део експерименталних поставке се односи на снимање γ - γ коинциденција и ангуларне корелације за ⁶⁰Со, при чему се принципијална шема ангуларне корелације разликује једино по томе што смо један детектор фиксирали а други је померан за одговарајуће углове.



Слика 4.14: Шема експерименталне поставке за снимање коинциденција ⁶⁰Со. Делови апаратуре: 1.-Сцинтилациони детектор; 2.-Извор високог напона; 3.-Појачавач; 4.-Једноканални анализатор; 5,-Коинцидентно коло; 6.-Скалер и тајмер.

За дате експерименте коришћена су два сцинтилациона детектора различитих ефикасности, при чему је први детектор прикључен на извор високог напона од 1400 V док је други детектор био на 500 V. Мерења су била адекватно оптимизована у циљу обезеђивања ставилности и боље резолуције. Излазни сигнал из детектора у себи садржи информацију о енергији упадног γ зрака. Висина овог аналогног сигнала је пропорционалана енергији упадног γ зрака, а време појаве сигнала зависи од тренутка детекције.

Детектор је повезан на појачавач, чија је функција прихватање, обликовање, и појачање сигнала. Приликом подешавања појачања треба водити рачуна да пикови од интереса у спектру "упадну" у опсег нашег једноканалног анализатора који је ограничен на 105 подеока, те на појачавачу постоји две врсте појачања фино и грубо које нам омогућавају прецизније подешавање и позиционирање пикова у спектру. Код оба појачавача подесили смо појачање на 4,2 пута, што нам омогућава да оба пика ⁶⁰Со енергија од 1,1732 MeV и 1.3325 MeV упадну у жељени опсег. Пошто у спектру ⁶⁰Со пикови од интереса не прелазе 1,5 MeV, самим избором већег односно мањег појачања ми утичемо на квалитет спектра.

Излази из појачавача прикључени су на улаз два једноканална анализатора (за сваки детектор по један). Помоћу једноканалног анализатора на најједноставнији начин добијамо γ спектар. Једноканални анализатор чине два електронска прага: дискриминатор доњег нивоа (LLD) на H₁ испод кога импусли не смеју да пролазе и дискриминатор горњег нивоа (ULD) на H₂ изнад кога су импулси блокирани. На овај начин креирамо енергетски прозор и једино импулси одговарајуће енергије ће допринети одброју, односно висини пика. На слици 4.15 видимо да само сигнали 2 и 5 дају излазни сигнал док су сви остали одбачени.



Слика 4.15: Једноканални анализатор са горњим и доњим нивоом дискриминатора који дефинишу "прозор" [1].

Ако бисмо прозор напона између H_1 и H_2 поставили да буде довољно мали, прогресивним померањем по енергетском опсегу, при чему ћемо се заустављати у свакој тачки да да бисмо измерили број импулса добили бисмо спектар, али уз знатан утрошак времена. Сви импулси који нису унутар прозора су протраћени. Једноканални анализатор поседује два кружна потенциометра (Е и ΔE) и сваки потенциометар има 105 подеока који се кружно померају. Помоћу кружног потенциометра ΔE подешавамо ширину прозора, а са кружним потенциометром E се "шетамо" по каналима, тј. снимамо спектар.

Последње две електронске компоненте чине скалер и тајмер. Тајмер нам омогућава подешавање реалног временског интервала током којег ће се прикупљати сигнали, а број сигнала очитавамо на екрану скалера. Тајмер поред могућности избора различитих временских интервала, поседује и четири дугмета. Start дугме нам омогућава покретање задатог временског интервала и почетак прикупљања импулса, а након истека истог са дугметом Reset враћамо на нулу, тј. почетак.



Слика 4.16: Електроника коришћена за снимање спектр
а $^{60}{\rm Co.}$

Како би се регистровали коинцидентни догађаји користи се систем од најмање два детектора која се налазе један наспрам другог и повезана су са коинцидентним колом. Како би се временска информација могла корелисати са временском информацијом из другог (или осталих) детектора неопходно је да се време појаве сигнала трансформише у логички сигнал који ће бити корелисан са тренутком детекције. Део коинцидентног кола у које се стварају ови логички сигнали назива се брзи дискриминатор. Да би се време интеракције што тачније дефинисало користи се различити методи за дефинисање времена пристизања аналогног сигнала на улаз дискриминатора []. Коинцидентно коло након што прими улазне импулсе од оба дискриминатора унутар задатог времена разлагања ствара један излазни сигнал. Принцип рада коинцидентног кола преклапајућег типа дат је на слици 4.17.



Слика 4.17: Принцип рада коинцидентног кола.

Сигнал из два дискриминатора доводимо на улаз коинцидентног кола и сабирамо. Ако су импулси истовремени тада ће ће се они преклопити, а резултујући импулс ће прећи праг окидног кола које тада испоручује један излазни сигнал. Коинцидентно коло можемо да подешавамо помоћу два потенциометра за кашњење и ширину. Коло за кашњење има опсег од 50 до 450 ns, док коло за ширину од 0 до 1000 ns.



Слика 4.18: Електроника коришћена за потврду γ - γ коинциденција за 60 Co.

Једноканални анализатор, коло за коинциденције, скалер и тимер су постављани у NIM (Nuclear Instrumentation Module) кућиште. NIM кућишта су стандардизована и поседују шине на које ређамо електронске компоненте. NIM стандард такође дефинише импулсне и логичке спецификације за импулсе који пролазе између модула, а стандардизовани су и напони самих уређаја, што нам омогућава постављање различитих уређаја различитих произвођача и да сви раде као део једног комплетног система. Предност NIM је што у случају квара неке од компонената, исту можемо веома лако заменити без већег утрошка времена.

Последња експериментална поставка се односи на ангуларне корелације ⁶⁰Со, где ћемо показати да је вероватноћа детекције два истовремена γ зрака зависна од угла θ између наших детектора. Показаћемо да ће се приликом распада ⁶⁰Со, два γ зрака највероватније емитовати под углом θ од 180°, и вероватноћа симултане детекције два γ зрака се смањује са смањењем угла θ , чиме се и потврђује анизотропија емисије два γ зрака. Експериментална поставка од поставке за мерење коинциденција се једино разликује по томе што је први детектор фиксиран а други детектор померамо, при чему су мерења извршена за вредност углова између детектора $\theta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ, 160^\circ, 180^\circ$.



Слика 4.19: Експериментална поставка за ангуларне корелације за вредност угла $\theta=90^\circ.$



Слика 4.20: Експериментална поставка за ангуларне корелације за вредност угла $\theta=135^\circ$



Слика 4.21: Експериментална поставка за ангуларне корелације за вредност угла $\theta=160^\circ$

4.2.2 Резултати

Калибрација појединачних детектора

Процес снимања спектра се одвија у неколико корака, а први корак јесте подешавање електронике:

- постављање опсега дискриминатора на кружном потенциометру једноканалног анализатора ΔE (у нашем случају 0,1), при чему се та вредност надаље не мења
- постављање кружног потенциометра Е на почетни канал (у нашем случају почетни канал је 0,5)
- постављање временског интервала на тајмеру (40s, 60s или неки други интервал)
- притискамо дугме Start на скалеру
- и притискамо дугме Start на тајмеру

што нам након истека задатог времена као резултат даје одброј за дати канал који очитавамо на екрану скалера. Снимање спектра настављамо у другом кораку, који се понавља до последњег канала на једноканалном анализатору (поседњи канал је 10,5):

- кружни потенциометар Е постављамо на наредни канал 0,6
- притискамо дугме Reset на скалеру
- притискамо дугме Reset на тајмеру
- и притискамо дугме Start на тајмеру,

чиме добијамо одброј за канал 0,6. Након што смо прикупили одброје за све појединачне канале добијамо спектар за први детектор 4.22 и за други детектор 4.23.



Слика 4.22: Спектар ⁶⁰Со снимљен првим детектором.



Слика 4.23: Спектар ⁶⁰Со снимљен другим детектором.

Енергетска резолуција другог детектора је мало лошија од првог детектора, а као разлог за то може бити: губитак контакта на улазу у детектор или негде дуж пута сигнала, кристал детекора није адекватно заштићен од влаге и постоји могућност оштећења и флуктуације напона. Оно што би вероватно поправило резолуцију јесте дужи временски период током кога би спектар био сниман, тј. већа статистика.

Подешавање коинциденционих параметара кола

Већ смо рекли да коло за коинциденције поседује два мода подешавања, где се први користи за одабир кашњења сигнала у опсегу од 50 до 450 ns, а други мод за одабир ширине сигнала у опсегу од 0 до 1000 ns. Експеримент се даље одвија у неколико корака:

- 1. помоћу кружног потенциометра Е се позиционирамо на почетак пораста пика енергије од 1,1732 keV, тј. на његов канал
- 2. помоћу кружног потенциометра једноканалног анализатора ΔE обухватимо ширину датог пика
- 3. иста подешавања користимо и код једноканалног анализатора другог детектора

- 4. на колу за коинциденције изаберемо почетно кашњење, 50 ns, након чега мерење одброја вршимо мењањем ширине сигнала, на потенциометру за ширину, у корацима од 50 ns у интеравалу од 50 ns до 1000 ns
- 5. понављамо претходни корак за различите вредности кашњења сигнала у интервалу од 50 ns до 450 ns у корацима од 50 ns.

Резултати мерења су представљени на слици 4.24 на којој је приказана зависност од ширине улазног сигнала при константном кашњењу од 100 ns за ⁶⁰Со. Добијена крива је она која се очекује за оваква мерење.



Слика 4.24: Зависност одброја од ширине улазног сигнала при константном кашњењу од 100 ns за $^{60}\mathrm{Co.}$

Потврда γ - γ коинциденција за 60 Со

Након што смо поставили опсег за дати пик помоћу потенциометра на једноканалном анализатору за први детектор, започињемо снимање спектра за γ - γ коинциденције помоћу једноканалног анализатора повезаног за други детектор, при фиксним параметрима на коинцидентном колу за ширину од 200 ns и кашњењу од 100ns. Исту процедуру понављамо за опсег другог пика на првом детектору. Резултати мерења су приказани на слици 4.25 и 4.26.



Слика 4.25: Спектар
 γ - γ коинциденција за 60 Со када см
о фиксирали први пик на првом детектору.



Слика 4.26: Спектар γ - γ коинциденција за ⁶⁰Со када смо фиксирали други пик на првом детектору.

Добијене криве због лошије резолуције нерепзентују најбоље снимљене пикове ⁶⁰Со, а један од разлога може бити мала статистика. Добијени спектар је могуће побољшати коришћењем извора веће активности, финијом оптимизацијом електронике и већом статистиком.

Ангуларне корелације

Број коинциденција између два γ зрака је одређен као функција угла θ (угла између два детектора). График за број коинциденционих догађаја у јединици времена као функција угла θ , назива се измерена угаона корелација. Теоријска корелациона функција $\omega(\theta)$ за ⁶⁰Со је израчуната помоћу једначине:

$$\omega(\theta) = a_0 + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta \tag{4.1}$$

где је $a_0{=}1,~a_2{=}1/8$ и $a_4{=}1/24.$ За измерене углове, теоријска вредност ангуларне корелационе функције $\omega(\theta)$ за 60 Со дата је у табели 4.3.

$\theta(^{\circ})$	$\omega(heta)$
90	1
120	$1,\!03385$
135	1,072917
160	$1,\!14286$
180	$1,\!16667$

Табела 4.3: Ангуларна корелациона функција $\omega(\theta)$ за ⁶⁰Со.

Анизотропија повезана са мерењем угаоне корелације је дефинисана као:

Анизотропија =
$$\frac{\omega(180^\circ) - \omega(90^\circ)}{\omega(90^\circ)}$$
. (4.2)

Поређење експерименталне анизотропије са теоријском вредношћу открива да су мерења угаоне корелације поприлично усклађене.

Да би лако поредили експерименталне и теоријске вредности дате са једначином 4.1, много је згодније нацртати $G(\theta)$ у односу на θ , где $G(\theta)$ рачунамо као:

$$G(\theta) = \frac{\omega(\theta)}{\omega(90^{\circ})} \tag{4.3}$$

У експерименталном раду вршена су по три мерења одброја у трајању од десет минута, након чега је израчуната средња вредност одброја за сваки мерени угао. Тада ће највероватнија вредност бити средња вредност одброја \overline{N} , одређена са тачношћу $\pm \sigma$, тј. са стандардном грешком. Пошто је средња вредност одброја већа од 20, резултати мерења ће се дистибуирати по Гаусовој расподели. Ширина дистрибуције на половини висине има вредност 2σ а површина која је њом захваћена представља 68% укупне површине под кривом дистрибуције. Све вредности које се налазе унутар ње су $\overline{N} \pm \sqrt{N}$, односно $\overline{N} \pm \sigma$.

Са повећањем броја догађаја повећава се и ширина расподеле, међутим спорије него што расте N [7]. Другим речима, апсолутно расте стандардна грешка σ , али се релативна грешка смањује, што се може приказати на следећи начин:

$$\delta = \frac{\sigma}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

где је
 δ релативна грешка. Грешка одброја за дати експеримент износ
и4,5%.

На слици 4.27 приказани су резултати мерења као и њихово поређење са одговарајуђим теоријским вредностима.



Слика 4.27: Зависност одброја од ширине улазног сигнала при константном кашњењу од 100 ns за $^{60}{\rm Co.}$

Глава 5

Дискусија и закључак

Коинцидентне методе представљају један од неизоставних делова модерне нуклеарне физике. Експерименти из ове области, али и из многих других области, попут физике високих енергија, користе коинцидентне методе за побољшање квалитета добијених података на различите начине. Примарни циљ овог рада је била демонстрација разних примена коинцидентних метода у аналогним и дигиталним аквизиционим системима. У овом раду су одрађене две битне примене коинциденција, а то су сузбијање Комптонског фона за НРGе детекторе у дигиталном аквизиционом колу и мерење анизотропије у аналогном аквизиционом колу. Секундарни циљ овог рада је био да послужи као додатни материјал за студенте који се први пут сусрећу са коинциденцијама и да их проведе кроз основне принципе и примене.

Прво смо проверавали γ коинциденције снимљене помоћу дигиталних аквизиционих система, користећи два НРGе детектора релативне ефикасности 23% и 27% који су снимали све догађаје, али се поред тога око детектора са релативном ефикасношћу од 27% налазила и Комптонска заштита у виду BGO детектора која је представљала активну заштиту детектора. Снопом неутрона гађана је мета од 99,99% чистог ниобијума у облику танке плочице при чему се одиграва реакција ⁹³Nb(n, γ)⁹⁴Nb. Након обраде добијених података добили смо два спектра: један за све догађаје и други за коинциденције. Одузимањем спектра за коинциденције од спектра свих догаћаја добили смо спектар у коме је извршено сузбијање фона при чему долази до "испливавања" пикова, што је приказано на сликама 4.10 и 4.11.

Након тога вршена су мерења за γ коинциденције снимљене помоћу аналогних аквизиционих система коришћењем два сцинтилациона детектора NaI(Tl). Том приликом смо извршили калибрацију појединачних детектора, подешавања коинциденционих параметара кола, потврду γ - γ коинциденција и ангуларне корелације за ⁶⁰Со.

Калибрација појединачних детектора је извшена помоћу једноканалних анализатора где смо добили спектар ⁶⁰Со за оба детектора. При чему се обухваћена оба γ пика настала распадом ⁶⁰Со на ⁶⁰Ni, што је приказано на сликама 4.22 и 4.23.

Подешавање коинциденционих параметара кола је извршено на основу познавања спектра ⁶⁰Со који смо претходно снимили за оба детектора и коришћењем кола за коинциденције где смо избором одговарајућих параметара добили зависност одброја ⁶⁰Со од ширине улазних сигнала при константној вредности кашњења, која је приказана на слици 4.24.

Потврду γ - γ коинциденција извршили смо помоћу познавања претходно снимљеног спектра ⁶⁰Со са колом за коинциденције при фиксним параметрима за ширину и кашњење при чему смо добили графике 4.25 и 4.26.

Ангуларне корелације смо мерили фиксирање позиције једног детектора при чему је други детектор био померан за одговарајуће углове у односу на први, након чега смо добијене експерименталне вредности упоредили са теоријским вредностима ангуларне корелације чиме је потврђена анизотропија емитовања γ зрака, што је приказано на слици 4.27.

Резултати добијени у овом раду показују да коинцидентне методе имају велики број примена и да је правилно разумевање прикупљених података и правилно обрађивање података добијених овом методом веома битно за модерне експерименте, као и за било кога ко планира да се бави експерименталном нуклеарном физиком.

Литература

- Gordon Gilmore Practical Gamma-ray Spectrometry 2nd Edition (2008);
- [2] Никола Јованчевић Скрипта из савремене експерименталне физике III - *С*шандардна нуклеарна елекшроника;
- [3] National Nuclear Data Center; https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/;
- [4] Гордана Радованов, Каракшерисшике коинциденшної їама сйекшромешра, Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду (1991);
- [5] М.Крмар, Увод у нуклеарну физику, Универзитет у Новом Саду, ISBN: 978-86-7031-250-0 (2013);
- [6] Michael F. L'Annunziata, Handbook of Radioactivity Analysis; Volume 1: Radiation Physics and Detectors, Academic Press (2020);
- [7] Никола Јованчевић, Давид Кнежевић, Јована Николов, Пракшикум -Експерименшалне вежбе из нуклеарне физике, Универзитет у Новом Саду (2020);
- [8] William R. Leo, (1994), Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How-to Approach-Springer;
- [9] Селена Илић, Промūūно īама сūекūроскойско мерење емисије након захваша неуūрона на ⁹³Nb, Природно-математички факултет, Универзитет у Новом Саду (2017);
- [10] Canberra. Genie 2000 Customization Tools Manual;
- [11] Сливка, Ј., Бикит, И., Весковић, М., Чонкић, Љ., Гама сӣекѿромеѿрија, сӣецијалне меѿоде и ӣримене., Универзитет у Новом Саду (1995).

Биографија



Милош Николић је рођен 25.XI 1984 у Ваљеву. Завршио је основну школу "Милован Глишућ" и средњу пољопривредну школу у Ваљеву. Након завршене средње школе, уписао се на студије физике на департману за физику Природноматематичког факултета у Новом Саду. Током студија учестовао на неколико међународних фестивала науке и образовања одржаних у централном кампусу Универзитета у Новом Саду као и на фестивалу "Ноћ истраживача".

UNIVERZITET U NOVOM SADU PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KO

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:	
KBR Identifikacioni broi:	
IBR	
Tip dokumentacije:	Монографска документација
TD Tin - aniaga	
Tip zapisa: TZ	текстуални штампани материјал
Vrsta rada:	Мастер рад
VR	
Autor:	Милош Николић
AU	Π. Π
Mentor: MN	др никола јованчевип
Naslov rada:	Демонстрација коинцидентних техника мерења у ү спектроскопији
NR	применом дигиталних и аналогних система за обраду сигнала
Jezik publikacije: I P	srpski (ћирилица)
Jezik izvoda:	srpski/српски/engleski
JI	
Zemlja publikovanja: ZP	Србија
Uže geografsko područje: UGP	Војводина
Godina:	2021
GO	
Izdavac: IZ	Autorski reprint
Mesto i adresa:	Природно-математички факултет, Трг Доситеја Обрадовића 4. Нови
MA	Сад
Fizički opis rada:	Број поглавља/страна/табела/слика/референци:
FO	5/73/3/52/11 Филлика
Naucha obiasi: NO	Физика
Naučna disciplina:	Нуклеарна физика
ND	
Predmetna odrednica/ ključne reči:	Сцинтилациони детектор, HPGe детектор, BGO детектор,
IDK 10	коинциденције, аналогни и дигитални аквизициони системи,
UDK	ani ynapne Ropenaunje sa Co
Čuva se:	Библиотека департмана за физику, ПМФ-а у Новом Саду
ČU	
Važna napomena:	нема
VIN Izvod:	Примарци цил, овог рада је била лемоистрација разних примена
Izvod: IZ	примарни цизь овог рада је оила демонстрација разних примена коинцидентних метода у аналогним и дигиталним аквизиционим
	системима. На основу дигиталних аквизиционих система демонстрирали смо сузбијање фона у спектру ⁹⁴ Nb, док смо применом аналогних аквизиционих система снимили спектар ⁶⁰ Co и методом ангуларних корелација показали и потврдили анизотропију емитованих у зрака.
Datum odbrane: DO	29.X 2021.
Članovi komisije:	

Predsednik: član: član: član: Др Миодраг Крмар Др Никола Јованчевић Др Давид Кнежевић Др Душан Зорица

UNIVERSITY OF NOVI SAD FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:	
ANO	
Identification number: INO	
Document type: DT	Monograph publication
Type of record:	Textual printed material
Content code:	Master thesis
Author:	Miloš Nikolić
AU Mentor/comentor: MN	Dr Nikola Jovančević
Title: TI	Demonstration of coincidence measurement techniques in gamma spectroscopy using digital and analog signal processing systems. Serbian (Cyrillic)
Language of text: LT	
Language of abstract: LA	Serbian/English
<i>Country of publication:</i> CP	Serbia
Locality of publication:	Vojvodina
Publication year: PY	2021
Publisher: PU	Author's reprint
Publication place: PP	Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
Physical description: PD	Number of chapters/pages/tables/pictures/references: 5/73/3/52/11
Scientific field: SF	Physics
Scientific discipline: SD	Nuclear physics
Subject/ Key words: SKW UC	Scintillation detector, High Purity Germanium (HPGe) detector, BGO detector, analog and digital acquisition systems, angular correlation for ⁶⁰ Co
Holding data:	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
Note:	none
Abstract: AB	The primary goal of this paper was to demonstrate different applications of coincident methods in analog and digital acquisition systems. Using digital acquisition systems, we demonstrated background suppression in the 94Nb spectrum, while using analog acquisition systems we recorded the 60Co spectrum, showed and confirmed the anisotropy of emitted γ rays by the method of angular correlations.
Accepted by the Scientific Board: ASB	
Defended on: DE	29. X 2021.
Thesis defend board: **DB** President: Member: Member: Member:

Dr Miodrag Krmar Dr Nikola Jovančević Dr David Knežević Dr Dušan Zorica